

UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DE UN MODELO DE DETECTOR DE RAYOS-X, DE BAJO COSTO, BASADO EN LA UTILIZACIÓN DE FOTODIODOS PIN

Trabajo Especial de Grado presentado por
Francisco Tovar
ante la Facultad de Ciencias de la
Ilustre Universidad Central de Venezuela
como requisito parcial para optar al título
de: **Licenciado en Física**

Con la tutoría de:

Dr. Fernando Moutinho

Octubre-2015
Caracas-Venezuela

Escuela de Física

UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



**DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DE UN MODELO DE DETECTOR DE
RAYOS-X, DE BAJO COSTO, BASADO EN LA UTILIZACIÓN DE
FOTODIODOS PIN**

Trabajo Especial de Grado presentado por
Francisco Tovar
ante la Facultad de Ciencias de la
Ilustre Universidad Central de Venezuela
como requisito parcial para optar al título
de: **Licenciado en Física**

Con la tutoría de:

Dr. Fernando Moutinho

Octubre-2015

Caracas-Venezuela



UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



VEREDICTO

Quienes suscriben, miembros del Jurado designado por el Consejo de la Escuela de Física de la Facultad de Ciencias de la Universidad Central de Venezuela, para examinar el Trabajo Especial de Grado presentado por **Francisco Tovar**, Cédula de Identidad No. 20907800, bajo el título “**Diseño y construcción de un modelo de Detector de Rayos-X, de bajo costo, basado en la utilización de fotodiodos PIN**”, a los fines de cumplir con el requisito legal para optar al grado de **Licenciado en Física**, dejan constancia de lo siguiente:

1. Leído como fue dicho trabajo por cada uno de los miembros del Jurado, éste fijó el día Octubre de 2015, a las 1:00 am, para que el autor lo defendiera en forma pública, lo que éste hizo en la sala de seminarios Guillermo Ruggeri de la Escuela de Física, mediante un resumen oral de su contenido, luego de lo cual respondió satisfactoriamente a las preguntas que le fueron formuladas por el jurado; todo ello conforme a los artículos 20, 21, 22, 25, 26 y 28 de la Normativa de Trabajo Especial de Grado de la Licenciatura en Física de la Facultad de Ciencias de la UCV vigente.
2. Finalizada la defensa pública del trabajo, el jurado decidió aprobarlo por considerar que se ajusta a lo dispuesto y exigido en la Normativa de Trabajo Especial de Grado de la Licenciatura en Física de la Facultad de Ciencias de la UCV vigente en sus artículos 1, 5 y 6.

En fe de lo cual se levanta la presente acta a los 22 días del mes de Octubre de 2015, dejándose también constancia de que, conforme a la normativa jurídica vigente, actuó como Coordinador del Jurado el Tutor del Trabajo Especial de Grado, **Dr. Fernando Moutinho**. Firma del jurado examinador

Prof. Esteban Segundo
Alvarez
9525744
UCV

Prof. Boutros Pierre Em-
baid
12162811
UCV

Dr. Fernando Moutinho
3141593
UCV

A Dios, San Jerónimo
y Santa María siempre Virgen...

Agradecimientos

Quiero y debo agradecer principalmente a Dios todo poderoso pues sin él este logro, todo lo que soy y tengo, no fuera posible. A mis padres Milagros Ceballo y Euclides Tovar por el apoyo incondicional en todas las etapas de mis vida a mis hermanas y en general a toda mi familia.

A mi tutor Fernando Moutinho por su apoyo en la realización de este proyecto, su ayuda hace que no tenga mas que palabras de agradecimiento hacia él.

A todos los profesores que de una u otra manera semestre a semestre han hecho que mejore tanto personal como académicamente y que incluso permiten que la educación de ésta, la ilustre Universidad Central de Venezuela mejore día a día. Pienso que no puedo dejar de mencionar especialmente a: Prof. Salvatore De Vincenzo, Prof. Humberto Rojas, Prof. Esteban Alvarez, Prof. Kendy Armas, Prof. Gisell Marcano, Prof. Mayra Montilla, Prof. Ana Maria Font, quienes ademas de su ayuda académica son figuras que uso como referencia en mi vida diaria.

Resumen

En el presente proyecto de trabajo especial de grado (TEG) se diseñó y construyó un dispositivo electrónico detector de la radiación del tipo ionizante, Rayos-X y Rayos- γ con energías entre $10keV$ y $30keV$, mediante la utilización de un arreglo de fotodiodos PIN. El mencionado arreglo permitió aumentar la respuesta del detector ya se que logró el aumento del área activa del detector y con ello un aumento de la tasa de conteo efectiva. El diseño del proyecto se hizo de la manera mas compacta posible, este fue alimentado con una batería recargable de litio de $3,7V$ y mediante dos fuentes conmutadas se elevó el voltaje a los niveles que fueron requeridos para la alimentación de los distintos componentes y de un circuito cabezal que contenía los fotodiodos, estos voltajes fueron $15V$ y $60V$ respectivamente. Cada fotodiodo está conectado a una rama pre-amplificadora las cuales trasformaron la corriente entregada en voltaje, luego esta señal fue amplificada mediante un modulo amplificador el cual entrega como salida un pulso de $10V$ como amplitud máxima, por ultimo se construyó un circuito detector de actividad que permite usar nuestro detector como un contador geiger. El detector construido fue sometido experimentalmente, tanto en protoboard como en PCB, a pruebas con pulsos de luz azul (longitud de onda $450nm$) y luego con fuente radiactiva de fotones con energía de $14keV$, la muestra de cobalto-57 poseía una actividad $12mCi$, también se puso a prueba el detector con muestras (Co-60, Ba-133 y Cs-137) de actividades bajas por debajo de $1\mu Ci$, en todos casos los resultados fueron satisfactorios encontrando que el equipo construido para este TEG puede funcionar como detector de radiación visible y para fotones de energía del orden de rayos-x.

Índice general

Lista de figuras	17
Lista de tablas	21
1. Introducción	23
2. Algunos Conceptos Básicos sobre Física de Radiaciones	27
2.1. Radiación	27
2.2. Tipos de radiación	27
2.3. Radiactividad	28
2.4. Actividad	29
2.4.1. Unidades de Actividad	29
2.5. Periodo de Semidesintegración y Vida Media	29
2.6. Procesos de Desintegración Radiactiva	30
2.6.1. Decaimiento Alfa	31
2.6.2. Decaimiento Beta	32
2.6.3. Decaimiento Gamma	33
3. Rayos-X, su Producción y el efecto Auger	35
3.1. Rayos-X	35
3.2. Producción de Rayos-X	35
3.2.1. Rayos-X Característicos	37
3.2.2. Bremsstrahlung	38
3.3. Espectro de Rayos-X	41
3.3.1. Tubo de Rayos-X	42
3.4. Efecto Auger	42
4. Interacción de la Radiación con la Materia	45
4.1. Interacción de las Partículas Cargadas con la materia	45
4.1.1. Colisión Suave $b \gg a$	46
4.1.2. Colisión Dura $b \approx a$	47
4.1.3. Interacción Radiactiva $b \ll a$	47
4.1.4. Poder de Frenado	48
4.2. Interacción de la Radiación Electromagnética con la materia	50
4.2.1. Efecto Fotoeléctrico	50
4.2.2. Efecto Compton	52

4.2.3.	Producción de Pares	55
4.2.4.	Atenuación de Fotones en un Medio Absorbente	55
4.2.5.	Coeficiente de Atenuación Lineal- Sección Transversal	57
5.	Fundamentos Básicos sobre Detectores de Radiación	59
5.1.	¿Que es un detector?	59
5.2.	Fundamentos sobre Detectores de Radiación más Conocidos	59
5.3.	Métodos de Detección de la radiación	60
5.3.1.	Cámara de Ionización	63
5.3.2.	Contador Tipo Geiger Muller	64
5.3.3.	Detectores de Centelleo	66
6.	Física de los Semiconductores y Dispositivos Semiconductores	69
6.1.	Banda de Energía y Clasificación de los Sólidos	69
6.2.	Semiconductores	71
6.2.1.	Semiconductor Intrínseco	72
6.2.2.	Semiconductor Extrínseco	73
6.3.	Diodo Semiconductor	75
6.3.1.	Efectos Capacitivos en el Diodo Semiconductor	80
6.3.2.	Efectos de la Temperatura sobre Dispositivos Semiconductores	82
6.4.	El Diodo como Detector de Radiación	83
6.5.	Fundamentos sobre Diodo PIN	84
6.5.1.	Característica I-V del diodo PIN	85
6.5.2.	Tipos de Fotodiodos pin	86
6.5.3.	Fuentes de Ruido en Diodo PIN como Fotodetector	87
7.	Procedimiento Experimental	89
7.1.	Breve Introducción al Equipo Detector de Rayos-X Construido	89
7.2.	Módulos de Transformación del Voltaje para la Alimentación de las etapas	90
7.2.1.	Fuente de alimentación +15V y +55V basadas en tecnología Switching	91
7.3.	Etapa de Detección de la Radiación Basada en un Arreglo de Fotodiodos PIN	98
7.4.	Conversión de las Cargas (Q) Generadas en los Fotodiodos a Voltaje (Obtención Pulso Exponencial)	101
7.5.	Conformación de Pulso en forma Cuasi-Gausiana a Partir de la Exponencial	104
7.6.	Detector de Actividad	106
7.7.	Pruebas de Detección de Pulsos de Luz con Led Azul de 5mm	109
7.8.	Primeras Pruebas de Detección de Fotones con Energía de 14KeV con Fuente de Cobalto-60 (Co-60)(un fotodiodo)	110
7.8.1.	Pruebas de Detección de Radiación a una Temperatura Menor que Temperatura Ambiente ($T_{amb} = 25 \text{ } ^\circ\text{C}$)	114
7.8.2.	Pruebas de Detección de Radiación utilizando dos fotodiodos en paralelo	115

8. Resultados, su discusión y análisis	117
8.1. Resultados de las Pruebas Con Pulsos de Luz Azul	117
8.2. Resultados de las Pruebas de Detección de Fotones con Energía de $14keV$ de fuente Co-57 (un Fotodiodo)	121
9. Conclusiones	127
A. Fundamentos sobre fuente conmutada(Switching) tipo Boost	129

Índice de figuras

2.1. Esquema Tipos de radiación	28
2.2. Diagrama de Segre	33
2.3. Esquema de desintegración del Cobalto-60	34
3.1. Espectro Electromagnético	36
3.2. Incidencia de electrones y fotones	36
3.3. Emisión de un fotón característico	37
3.4. Series Características	38
3.5. Series Características(Nomenclatura respecto a los números cuánticos n, l y j)	39
3.6. Espectro del Molibdeno	39
3.7. Radiación de frenado	40
3.8. Parámetro de Impacto b	40
3.9. Espectro de Rayos-X para el molibdeno	41
3.10. Esquema de un tubo de rayos-X(tubo de filamento)	43
3.11. Efecto Auger y Radiación Característica para la capa K como función del número atómico Z	44
3.12. Transición Auger para una vacancia generada en la capa K	44
4.1. Colisión Suave	47
4.2. Colisión Dura	48
4.3. Interacción Radiactiva	49
4.4. Efecto Compton	53
4.5. Resultados de experimentos sobre el Efecto Compton	54
4.6. Atenuación de fotones en un medio absorbente de espesor x	56
5.1. Respuesta simple de un detector	60
5.2. Tipos de Detectores	61
6.1. Clasificación de los sólidos	71
6.2. Semiconductor Intrínseco	73

6.3. Semiconductor Extrínseco Tipo N (a la derecha), son conseguidos dopando un material intrínseco con elementos del grupo V de la tabla periódica respectivamente, los elementos mas involucrados en el dopaje son fósforo, arsénico y antimonio para el Tipo N, para semiconductores compuestos el proceso es un poco variado y complejo pudiendo ser utilizadas impurezas de los grupos IV y VI, en el caso de GaAs, por ejemplo, para obtener el Tipo N (n-GaAs), son usados Te o Se para reemplazar átomos de arsénico; ó Ge, Si y Sn para reemplazar átomos de galio. Un proceso similar para el Tipo P (p-GaAs)	74
6.4. Semiconductor Extrínseco Tipo P (a la derecha), son conseguidos dopando un material intrínseco con elementos del grupo V de la tabla periódica respectivamente, los elementos mas involucrados en el dopaje son boro, galio y aluminio para el Tipo P. A la izquierda podemos del la impureza aceptora sobre la estructura de bandas de energía	75
6.5. Diodo Semiconductor	76
6.6. Con las configuraciones del diodo mostradas en las imágenes podemos disminuir (directa) o ampliar (reversa) la región de agotamiento	77
6.7. Gráfica I Vs V de un Diodo Semiconductor	78
6.8. Curva característica del Diodo Semiconductor	79
6.9. Curva característica del Diodo Semiconductor	80
6.10. Circuito representativo del diodo con efectos capacitivos	81
6.11. Efectos de la Temperatura Sobre la Característica I-V del Diodo	82
6.12. Diodo Semiconductor como Detector de Radiación	83
6.13. Diodo PIN	85
6.14. Característica I-V del Diodo PIN	86
6.15. Cambio del voltaje y corriente medidas el el diodo pin como funciones de la iluminancia	87
6.16. Polarización en Reversa de un Diodo PIN	88
6.17. En la figura los dos tipos de fotodiodos según la disposición de sus capas semiconductoras a la luz incidente	88
7.1. Esquema general	89
7.2. Esquema general de la fuente conmutada utilizada en nuestro TEG	92
7.3. La figura muestra los esquemas básicos para cada una de las fuentes con su respectivo valor del inductor L	92
7.4. Circuito Oscilador para Fuente de 15V	94
7.5. Circuito Regulador para Fuente de 15V	95
7.6. Circuito Regulador para Fuente de 55V	98
7.7. Foto de Fotodiodo Modelo BPW34	99
7.8. El conjunto de figuras muestra datos gráficos del BPW34 extraídos de la hoja de datos o “datacheet”	99
7.9. Datos de interés para el modelo de fotodiodo BPW34	100
7.10. Circuito de la etapa de detección de la radiación basado en arreglo de fotodiodos	100
7.11. Circuito de la etapa de pre-amplificación	102

7.12. Circuito para Voltajes de Referencia Pre-amplificación y Amplificación . . .	102
7.13. Circuito de la etapa de pre-amplificación	103
7.14. Amplificación del pulso	105
7.15. Circuito Amplificador	106
7.16. Idea General para Nuestro Detector de Actividad	107
7.17. Detector de Actividad	108
7.18. Arreglo Experimental	110
7.19. Circuito Usado para Detección de Fotones de $14keV$ con un solo Fotodiodo	111
7.20. Caja del Cabezal Detector para las Primeras Pruebas con Fotones de Energía de $14keV$	111
7.21. Montaje del Cabezal para las Pruebas con Fuente de rayos-gamma	114
7.22. Montaje de Celda Peltier para la Pruebas de Deteccion a Temperaturas menores que T_{amb}	115
8.1. Forma de Pulso a la Salida del Pre-Amplificador Sensible a Carga	118
8.2. Formas de Pulso Amplificador	118
8.3. Forma del Pulso Enviado al LED Azul	119
8.4. Representación de Amplitud de salida como Función de la cantidad de fotodiodos	120
8.5. Variación de la Cantidad de Fotodiodos del Arreglo en el Cabezal	121
8.6. Tren de Pulsos Obtenidos a la Salida del Circuito Construido	122
8.7. Salida del Amplificador sin hacer incidir Fotones de $14keV$	123
8.8. Pulsos de Salida Con Fotodidos a Temperatura de $18^{\circ}C$ Aproximadamente	124
8.9. Salida del Amplificador sin hacer incidir Fotones de $14keV$	124
8.10. Pulsos de Salida Con Dos Fotodidos en Paralelo	125
A.1. Circuito Básico de una fuente conmutada tipo boost	129
A.2. Estados del Convertidor Boost	131

Índice de Tablas

2.1. Procesos de desintegración radiactivo	31
3.1. Procesos de desintegración radiactivo	37
4.1. Posibles Mecanismos de Interacción de un fotón en la materia	50
4.2. Tipos de interacción foton-átomo mas conocidos	50
4.3. Símbolos para los <i>coeficiente de atenuación lineal</i> correspondientes a las interacciones foton-materia mas comunes	58
6.1. Propiedades mas notorias de los sólidos: Resistividad, Banda prohibida y Conductividad	71
7.1. Valores importantes en el circuito de oscilación fuente 15V	95
7.2. Valores Importantes en el Circuito Regulador Fuente 15V	96
7.3. Valores importantes en el circuito de oscilación fuente 55V	97
7.4. Valores Importantes en el Circuito Regulador Fuente 55V	98
7.5. Valores Importantes en el Circuito Detector de Radiación	100
7.6. Valores Utilizados en el Circuito Acondicionador	103
7.7. Valores Utilizados en el Circuito Referencia	104
7.8. Valores Utilizados en el Circuito Amplificador	106
7.9. Valores Utilizados en el Circuito Cabezal de las Primeras Pruebas de Detección	113
8.1. Valores de Amplitud de los Pulsos de Salida	119
8.2. Valores de Amplitud de los Pulsos de Salida	120

Capítulo 1

Introducción

Originalmente los fotodiodos han sido fabricados e implementados en la detección de fotones cuya longitud de onda está en el rango que va desde luz visible hasta la radiación ultravioleta [1], pero estos no eran adecuados para la detección de rayos-X debido a que su sensibilidad registraba un descenso por la alta cantidad de impurezas de los materiales con los que eran construidos, recientemente han sido implementados en la detección de radiación cuya energía está por encima de unos pocos keV , pudiendo ser utilizados de esta manera en la construcción de modelos de detectores que puedan ser aplicados en muchos ámbitos de la investigación científica, industria y medicina. Hoy día podemos conseguir en el mercado fotodiodos con características que nos permiten fácilmente y de manera adecuada elaborar dispositivos detectores que posibilitan su utilización en espectroscopia y que abarquen rangos de energía de las decenas de keV [2].

En este trabajo se evaluará y estudiará el uso de los fotodiodos en la detección de la radiación-X, así como las posibles mejoras que puedan brindar una mejor detección por parte del mismo. Entre las ventajas que podemos encontrar al trabajar con fotodiodos en la detección de la radiación son, entre otras, alta eficiencia intrínseca de detección.

En términos de detección de la radiación, los detectores semiconductores y en especial el fotodiodo PIN pueden ser usados en varias configuraciones, donde la más común es la configuración de polarización en reversa la cual permite explotar las propiedades de fotoconducción, por lo que en términos generales maximizamos la eficiencia de detección del equipo a construir.

Para obtener un par electrón-hueco en un detector de silicio es requerida una energía de aproximadamente $3,6eV$, esto se puede entender mejor desde el punto de vista del estudio de la forma en la que interacciona la radiación con la materia, específicamente los efectos que causa la radiación sobre los entes que se encuentran en la materia. Por ello de ante mano se debe tener en cuenta los conceptos derivados de la *física de radiaciones*, radiación, radiactividad, así como la producción de las principales formas de radiación (radiación Alpha, Beta y Gamma) con la finalidad de comprender con cierta facilidad la diferencia entre éstas y la radiación-X, punta de lanza en cuanto a importancia para este proyecto de trabajo especial de grado (TEG). Es así como podremos llegar a conocer la teoría

física acerca de los rayos-X y su producción desde un simple átomo de un material dado, pudiendo notar que el rango de energía de los fotones, por desexcitación de un átomo para capas internas es del orden de $0,1\text{KeV}$ a 100KeV aproximadamente[3]. Siendo los fotones de la radiación-X suficientes para producir pares *electrón- hueco* a través de cual quiera de los procesos o fenómenos citados en el capítulo 4. En resumen debido a que la detección de radiación abarca un extenso campo en la ciencia, esto nos hace plantearnos lo siguiente:

- Estudiar en profundidad ciertos tópicos de la física de radiaciones, así como los distintos tipos de decaimiento.
- Entender como se producen los Rayos-X y su interacción con la materia.
- Estudiar el mecanismo de detección de la radiación mediante la interacción fotón-semiconductor.
- Comprender el principio de funcionamiento de los detectores de radiación a manera de poder establecer una comparativa con los detectores semiconductores, específicamente fotodiodos PIN.

Es necesario recalcar que el presente modelo de detector no realizará medidas de dosimetría o de actividad alguna, por lo que su aplicación se restringe solo a la detección de la radiación tal como un equipo detector Geiger Muller.

En el presente trabajo se usará el fotodiodo modelo BPW34, el cual es de muy bajo costo y fácil adquisición, como elemento captor para la construcción de un modelo detector de Rayos-X cuya energía se encuentre alrededor de los 7keV a 30keV , utilizando una configuración de polarización en reversa, que permita tener una buena relación señal-ruido, alta sensibilidad, baja capacitancia del diodo y buena rapidez de respuesta. El circuito final se estima que esté en un recinto cerrado libre de la incidencia de radiación visible y colocando los fotodiodos lo mas cerca de los circuitos amplificadores. La configuración del detector se hará tal que éste pueda ser alimentado con cualquier batería de litio recargable de $3,7\text{V}$ y una duración mayor a los 1000mA/h , quitándonos de esta manera la necesidad de conexión a la red de 120V , lo que dará autonomía y portabilidad a nuestro dispositivo.

Los objetivos del presente trabajo especial de grado (TEG) son:

Objetivo General

- Construcción de un modelo de detector de radiación, en particular de rayos-X, utilizando como elemento captor un semiconductor tipo fotodiodo PIN.

Objetivos Específicos

- Estudiar en profundidad los fotodiodos, en particular de tipo PIN y su la utilización en la detección de rayos-X.
 - Plantear de un modelo de diseño, de bajo costo, basado en un fotodiodo PIN.
 - Validar y caracterizar el modelo de detector de radiación semiconductor.
-

- Optimizar y/o mejorar el modelo de detector de radiación semiconductor.
- Presentar un modelo final del detector semiconductor.

Capítulo 2

Algunos Conceptos Básicos sobre Física de Radiaciones

2.1. Radiación

Es la propagación de energía en forma de ondas electromagnéticas o partículas subatómicas, en todas las direcciones, a través del vacío o de un medio material.[3]

El fenómeno de la radiación se produce comúnmente cuando el átomo, de manera espontánea, tiende a alcanzar el equilibrio luego de sufrir una perturbación que puede ser tanto a nivel atómico como a nivel nuclear.

2.2. Tipos de radiación

Como ya sabemos la radiación es la propagación de energía en forma de ondas electromagnéticas o partículas subatómicas, a través del vacío o de un medio material. La radiación transmitida en forma de ondas electromagnéticas es llamada *radiación electromagnética*, a su vez como *radiación corpuscular* o *radiación de partículas* entendemos la propagación de energía por partículas subatómicas que viajan a gran velocidad en un medio.

La absorción de la radiación por parte de la materia puede llevar a una excitación o a una ionización. Cuando se lleva a un electrón, de un átomo o molécula, a su máximo nivel de energía sin expulsión, se llama *excitación*. Si la radiación posee energía suficiente para desprender uno o más electrones de los orbitales atómicos, el proceso será llamado *ionización* [3], y este tipo de radiación es llamado *radiación ionizante*, en caso contrario es llamada *radiación no ionizante*. En la figura 2.1 mostramos un esquema para los tipos de radiación mencionados anteriormente

La radiación ionizante puede ser clasificada, a su vez, como *radiación directamente ionizante* y *radiación indirectamente ionizante*. Todas las partículas cargadas como los electrones y los protones son directamente ionizantes, ya que estas partículas poseen

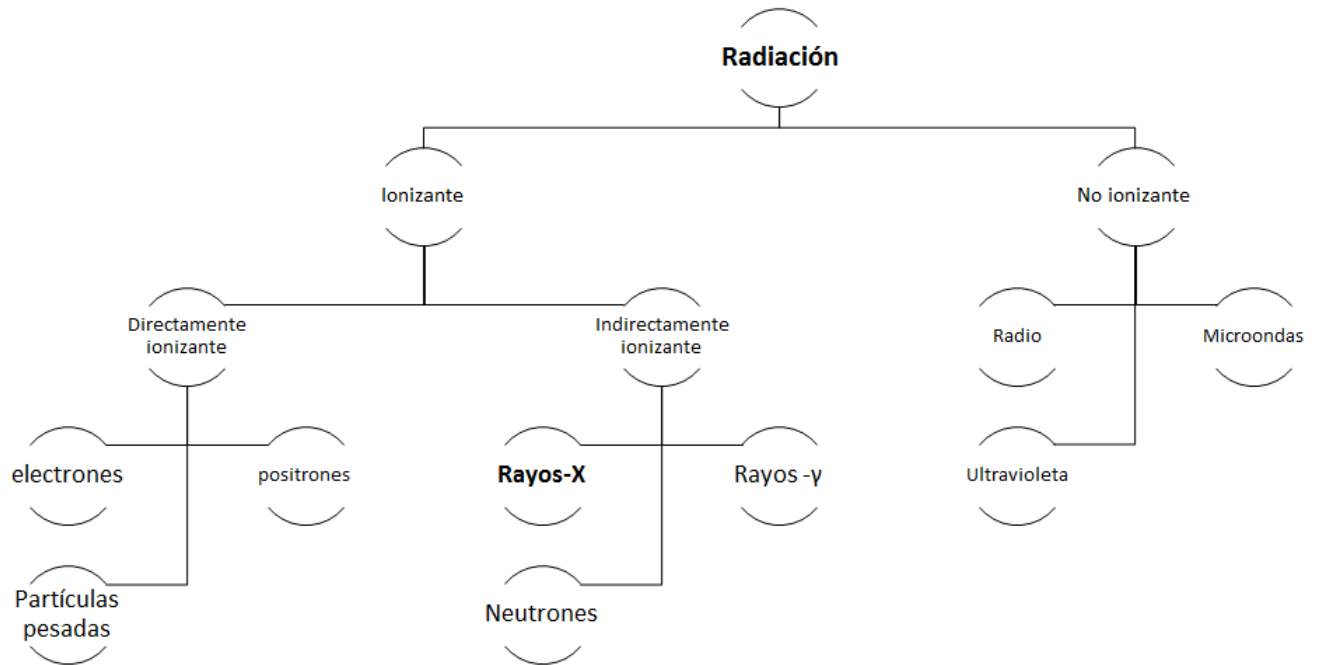


Figura 2.1: Esquema Tipos de radiación

energía cinética suficiente para producir ionizaciones sobre el material absorbente. La radiación electromagnética (Rayos- X y Rayos Gamma) y los neutrones son indirectamente ionizantes, ellos en si no producen ionizaciones, pero cuando son absorbidos en el material por el que pasan, entregan su energía para producir partículas cargadas moviéndose a gran velocidad (radiación secundaria), las cuales son responsables de la ionización de la materia[4].

2.3. Radiactividad

Es la propiedad que presentan ciertos núcleos atómicos de emitir espontáneamente energía, en forma de ondas electromagnéticas o partículas subatómicas [5]. Esta tendencia de los núcleos de emitir radiación, es debida a que por lo general se encuentran en estados inestables(ver sección 2.6), teniendo así que emitir cierta cantidad de energía para entrar en un estado o configuración favorable.

Los núcleos al decaer, pasan a un nivel de energía mas bajo, esta diferencia de energía entre un estado y otro es la responsable de la energía de la radiación emitida

2.4. Actividad

La actividad de una fuente de radioisótopos o material radiactivo es definida como la rata de decaimiento y está dada por la ley de decaimiento radiactivo [6].

$$A = \frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad (2.1)$$

donde N es el número de núcleos radiactivos y λ es una constante de decaimiento que expresa la probabilidad que tiene un núcleo radiactivo de decaer en otro. La ecuación de la actividad puede ser expresada como sigue:

$A = A_0 e^{-\lambda t}$; ya que de 2.1 podemos obtener $N = N_0 e^{-\lambda t}$, aquí A es la actividad en un tiempo dado t y A_0 es la actividad inicial igual a λN_0 .

2.4.1. Unidades de Actividad

La unidad más utilizada para la *actividad* es el Curie (Ci), originalmente definida como el número de desintegraciones por segundo que se producen en una masa de un gramo (g) de ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ [4]. Hoy día el Curie simplemente se define como $1\text{Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{ desintegraciones/seg}$, obviamente esta definición está ligada a la definición original.

Otra unidad usada comúnmente para expresar la *actividad*, es el becquerel (Bq, es la unidad para la actividad en el SI). El becquerel esta relacionado con el Curie como sigue:

$$1\text{Bq} = 2,7 \times 10^{-11}$$

2.5. Periodo de Semidesintegración y Vida Media

El *periodo de semidesintegración* o *vida mitad* de una sustancia radiactiva se define como el tiempo necesario para que el número de núcleos radiactivos decaiga a la mitad de su valor inicial [3], por definición entonces resulta $N/N_0 = 1/2$, siendo N_0 el número de núcleos radiactivos iniciales. Tomando la ecuación 2.1 derivamos lo siguiente:

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt \quad ; \text{ luego}$$

$$\int_{N_0}^N \frac{dN'}{N'} = -\lambda \int_0^t dt'$$

$$\ln(N) - \ln(N_0) = -\lambda t$$

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t} \quad ; \text{ por último entonces tenemos}$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.2)$$

De la definición de *tiempo de vida media* evaluamos $N = N_0/2$, en la ecuación 2.2 para obtener:

$$T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda} \quad (2.3)$$

Podemos concluir entonces, que toda sustancia radiactiva se descompone, tal que, luego de un periodo de tiempo $T_{1/2}$ el número de núcleos radiactivos, para ese tiempo, se reduce a la mitad del valor inicial $N_{T_{1/2}} = N_0/2$. Los núcleos radiactivos restantes no desaparecen al llegar a un tiempo igual al doble de $T_{1/2}$ sino que quedarán la cuarta parte del valor de núcleos iniciales. Para $3T_{1/2}$, quedarán un octavo del valor inicial y así sucesivamente.

La *Vida Media* o *Vida Promedio* es el promedio de duración de la vida de un átomo radiactivo[5]. Por definición decimos que es el tiempo necesario para que el número de núcleos radiactivos iniciales se reduzca en un factor e ; es decir, $N/N_0 = 1/e$. De la ecuación 2.2 podemos obtener:

$$\begin{aligned} \frac{N}{N_0} &= e^{-\lambda\tau} = \frac{1}{e} \quad ; \text{ luego} \\ \ln(e^{-1}) &= -\lambda\tau \\ \implies \tau &= \frac{1}{\lambda} \end{aligned} \quad (2.4)$$

La vida media la denotamos con la letra griega τ , de 2.4 y 2.3 está relacionada con el periodo de semidesintegración, como sigue:

$$\tau \approx 1,44T_{1/2} \quad (2.5)$$

El *Periodo de semidesintegración* y *La vida media* son conceptos, muy ligados e importantes, en la Física de Radiaciones, sin embargo, no deben confundirse, pues el primero se refiere a la rapidez con la cual la cantidad de núcleos iniciales se reduce en un factor de 2 y el segundo se refiere a la rapidez con la cual ocurren las desintegraciones de los núcleos.

2.6. Procesos de Desintegración Radiactiva

Los procesos de emisión de radiación nuclear, e incluso la emisión de radiación a nivel atómico, son procesos estadísticos, donde no podemos saber con exactitud cuando un núcleo particular se va a desintegrar o qué tipo de partícula va a emitir [7], simplemente se habla de la probabilidad de decaimiento o emisión.

Comúnmente los núcleos, bien sea creados natural o artificialmente, son inestables; en este sentido, presentan una tendencia de emitir partículas subatómicas con apreciable energía u ondas electromagnéticas. En ambos casos, la radiación implica procesos distintos llamados frecuentemente *procesos de desintegración radiactiva* entre los cuales podemos mencionar *Decaimiento Alpha*, *Decaimiento Beta* y *Decaimiento Gamma*, los cambios en el número atómico Z y número másico A , para estos procesos, se citan en la tabla 2.1.

	ΔZ	ΔA
Partículas α	-2	-4
Partículas β^-	+1	0
Partículas β^+	-1	0
Rayos γ	0	0

Tabla 2.1: Procesos de desintegración radiactivo

Entre algunas consideraciones importantes para los procesos de desintegración radiactiva, más específicamente las ecuaciones que describen estos procesos, son las cantidades físicas, algunas que podemos mencionar son:

1. Energía Total
2. Espin
3. Numero atomico Z
4. Numero masico A
5. Carga

En las siguientes secciones se estudian los procesos de desintegración radiactiva, considerados de mayor importancia en este trabajo.

2.6.1. Decaimiento Alfa

Los núcleos con numero atómico alto (Z por encima de 82), también llamados en ocasiones núcleos pesados, son inestables, éstos a su vez tienden a desintegrarse espontáneamente emitiendo partículas, frecuentemente partículas α (la inestabilidad de los núcleos pesados está ligada a que las fuerzas repulsivas de coulomb entre los protones, son lo suficientemente grandes para vencer las fuerzas que mantienen a los nucleones juntos [3]). Una ecuación general que describe este fenómeno se ilustra en 2.6



donde X representa el núcleo padre, Y el núcleo hijo o producto, α representa la partícula emitida la cual es en sí un núcleo de Helio (He), por último W_α es la energía total liberada en el proceso de decaimiento, ésta energía aparece como la energía cinética de los pares de núcleos, la partícula alfa y núcleo producto (Y y α) (Véase.[8]).

Cuando un núcleo de Z, A protones y nucleones emite una partícula α su número atómico disminuye en dos (2) unidades y el número de nucleones en cuatro (4) unidades, por lo q el núcleo hijo tendrá Z-2 protones y A-4 nucleones.

2.6.2. Decaimiento Beta

Consiste en la emisión de partículas beta (idénticas a los electrones y positrones, por parte de núcleos inestables, para compensar la relación neutrón-protón n/p , con lo cual pudiesen estar en la región de estabilidad (ver figura 2.2).

Núcleos con relación n/p inestable, pueden emitir partículas β para de esta manera acercarse a la región de estabilidad; algunos neutrones se transforman en protones, emitiendo así β^- (similares a los electrones) o por el contrario algunos de sus protones se transforman en neutrones, emitiendo así β^+ (positrones). Las ecuaciones 2.7 y 2.8 describen dichas transformaciones de neutrones y protones respectivamente.



aquí 1_0n representa un neutrón, 1_1p un protón, $\tilde{\nu}_e$ un antineutrino electrónico y ν_e un neutrino electrónico. El antineutrino y el neutrino son partículas idénticas con espines opuestos, el antineutrino con espín $-1/2$ y el neutrino con espín $1/2$.

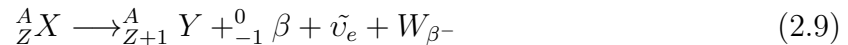
Actualmente de forma general el decaimiento β engloba tres procesos distintos de decaimientos, β^- , β^+ y captura electrónica, sin embargo nosotros nos centraremos en el estudio de los dos primeros procesos.

Decaimiento β^-

Una de las posibles emisiones del decaimiento β que puede ser descrita por la ecuación 2.10, es la emisión de partículas β^- . Para este decaimiento, radionúclidos con exceso de neutrones (una alta relación n/p), tienden a reducir la relación neutrón-protón mediante la emisión de una partícula β^- .

Cabe destacar que la emisión de electrones se logra a través de la descomposición del neutrón, como se muestra en 2.7, el núcleo puede reducir el exceso de neutrones con la emisión directa de una de éstas partículas, sin embargo, este proceso es menos probable[3].

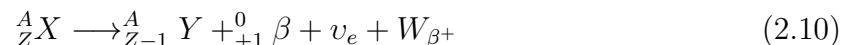
La ecuación general para el decaimiento β^- puede ser escrita como:



aquí X, Y, ${}_{-1}^0\beta$ y $\tilde{\nu}_e$ representan el núcleo padre, núcleo producto, la partícula beta y un antineutrino electrónico, respectivamente; por su parte W_{β^-} representa la energía del proceso, dada por la diferencia de masas entre el núcleo padre y los núcleos creados, incluyendo las partículas emitidas ${}_{-1}^0\beta$ y $\tilde{\nu}_e$.

Decaimiento β^+

Los núcleos con una relación n/p baja, es decir, un déficit de neutrones, tienden a entrar a la región de estabilidad (ver figura 2.2) mediante la emisión de partículas β^+ , que puede ser escrita como sigue:



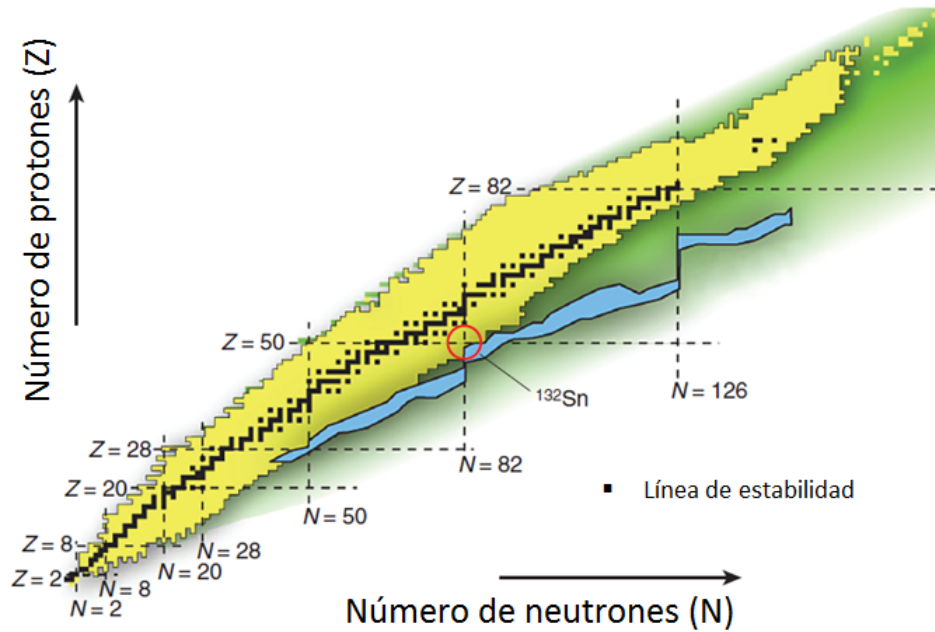


Figura 2.2: Diagrama de Segre

donde nuevamente X , Y , ${}^0_{-1}\beta$ representan el núcleo padre, núcleo producto, la partícula beta, respectivamente y ν_e un neutrino electrónico; por su parte W_{β^-} representa la energía del proceso.

2.6.3. Decaimiento Gamma

Algunos núcleos excitados pueden decaer a un estado de menor energía a través de la emisión de Rayos γ [9], estos fotones γ poseen una energía $h\nu$ dada por la diferencia de energía ΔE entre el estado inicial y el estado final del núcleo. La energía de los fotones γ emitidos en este tipo de decaimiento, puede ir desde un valor relativamente bajo de 100keV hasta un valor alrededor de 3MeV .

La explicación al proceso de emisión de rayos γ se puede dar a partir de un núcleo que es llamado padre, como en los anteriores decaimientos α y β . Este núcleo padre, el cual es inestable, puede decaer a través de cualquiera de los procesos mencionados anteriormente (el tipo de decaimiento dependerá de la configuración de este núcleo), dejando como producto un núcleo hijo, además de las correspondientes partículas involucradas en el proceso de decaimiento (α , β , ν_e , etc). El núcleo hijo, que se encuentra en estado *metaestable*, a su vez puede decaer por medio de una *transición isométrica*⁴, emitiendo por lo general fotones γ . El decaimiento γ , se produce en forma instantánea desde el núcleo hijo, por ello, a conveniencia se tratan a los rayos γ emitidos, como si fueran producto directo del

⁴El termino isómero es utilizado para núcleos que tienen el mismo número atómico Z y número másico A , pero se encuentran en un estado de energía diferente

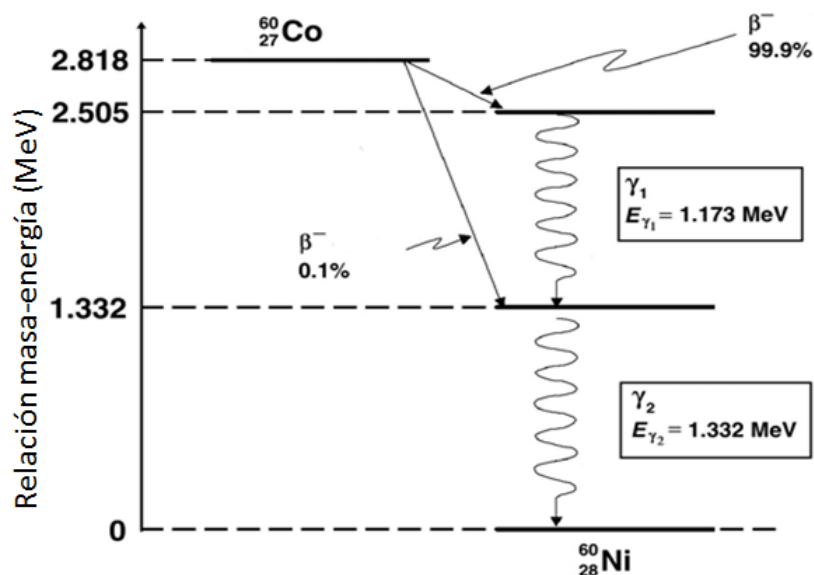
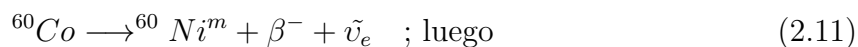


Figura 2.3:
decay-co

núcleo padre.

Un ejemplo de la emisión Gamma (para el cobalto-60(^{60}Co)) puede ser representado por:



En la ecuación 2.11 vemos como un núcleo de ^{60}Co decae, emitiendo partículas β^- , en un núcleo de ^{60}Ni en un estado metaestable, que luego ingresa a su estado fundamental o estado base mediante la emisión de partículas γ (Ver Figura ??).

El proceso de decaimiento γ compite con otros dos posibles procesos de desexcitación del núcleo, la *conversión interna* y la *producción de pares interna*. El primero consiste en la transferencia de energía a un electrón orbital, resultando en la expulsión de dicho electrón y el segundo es la producción de pares electrón- positrón. Dichos procesos también son posibles en el decaimiento del núcleo, pero su probabilidad de ocurrencia es muy pequeña por lo que pueden ser ignorados [4][10], en adición a esto, la *producción de pares interna* solo es posible para energías de transición grandes, mayores a $1,022\text{MeV}$ (ésta es la mínima energía para producir un par electrón- positrón [11]).

Capítulo 3

Rayos-X, su Producción y el efecto Auger

3.1. Rayos-X

Son un tipo de radiación electromagnética ionizante, cuya longitud de onda puede oscilar entre los 0,1 y 100 Å. Los Rayos-X son capaces, entre otras cosas, de producir fluorescencia sobre una placa fotográfica, de hecho, es conocido que la primera de estas características fue la causante de su descubrimiento en 1895 por Roentgen[12], cuando éste estudiaba los rayos catódicos producidos en un tubo de descarga. La radiación X se encuentra entre los rayos ultravioletas y la radiación gamma en el espectro electromagnético (Ver Figura 3.1). Algunos de los valores de energía de los rayos-X y los rayos gamma llegan a solaparse, por ello es importante saber que estos dos tipos de radiación electromagnética se diferencian en la manera en que son producidos; la primera (rayos-X) se producen por interacciones a nivel atómico y los rayos γ por lo general son producto directo del decaimiento γ , es decir, se producen por interacciones a nivel nuclear (El decaimiento gamma fue estudiado en el capítulo anterior).

3.2. Producción de Rayos-X

Existen distintos métodos de obtención de Rayos-X. Un método básico de obtención de Rayos-X es impactar un átomo con fotones o electrones[13]. Como se mencionó en el apartado anterior, los rayos-X son producidos a nivel atómico, el bombardeo de un átomo con electrones o fotones puede producir vacancias en el mencionado átomo, comúnmente en las capas más internas como vemos en las figuras 3.2, dejándolo de esta manera en una configuración no favorable. Así, habrá una tendencia espontánea de los electrones de las capas más externas a reordenarse para dejar al átomo en un estado de energía favorable o estado base, mediante esto, un electrón de una capa más externa puede ocupar la vacancia creada por el agente externo (los electrones o fotones), creando un exceso de energía el cual puede ser liberado en forma de un electrón (*Efecto Auger*) o un fotón (*Radiación característica*).

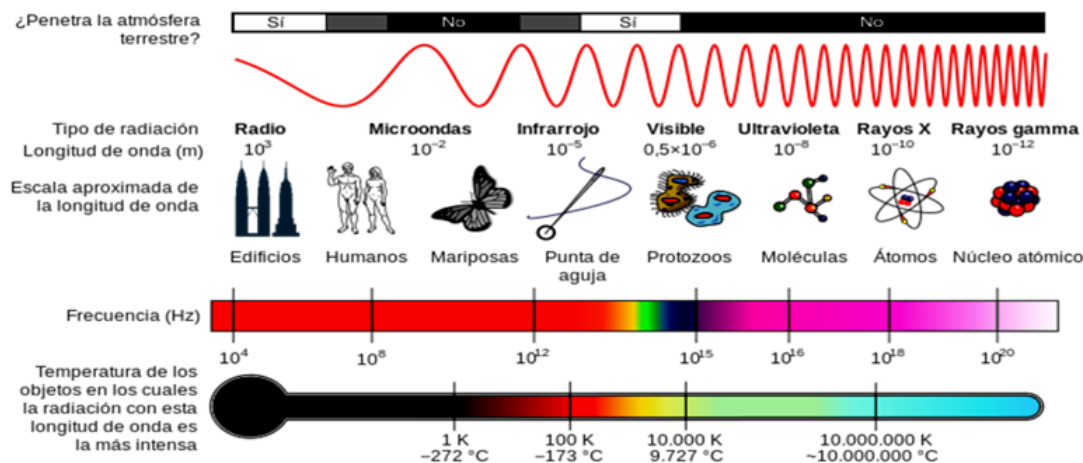


Figura 3.1: Espectro Electromagnético

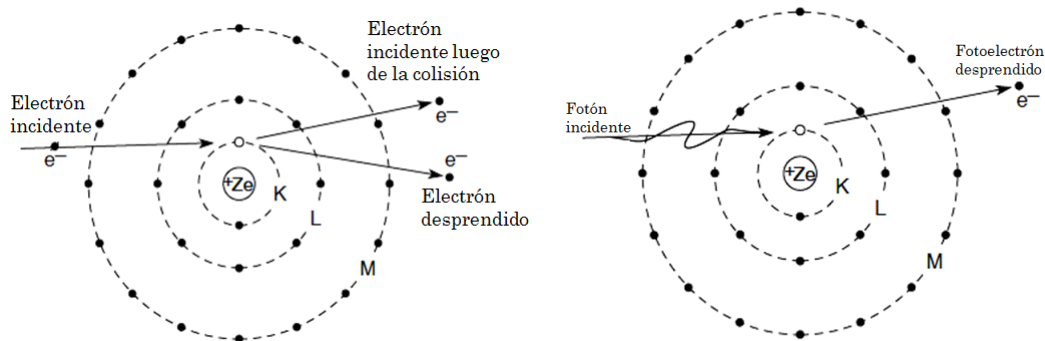


Figura 3.2: Incidencia de electrones y fotones

Los Rayos-X pueden ser producidos además por protones, partículas α e iones pesados, pero debido a la facilidad de producir electrones, por ejemplo en un tubo de rayos-X, ha de estudiarse la obtención de este tipo de radiación por incidencia de electrones o fotones sobre el átomo.

El bombardeo con electrones además de poder producir Radiación característica puede interactuar de manera colombiana con el núcleo, produciendo así un fenómeno adicional llamado *Radiación de Frenado* o *Bremsstrahlung* [13].

Los Rayos-X poseen un espectro continuo donde cada uno de los procesos de producción, tanto *radiación característica* como la *radiación de frenado*, juegan un papel importante en su formación. En las siguientes secciones se estudiarán por separado los fenómenos de producción de rayos-X, incluiremos también el efecto Auger por ser un fenómeno posible de desexcitación del átomo al ser ionizado.

Proceso	Compite con	Requiere ionización?
Radiación Característica	Efecto Auger	Si
Radiación de frenado	Ninguno	No
Efecto auger	Rad. Característica	Si

Tabla 3.1: Procesos de desintegración radiactivo

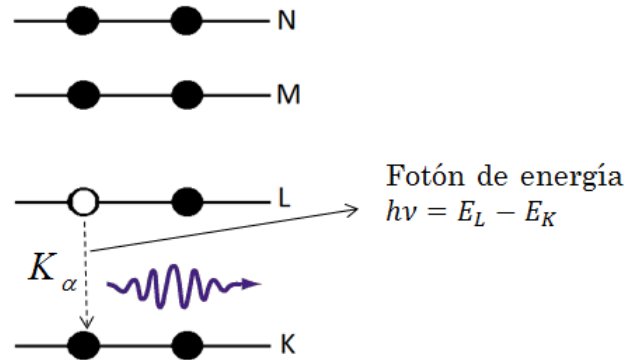


Figura 3.3: Emisión de un fotón característico

3.2.1. Rayos-X Característicos

Cuando un átomo es ionizado existe una tendencia espontánea por parte de sus electrones de reordenarse, produciendo transiciones electrónicas para así volver a un estado de energía base, cada transición de este reordenamiento crea un exceso de energía, el cual puede ser liberado en forma de un fotón cuya energía está ligada a número atómico Z del átomo, según la ley de Moseley[14], este proceso de emisión de fotones es conocido como *Radiación característica* y su energía se encuentra frecuentemente en el rango de los Rayos-X. Todo hueco dejado, como consecuencia del llenado de una vacancia, es llenado por un electrón de una capa más externa, y este proceso se repite hasta que el átomo alcance un estado favorable.

La energía $h\nu$ del fotón vendrá dada por la transición del electrón que ha llenado la vacancia, es decir, la diferencia de energía entre la capa inicial del electrón y la capa final (ver figura 3.3). Debido a que esta diferencia de energía está condicionada por la configuración atómica[15], las longitudes de onda de los fotones generados para cada transición correspondiente dependerá del átomo en sí, entonces cada átomo está identificado por el valor de energía del fotón liberado. Las posibles vacancias generadas pueden ser creadas en cualquiera de las capas del átomo (K, L, M, etc.), si la vacancia es generada en la capa K, por ejemplo, todas las transiciones que pudieran generarse para cubrir dicha vacancia reciben el nombre de *serie K*; a su vez todas las transiciones para cubrir la capa L reciben el nombre de *serie L*, para la capa M *serie M*, y así en general para cada capa X existe una *serie X*[12][16], esto es conocido como nomenclatura de rayos-X. En esta nomenclatura existe además una identificación de las transiciones de cada serie, con lo cual podemos

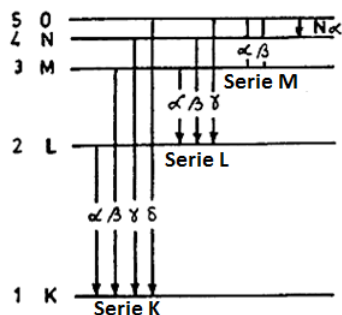


Figura 3.4: Series Características

saber la capa de la cual se ha generado la transición del electrón, a saber, si la vacancia fue generada en la capa K y un electrón de la capa consecutiva más externa (para este caso la capa L) llenó dicha vacancia, el fotón generado es llamado K_{α} , si en otro caso la vacancia es llenada por un electrón de la capa siguiente (M para este caso) el fotón es llamado K_{β} y así sucesivamente e igual para las demás Series L, M, etc(ver figura 3.4). Las transiciones pueden ser también identificadas debido a las subcapas correspondientes, esta última nomenclatura con base en los números cuánticos n , l y el momento angular total j se puede observar en la figura 3.5.

La emisión de Rayos-X característicos da como resultado un espectro de energías discreto, comúnmente esto se ve reflejado como líneas que están confinadas a un rango de frecuencias(o longitudes de onda) muy pequeño en el espectro de Rayos-X, estas líneas se pueden ver en la figura 3.6, en dicha figura podemos observar que para la emisión característica, las transiciones K_{α} poseen una mayor intensidad que las K_{β} , esto lo podemos interpretar además como una mayor probabilidad de las transiciones de los electrones de la capa L a la capa K(fotón K_{α}), a pesar de que los fotones emitidos por estas transiciones son menos energéticos.

3.2.2. Bremsstrahlung

El *Bremsstrahlung* o *radiación de frenado* es producida cuando una partícula es acelerada o desacelerada rápidamente[15]. Cuando bombardeamos un átomo con electrones, éstos se ven afectados por las fuerzas coulombianas atractivas del núcleo, experimentando una gran variedad de desaceleraciones y se desvían además de su trayectoria (este tipo de colisiones es vista con mayor detalle en la sección 4.1.3), esta pérdida de energía cinética por parte de los electrones incidentes es emitida como un fotón, ver figura 3.7 cuya energía se puede escribir como:

$$h\nu = K - K' \quad (3.1)$$

En otro orden de ideas, debemos agregar también que el fenómeno de Bremsstrahlung

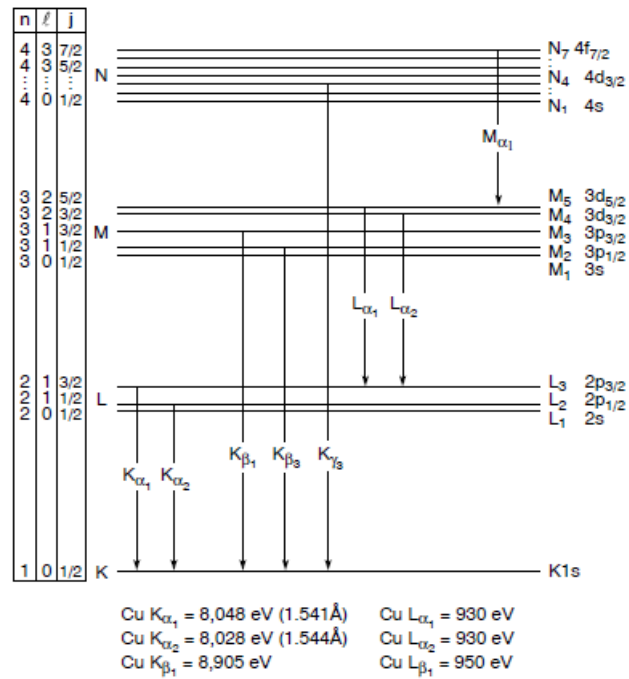


Figura 3.5: Series Características(Nomenclatura respecto a los números cuánticos n, l y j)

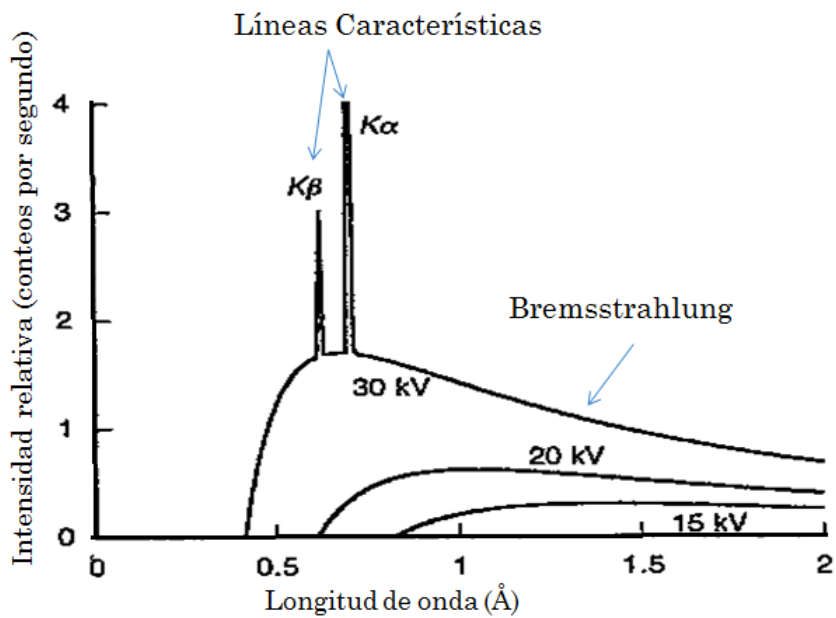


Figura 3.6: Espectro de Rayos-X del Molibdeno ($Z=42$) como una función del voltaje aplicado

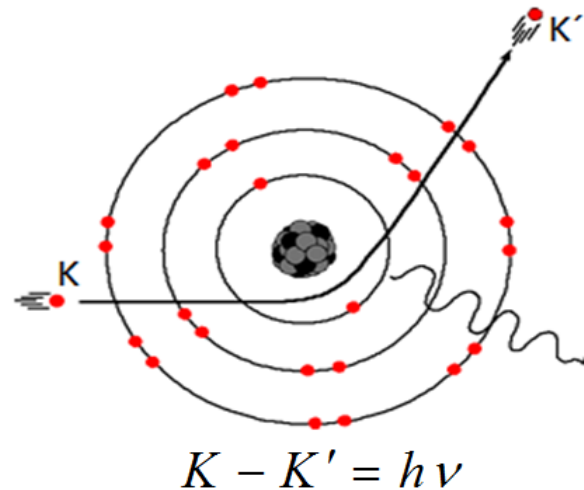


Figura 3.7: En la imagen el electrón incidente posee una energía cinética K , interactúa con el núcleo y finalmente sale con una energía K' , y la pérdida de energía es emitida como un fotón de energía $h\nu$

ocurre cuando la partícula cargada interactúa con la materia, específicamente cuando la partícula pasa cerca del núcleo viéndose afectado fuertemente por éste, experimentando así una colisión radiactiva (la interacción radiactiva se verá con mayor detalle en la siguiente sección)

En la ecuación 3.1 K representa la energía cinética inicial del fotón y K' la energía cinética después de la interacción coulombiana, la porción de energía perdida por el electrón dependerá del *parámetro de impacto* b^2 [13] el cual puede ser visto en la figura 3.8 y debido a que puede haber distintos valores del parámetro de impacto b , los electrones pueden perder cualquier cantidad de energía en su interacción con el núcleo, de esta manera el

²El parámetro de impacto b se puede considerar como la distancia perpendicular entre el vector velocidad del electrón y el centro del núcleo, antes de cualquier interacción entre ellos

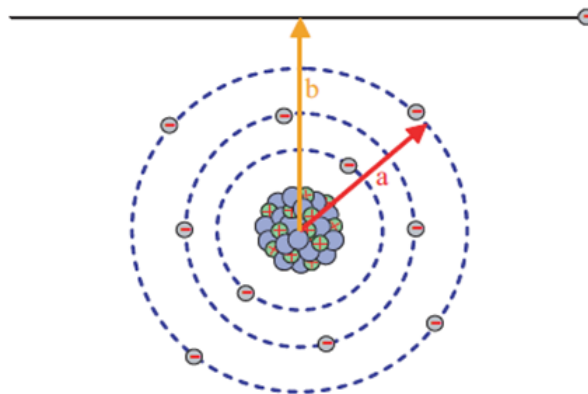


Figura 3.8: Parámetro de Impacto b

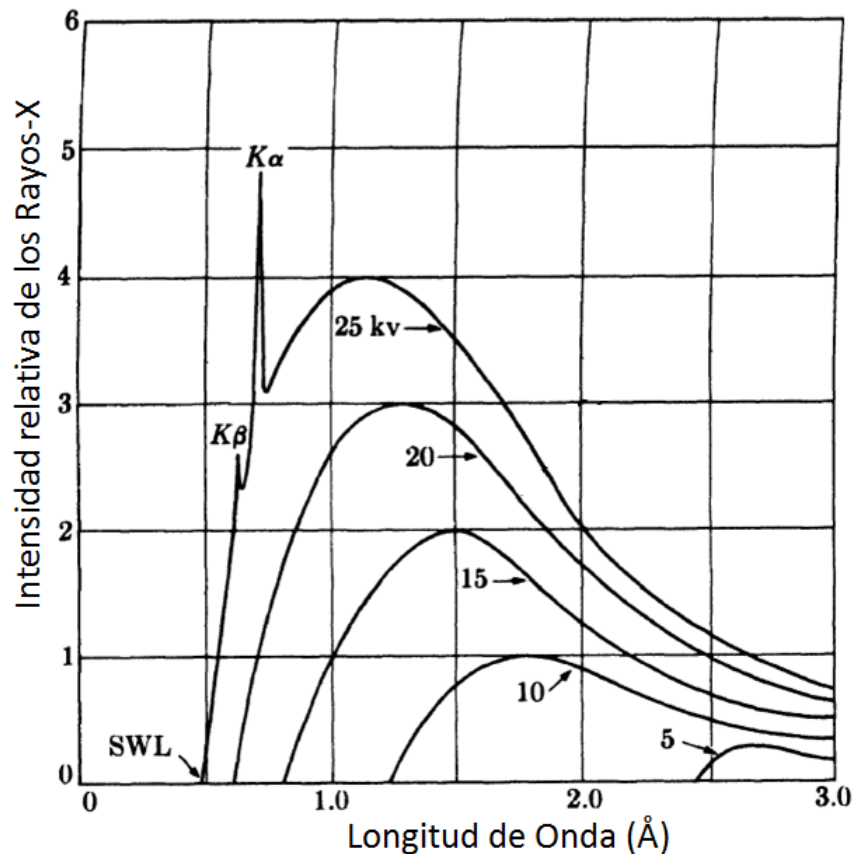


Figura 3.9: Espectro de Rayos-X para el molibdeno

espectro generado por este tipo de interacción da como resultado un espectro continuo como podemos ver esto es indicado en la figura 3.6.

3.3. Espectro de Rayos-X

El espectro de la radiación-X consiste en la representación de la intensidad en función de las diferentes longitudes de onda (obviamente en el rango de los rayos-X). Como hemos podido observar en el estudio de las secciones anteriores para los Rayos-X existe un espectro continuo y un espectro discreto, dados por la radiación de frenado y la radiación característica respectivamente, al unir estos dos tenemos un espectro total al cual podemos llamar *Espectro de Rayos-X*; aunque es común encontrar en la literatura que se trate como espectro de rayos-X solo al espectro producido por el Bremsstrahlung y al espectro discreto simplemente como líneas de emisión características, como podemos observar en la figura 3.9.

Cuando un espectro de rayos-X es creado a partir de un tubo de rayos-X se puede observar que la intensidad de los fotones creados depende del voltaje de aceleración aplicado. A partir de un cierto valor, λ_{min} o λ_{SWL} , por las siglas en ingles de *Limite de Onda Corta*

la intensidad deja de ser cero y comienza a aumentar hasta un valor máximo para el espectro continuo, luego de este valor la intensidad decae asintóticamente a cero, conforme la longitud de onda de los rayos-X aumenta. Además de este espectro continuo, para cierto valor aparecen líneas de alta intensidad dadas por la emisión de fotones de las series características.

3.3.1. Tubo de Rayos-X

En la mayoría de los casos para el estudio de los rayos-X, es utilizado un tubo de rayos-X, como fuente de producción de este tipo de radiación. Un tubo de rayos-X, mas allá de algunas variaciones, consiste de una *fente de electrones*, un *voltaje de aceleración* y un *metal blanco*. Podemos clasificar los tubos de rayos-X según su fuente de electrones, a saber, para los *tubos de filamento*(Ver figura 3.10) la fuente de electrones consiste de un filamento que es calentado y para los *tubos de gas* los electrones son obtenidos ionizando un gas.

La generación de rayos-X en estos tubos comienza en la fuente de electrones (Cátodo), que puede variar como mencionamos anteriormente, aquí los electrones son emitidos hacia el material blanco³, los electrones son acelerados por el ánodo que está a una diferencia de potencial muy alta respecto del Cátodo(30 a 100 keV aproximadamente), al llegar al material blanco los electrones interactúan a través de los procesos vistos en las secciones anteriores, emitiendo de esta manera Rayos-X. Los fotones producidos salen del tubo a través de una pequeña ventana que es relativamente transparente los rayos-X(frecuentemente es usado berilio)[15].

Los tubos de rayos-X presentan algunas desventajas de diseño, importantes de mencionar, debido a que esto puede afectar la eficiencia de la producción de rayos-X en estos dispositivos, las más destacadas que podemos mencionar son:

1. Producción innecesaria de calor en el material blanco (se mejora haciendo circular agua o aceite cerca del blanco)
2. Emisión secundaria de electrones (se mejora encapsulando el blanco para absorber los electrones)

3.4. Efecto Auger

Cuando un electrón llena una vacancia generada en un átomo (ver figuras 3.2), el exceso de energía creado puede ser transferido directamente a otro electrón el cual escapa del átomo en forma de un *electrón Auger*, siendo esto un proceso espontaneo de desexcitación. Este fenómeno no es, sin embargo, un efecto fotoeléctrico interno, la energía es transferida en forma virtual y no por un fotón[13]. El proceso de emisión Auger ocurre cuando la energía de transición está alrededor de los 10keV[17] y conduce al átomo a un

³Es importante mencionar que material blanco usado depende del estudio para el cual es asignado el tubo

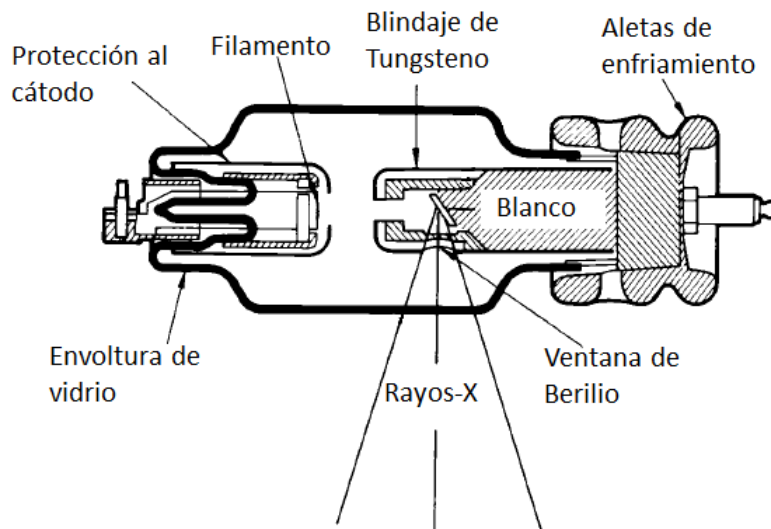


Figura 3.10: La imagen muestra un tubo de filamento utilizado para la producción de rayos-X, podemos observar los distintos componentes, entre ellos los más importantes, el filamento y el cátodo (a la derecha) y el blanco(a la izquierda)

estado de doble ionización y debido a esto proporciona una causa para la aparición de líneas satélites² en el espectro de rayos-X[14].

Es importante resaltar que el átomo también puede liberar el exceso de energía creado por una transición, en forma de un fotón, como hemos visto en la sección 3.2, no obstante, el *efecto Auger* es un fenómeno que ocurre generalmente en átomos cuyo número atómico es bajo, en contraste con la emisión de *fotones característicos*, el cual puede ocurrir para átomos con número atómico alto, como lo podemos observar en la figura 3.11.

La energía del electrón eyectado desde el átomo, de acuerdo con la ley de conservación de la energía, es igual a la diferencia de energía entre el estado inicial y el estado final. Esta energía además puede ser estimada en función de las energías de enlace de las capas y/o subcapas implicadas en la transición[17, 19], como sigue:

$$E_A = E_a - (E_b + E_c) \quad (3.2)$$

donde E_a es la energía de ligadura de la capa en la cual fue creada la vacancia inicial, E_b es la energía de ligadura de la capa desde la cual se produjo la transición y E_c es la energía de ligadura de la capa desde la cual se produjo la eyección del electrón, notemos que al haber definido cada termino el proceso es energéticamente posible si $E_a - E_b > E_c$ [19]. Para el caso que se ilustra en la figura 3.12 $E_a = E_K$ $E_b = E_{L_1}$ $E_c = E_{L_2}$, usando la nomenclatura para el proceso auger, se suele decir en este caso que se ha creado un electrón KLL.

²Las *líneas satélite* surgen de transiciones en átomos doblemente ionizados

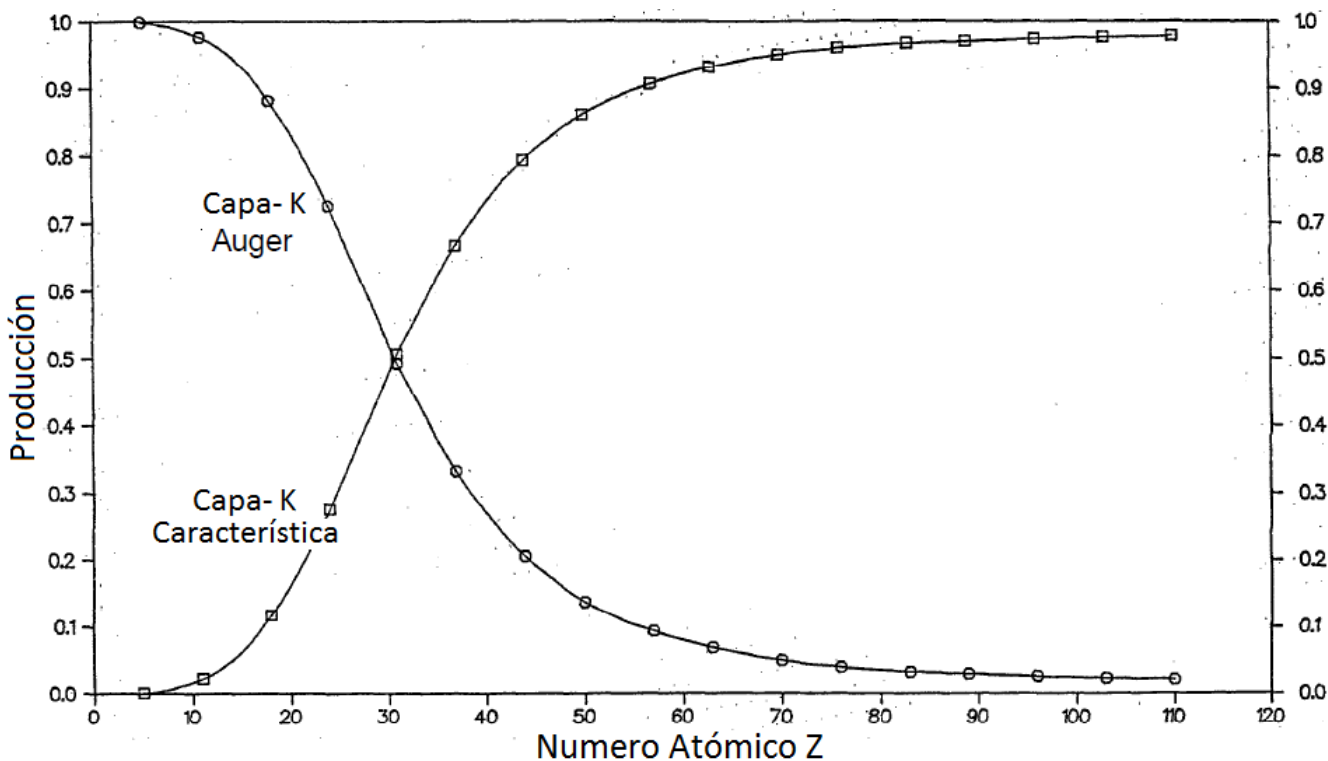


Figura 3.11: En la imagen, El efecto Auger predomina para $Z < 30$ mientras que la emisión característica predomina para $Z > 30$ Tomada de [18]

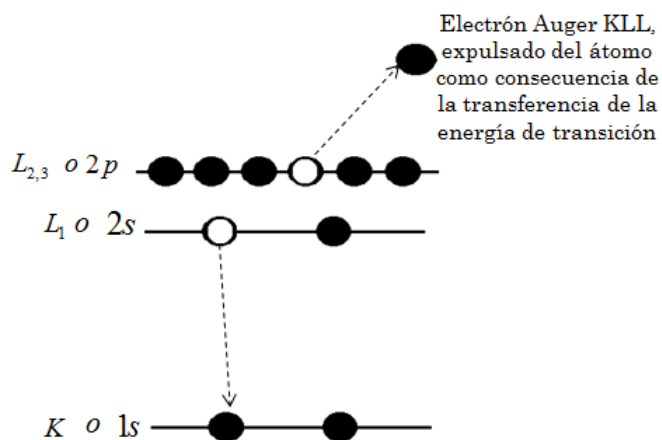


Figura 3.12: Un electrón de la subcapa L_1 llena la vacancia y el exceso de energía es transferido a un electrón de la subcapa L_2 que es expulsado del átomo como un electrón Auger, Tomada de [20]

Capítulo 4

Interacción de la Radiación con la Materia

4.1. Interacción de las Partículas Cargadas con la materia

Los distintos procesos que se registran producto del paso de la radiación a través de la materia, dependen de la energía de la radiación incidente, y debido a que la radiación puede ser dividida como radiación de partículas (*partículas sub-atómicas*) y radiación de ondas electromagnéticas (*Fotones*), nos será práctico dividir nuestro estudio, para así poder ver con mayor detalle los efectos que cada tipo de radiación produce sobre la materia. Al incidir en la materia las partículas cargadas pueden experimentar los siguientes tipos de interacción o colisión:

- *Colisión Suave*
- *Colisión dura*
- *Interacción Radiactiva*

Como es conocido hoy en día, las partículas sub-atómicas pueden o no tener carga, por ejemplo, los protones y electrones tienen carga, y los neutrones que no poseen carga. Entre las partículas con carga podemos encontrar las siguientes:

1. Electrón e^- (Carga $-e$)
 2. Protón p^+ (Carga $+e$)
 3. Deuterón d (Carga $+e$)
 4. Positrón e^+ (Carga $+e$)
 5. Antiprotón p^- (Carga $-e$)
 6. Alpha α (Carga $+2e$)
-

7. Iones Pesados $A > 4$ (Carga $+Ze$)

Una partícula cargada puede perder energía cinética a través de la acción de su campo eléctrico sobre los átomos y sus constituyentes en su paso por la materia[10], lo cual dicho de otra manera, cuando estas partículas inciden en la materia generan ciertos fenómenos en su interacción con los átomos del material, de hecho, las partículas pueden interactuar o colisionar tanto con los electrones de los átomos, como con los núcleos. Específicamente podemos decir que los cambios experimentados por las partículas se deben a la intensidad de la interacción coulombiana que tienen éstas con los mencionados átomos, según la relación entre el *parámetro de impacto* b y el *radio atómico* a ¹[8, 3].

Tomando en cuenta que la partícula incidente puede tener tanto una colisión elástica como una colisión inelástica, en esta sección explicaremos los distintos tipos de interacción experimentados (arriba citados), por la incidencia o interacción de partículas cargadas en la materia, debido a la interacción coulombiana con los electrones y el núcleo atómico. Si una partícula tiene una colisión elástica, ésta es desviada de su trayectoria inicial sin pérdida de energía, y para una colisión inelástica, por el contrario, la partícula es desviada y además se produce un cambio en su energía, que puede ser emitida en forma de un fotón (*Bremsstrahlung*) o en forma de un electrón, este último caso se produce debido a la transferencia directa de energía de la partícula a los electrones orbitales [7, 21].

4.1.1. Colisión Suave $b \gg a$

Para partículas que pasan a una distancia considerablemente grande respecto al radio atómico a (ver figura 4.1), la interacción electrostática con el átomo puede provocar cambios en su trayectoria y en su velocidad (es acelerada), pero dichos cambios sufridos por la partícula son por lo general muy bajos, tanto que en ese sentido esta interacción es considerada una colisión elástica. Durante el proceso de colisión suave las partículas incidentes en el material se ven poco deflectadas, sin embargo, la interacción puede ser tal que, el átomo queda en un estado excitado, por lo cual, en ciertos casos puede ser emitido un electrón desde el átomo del material absorbente. Los valores comunes de energía transferido en este tipo de colisión son de unos pocos eV dependiendo del material sobre el cual incide la partícula, aunque ésto puede variar debido a la energía de la partícula, su masa y su carga.

La energía perdida por la partícula incidente en una colisión suave también puede ser emitida como *radiación de Cherenkov*, pero esto solo comprende una fracción de la energía que pierde en la colisión suave la partícula cargada incidente[4]. La *radiación de Cherenkov* constituye una radiación de energía relativamente baja (en el rango del visible)[7] y tiene lugar cuando la velocidad de la partícula incidente es mayor que la velocidad de la luz en el medio. Si la partícula viaja por un medio de índice de refracción n , entonces necesariamente la velocidad de la partícula cargada debe ser mayor que $c_n = c/n$ (la velocidad de la luz en el medio), con c la velocidad de la luz en el vacío, para que se pueda producir la radiación de Cherenkov.

¹El radio atómico a es definido como la mitad de la distancia entre los núcleos de dos átomos adyacentes y ésta es aproximadamente 1Å y el radio del núcleo es aproximadamente $1 \times 10^{-5}\text{Å}$

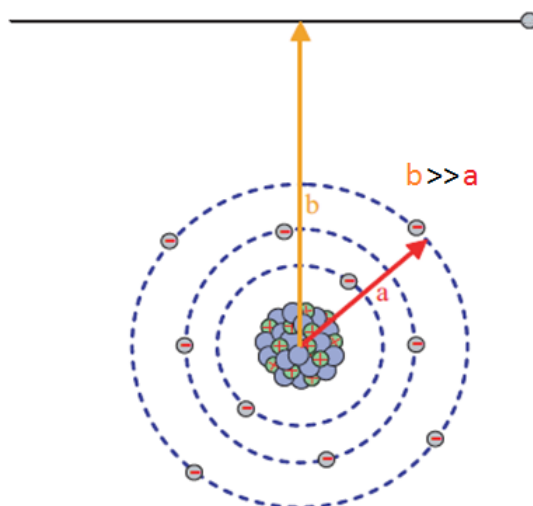


Figura 4.1: Una partícula incidente en un material, tiene una colisión suave debido a que esta pasa a una distancia muy alejada del átomo (parámetro de impacto b muy grande respecto al radio atómico a)

4.1.2. Colisión Dura $b \approx a$

Una colisión dura tiene lugar cuando una partícula incide sobre un átomo con un parámetro de impacto b comparable con el radio atómico a . como podemos observar en la figura 4.2 la partícula incidente pasa a través de la nube de electrones; bajo estas condiciones la partícula incidente puede interactuar con cualquiera de los electrones orbitales pudiendo así ionizar el átomo. El electrón expulsado como consecuencia de la ionización, sale desde el átomo con gran parte de la energía cinética de la partícula incidente dependiendo de la energía de cinética de la partícula incidente y la energía de ligadura del electrón expulsado. En términos básicos la energía del electrón está dada por la diferencia entre la energía transferida por la partícula incidente (E_{Tp}) y la energía de ligadura (E_c) reflejada en la ecuación 4.1.

$$E_e = E_{Tp} - E_c \quad (4.1)$$

Al electrón eyectado como consecuencia del impacto de la partícula, es conocido como rayo delta (rayo- δ). Este electrón puede tener energía cinética suficiente para ionizar otros átomos vecinos en el material, lo cual es llamado radiación secundaria[22]. Notemos que al ser ionizado el átomo, consecuentemente se producirá la emisión de un fotón característico o un electrón auger (ver sección 3.2 y 3.4).

4.1.3. Interacción Radiactiva $b \ll a$

Si una partícula pasa con un parámetro de impacto b muy pequeño respecto del radio atómico a , como se muestra en la figura 4.3, la partícula tendrá una interacción de tipo coulombiana con el núcleo de carga $+Ze$, la cual es llamada *interacción radiactiva* aunque

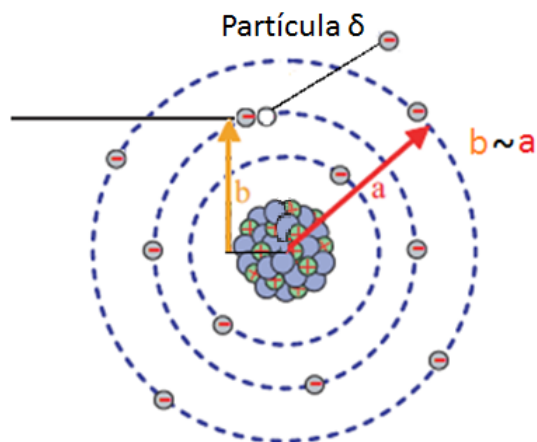


Figura 4.2: Una partícula incidente en un material, tiene una colisión dura como consecuencia de pasar a una distancia muy cercana al átomo (parámetro de impacto b comparable al radio atómico a)

también suele ser referida como *Bremsstrahlung*. Generalmente para este tipo de interacción la partícula es dispersada de forma inelástica, de manera que presenta deflexión en su trayectoria inicial y pérdida de una porción considerable de su energía por la aceleración sufrida como consecuencia del cambio del vector velocidad. Esta pérdida de energía es emitida en forma de un fotón de alta energía que puede ser de Rayos-X (ver sección 3.2.2).

En una interacción radiactiva la partícula puede tener también una colisión elástica, en la que no se emiten fotones y el núcleo no es excitado, pero esto al igual que la colisión suave no es de importancia en la detección de la radiación por lo que no es tomada en cuenta.

Aunque se ha supuesto una partícula cargada cualquiera en nuestra definición, el proceso de bremsstrahlung es importante para partículas cargadas ligeras como electrones y positrones, podemos ver la producción de bremsstrahlung para algunas partículas en [23].

4.1.4. Poder de Frenado

Para una partícula cargada Y que se transporta con energía cinética E a través de un material con átomos de número atómico Z y densidad ρ , la tasa de energía perdida por unidad de longitud recorrida x se define como *poder de frenado*, $S = (dE/dx)_{Y,T,Z}$. El poder o potencia de frenado es una propiedad del medio por el cual se propaga la partícula, al dividir el poder de frenado por la densidad ρ del material, obtenemos el poder de frenado másico S/ρ el cual suele ser subdividido en dos términos como en la ecuación 4.2, *poder de frenado másico de colisión* y *poder de frenado másico de radiación*[8, 4, 24].

El *poder de frenado másico de colisión* contiene las pérdidas de energía por colisiones suaves y duras en las que el átomo es ionizado o excitado, a su vez que el *poder de frenado*

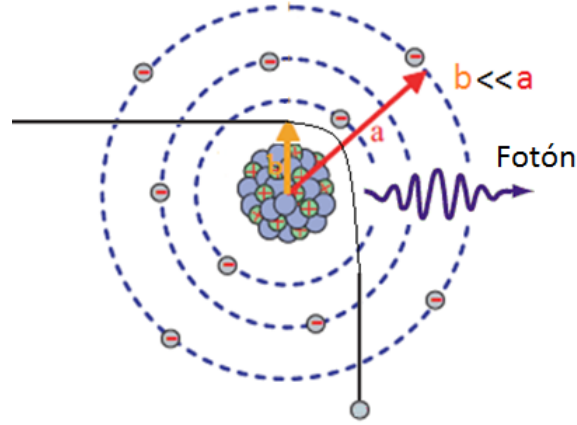


Figura 4.3: Una partícula incidente en un material, interactúa de manera radiactiva con el átomo, debido a que pasa a una distancia muy cercana al núcleo (parámetro de impacto b muy pequeño respecto al radio atómico a)

másico de radiación es debido a las pérdida por interacción radiactiva o bremsstrahlung, todas éstas estudiadas en las secciones anteriores.

$$\frac{S}{\rho} = \left(\frac{dE}{\rho dx} \right)_{col} + \left(\frac{dE}{\rho dx} \right)_{rad} \quad (4.2)$$

El poder de frenado de colisión puede ser descrito usando la formula 4.3 de Bethe y Ashkin[25] , donde se considera el poder de frenado de colisión para electrones, positrones y partículas cargadas pesadas, pasando con una velocidad $v = \beta c$ apreciable respecto a la velocidad de la luz

$$-\left(\frac{dE}{\rho dx} \right)_{col} = 2k \left[\ln \left(\frac{2m_0 v^2}{I(1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (4.3)$$

donde $k = \frac{2\pi e^4 z^2 N}{m_0 v^2 \rho} Z$, por su parte la energía perdida en procesos de interacción radiactiva, para una partícula que atraviesa un material con energía inicial E , está dada por la ecuación 4.4 en la que se considera energía de partículas tal que $mc^2 \ll E \ll 137m_0 c^2 Z^{-1/3}$

$$-\left(\frac{dE}{\rho dx} \right)_{rad} = \frac{NE\Phi_{rad}}{\rho} \quad (4.4)$$

aquí, $\Phi_{rad} = \frac{Z(Z+1)}{137} \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 \left[4 \log \frac{2E}{m_0 c^2} - \frac{4}{3} \right]$. En ambas ecuaciones m_0 representa la masa en reposo del electrón, z la carga de la partícula incidente, c la velocidad de la luz en el vacío, N es el numero de átomos por unidad de volumen, e la carga del electrón y Z es en numero atómico correspondiente al elemento del material absorbente.

4.2. Interacción de la Radiación Electromagnética con la materia

El campo electromagnético de un fotón puede ser absorbido o dispersado en su interacción con los átomos del material por el cual se transporta. De esta manera el foton puede tener cuatro interacciones distintas al incidir sobre los átomos del material absorbente, descritas en la columna derecha de la tabla 4.1, en cada una de estas interacciones el foton puede ser absorbido completamente ó dispersado de forma coherente o incoherente (columna izquierda tabla 4.1), por lo tanto si combinamos las columnas de la mencionada tabla, existirán doce(12) procesos diferentes en las que el foton puede ser absorbido o dispersado.

Interacción	Efecto
Interacción con electrones	Absorción completa
Interacción con el núcleo	Dispersión elástica (Coherente)
Interacción con el campo eléctrico alrededor del núcleo o electrones	Dispersión Inelástica (Incoherente)
Interacción con el campo mesonico alrededor de los nucleones	

Tabla 4.1: Posibles Mecanismos de Interacción de un fotón en la materia

Muchos de estos procesos son muy poco frecuentes. Se considerará en esta sección las posibles interacciones que puede tener la radiación electromagnética al incidir en un cierto material y mencionaremos cada uno de estos posibles efectos que generan dichas interacciones, sin embargo nos centraremos en los tres efectos de mayor importancia en la interacción de fotones sobre la materia, los cuales además están caracterizados por la energía del foton incidente, como lo son: el *Efecto Fotoeléctrico*, el *Efecto Compton* y la *Producción de Pares*, debido a su importancia en el estudio de la detección de la radiación y ya que por ejemplo la radiación X y γ interactúan principalmente a través de estos tres procesos.

Absorción Completa del foton	Dispersión del foton
Efecto Fotoeléctrico	Dispersion Thomson
Producción de pares	Dispersion Rayleigh
Producción de Triplete	Dispersion Compton
Fotodesintegración	

Tabla 4.2: Tipos de interacción foton-átomo mas conocidos

4.2.1. Efecto Fotoeléctrico

Es el fenómeno en el cual un fotón de energía $h\nu$ interactúa con un electrón orbital del átomo. En esta interacción el fotón transfiere toda su energía, es decir, es absorbido completamente por un electrón que es expulsado del átomo con una energía proporcional a la energía del foton.

$$E_e = h\nu - E_{lig} \quad (4.5)$$

La ecuación 4.5 muestra que la energía E_e del fotoelectron está relacionada con la energía $h\nu$ del foton y la energía de ligadura de la capa E_{lig} , de aquí podemos observar que el efecto fotoeléctrico va a depender del átomo sobre el cual incide el foton, ya que la energía de ligadura de las capas depende del numero atómico Z , es decir, de la configuración atómica, ver seccion 2.3 en [9], ademas este efecto es posible si la energía del foton incidente es mayor que la energía de ligadura de la capa a la cual pertenecía el electrón. Tenemos que tomar en cuenta ademas que la interacción foton-electrón en el efecto fotoeléctrico se puede producir para cualquiera de los electrones de las capas atómicas, K, L, M, u otra, aunque la probabilidad de interacción es mayor para electrones que están mas ligados al átomo[26].

La absorcion fotoeléctrica ocurre para un rango continuo de energías del foton de entre 1- 100 keV, ya que su probabilidad de ocurrencia disminuye con el aumento de la energía del foton incidente, un proceso de energías bajas comparados con el efecto compton y la producción de pares.

Si un foton incide sobre un electrón libre, no puede ocurrir la absorción del foton debido a que es necesaria la presencia del núcleo para que se conserve el momento y la energía cinética[24]. En general podemos decir que el efecto fotoeléctrico consiste de una interacción entre el foton incidente con la nube de electrones atómica, en la cual toda la energía del foton es absorbida y un electrón es eyectado desde el átomo. Frecuentemente el electrón desprendido se toma para obtener información de la radiación incidente, siendo el responsable de cambios en ciertas propiedades del volumen activo de un detector.

Fundamentos sobre la Teoría Cuántica para el efecto fotoeléctrico

Mas allá de que nuestro estudio sobre el efecto fotoeléctrico está basado en un átomo "libre" (no se considera la influencia de otros átomos vecinos sobre el fotoelectrón), se debe considerar que el efecto fotoeléctrico es un fenómeno que depende de ciertas propiedades del material sobre el cual se hace incidir los fotones.

En la ecuación de Einstein para el efecto fotoeléctrico que se refleja en 4.6, donde W se define como el trabajo requerido para que el electrón logre vencer los campos atractivos de los átomos en la superficie y las perdidas de energía por choques internos, se asume que un electrón perteneciente a un átomo (en un material de densidad ρ) puede salir con una energía cinética K al vencer los campos atractivos y las perdidas por choques internos. Cuando consideramos que el electrón está poco ligado y que no existen pérdidas por colisiones internas, W es llamada funcion trabajo que representa una energia característica del material y en este caso es denotado como w_0 . Para este ultimo caso el foton incidente debe tener una energía mínima $h\nu = w_0$ para que el fotoelectrón sea desprendido del átomo y quede en la superficie del material sin energía cinética $E_e = 0$, en este sentido la frecuencia ν correspondiente a esta energía mínima es conocida como frecuencia de corte ν_{min} .

$$E_e = h\nu - W \quad (4.6)$$

4.2.2. Efecto Compton

Cuando hablamos de un foton que incide en un átomo e interactua con la nube de electrones, no necesariamente éste es completamente absorbido como en el efecto fotoeléctrico, ya que como es reflejado en la tabla 4.1 el foton puede ser dispersado elástica e inelásticamente, por lo que su interacción sobre un electrón atómico puede implicar pérdida o no de energía, ambas serán motivo de estudio en esta sección.

Dispersión Rayleigh (Dispersión Coherente)

La dispersión elástica de un foton de energía $h\nu$ por su interacción con un electrón atómico, simplemente resulta en la desviación de su trayectoria inicial (trayectoria antes de la interacción), por lo que la energía del foton no es afectada, es decir, luego de la interacción el foton se encontrará con la misma energía $h\nu$ que al inicio. A este fenómeno se le conoce como *dispersion Thomson*, cuando asumimos que el electrón (sobre el cual incide el foton) es cuasi-libre o esta poco ligado al átomo, y *dispersion Rayleigh*, cuando consideramos un electrón fuertemente ligado al átomo[8], cada una de estas interacciones se les puede ver como un caso particular de la dispersión Compton (ver sección 4.2.2).

La dispersión Rayleigh ocurre cuando un foton es absorbido por un electrón orbital, la energía del foton es relativamente menor que la energía de ligadura de la capa correspondiente, aquí suponemos una de las capas mas internas, en este caso según la teoría clásica de Rayleigh (en 4.2.2 se podrá ver una explicación cuántica) el electrón interactua con el campo oscilante del foton, sufriendo ciertas aceleraciones oscilantes que son las responsables de la re-emisión, por parte del electrón, de un foton cuya longitud de onda es igual a la del foton incidente (ver capítulo 2 en [27]). Es interesante mencionar que la dispersión Rayleigh se da comúnmente para radiación electromagnética de longitud de onda larga, sin embargo, puede ocurrir para longitudes de onda corta, como los rayos-X, pero la intensidad de fotones que sufren este efecto se ve disminuida y además depende del angulo de dispersión, siendo predominante el efecto compton para ángulos de dispersión mayores a 45° .

Efecto Compton (Dispersión Incoherente)

Es el efecto producido como consecuencia de la interacción de un foton de alta energía con un electrón del átomo, en dicha interacción el foton no solo es dispersado sino que transfiere parte de su energía al electrón que es desprendido del átomo, dicho electrón es llamado electrón de retroceso y puede ser considerado cuasi-libre, debido a que el foton posee una energía $h\nu$ relativamente alta respecto a la energía de ligadura de la capa atómica correspondiente[12].

En los resultados de los experimentos realizados sobre este efecto, específicamente Compton en 1923 en sus estudios de dispersión de fotones por un blanco de grafito uti-

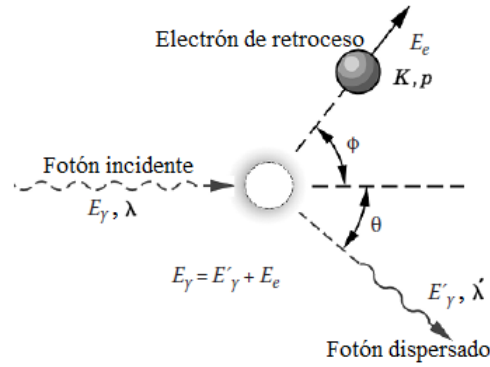


Figura 4.4:
colisioncompton

lizando difracción de Bragg, se revela que la intensidad de los fotones incidentes en el blanco muestra dos picos, como se muestra en la figura 4.5, el primero corresponde a la longitud de onda inicial λ y el segundo se corresponde con un valor de longitud de onda mayor λ' . La diferencia en la longitud de onda puede ser explicada a partir de la figura ??, en la que se esquematiza la colisión foton- electrón, la longitud de onda λ del foton crece como consecuencia de la pérdida de energía sufrida en el choque con el electrón atómico, lo que se traduce en un crecimiento en la longitud de onda por la relación $E = hc/\lambda$. El corrimiento observado en la longitud de onda de los fotones dispersados se conoce como corrimiento compton y es una función que depende del ángulo de dispersión θ . Haciendo uso de la ecuación de la energía relativista y suponiendo la conservación de la energía total relativista y el momento reflejadas en las ecuaciones 4.7, 4.8 y 4.9 respectivamente, podemos combinar dichas ecuaciones y así hacer un análisis cuantitativo para encontrar que el corrimiento compton $\Delta\lambda$ viene dado por la ecuación 4.10.

$$E = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (4.7)$$

$$E_\gamma + m_0c^2 = E'_\gamma + K + m_0c^2 \quad (4.8)$$

$$p_0 = p_f \cos(\theta) + p \cos(\phi), \text{ en x } ; p \sin(\phi) = p_f \sin(\theta), \text{ en y} \quad (4.9)$$

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos(\theta)) = \lambda_c(1 - \cos(\theta)) \quad (4.10)$$

En la ecuación 4.10 se presenta la relación que vincula el corrimiento $\Delta\lambda$ con la longitud de onda λ_c , conocida como longitud de onda compton, una constante cuyo valor es $\lambda_c = h/m_0c = 0,0243\text{\AA}$, de aquí vemos que el corrimiento compton no depende de la longitud de onda incidente y que es solo una función dependiente del ángulo de dispersión θ . Los picos de la intensidad en la figura 4.5 que se corresponden con el valor de longitud de onda incidente λ , se deben a que el foton incidente interactúa con un electrón fuertemente ligado sin lograr desprenderlo, por ello podemos suponer que el foton colisiona con el átomo completo, en cuyo caso debemos sustituir en la ecuación 4.10, la masa en reposo

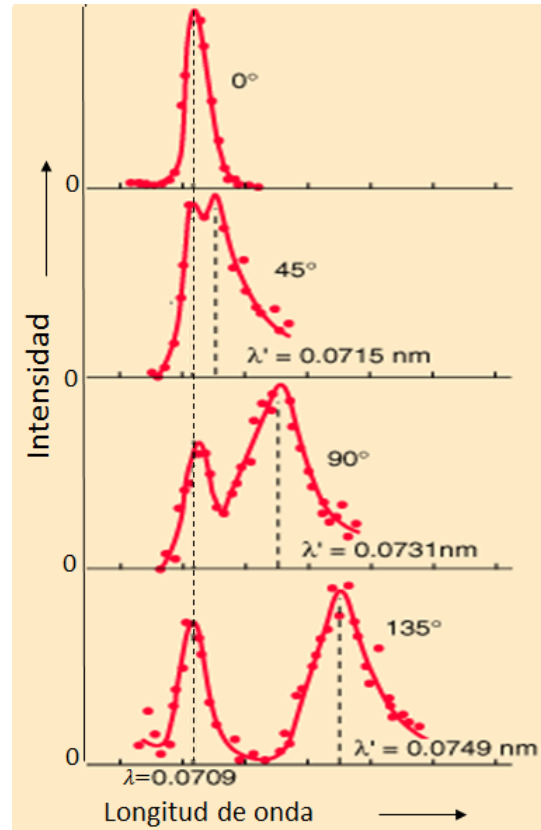


Figura 4.5: En esta imagen podemos observar los picos en intensidad de los fotones para varios ángulos de dispersión θ

del electrón m_0 por M , la masa del átomo; luego como se tiene que $M \gg m_0$ se concluye que para las interacciones del foton con electrones muy ligados al átomo, el corrimiento compton es insignificante o nulo. Este tipo de interacción, en el que el foton no sufre pérdida de energía y por tanto su longitud de onda no se ve perturbada, se le conoce como Dispersión Rayleigh, éste ya fue visto en la sección anterior enfocando su tratamiento a partir de la teoría electromagnética clásica.

4.2.3. Producción de Pares

En este proceso un fotón de alta energía, pierde toda su energía $h\nu$ en una colisión con el núcleo atómico; específicamente podemos decir que el foton es absorbido al interactuar con el campo eléctrico alrededor del núcleo, creando así un par de partículas que pueden ser un electrón y un positrón² (el par electrón- positrón).

Al igual que en el efecto fotoeléctrico, es requerida la presencia del corpúsculo en la colisión, el núcleo en este caso, para que pueda ocurrir la absorción y la posterior creación del par electrón- positron, es decir que un foton por si solo no puede crear el par de partículas.

La producción de pares se puede describir a partir de la ecuación 4.11, para la que se ha utilizado la conservación del momento y energía relativista total, la energía cinética K_+ del positron suele ser mayor que la del electrón debido a la fuerza coulombiana que sienten estas partículas por el núcleo, el positron es acelerado y el electrón desacelerado. La energía mínima requerida para que un foton pueda crear un par electrón- positron es $2m_0c^2 = 1,022MeV$, ésta es la energía necesaria para producir un par sin energía cinética, acá podemos deducir que la producción de pares es un fenómeno de alta energía. Cuando el foton tiene este tipo de interacción se pueden producir pares de partículas distintos al mencionado, no obstante debido a que el par electrón- positron requiere una energía mínima $2m_0c^2$ mas pequeña que cualquier otro par, son creadas con mayor frecuencia.

$$K_- + K_+ = E_{foton} - 2m_0c^2 \quad (4.11)$$

4.2.4. Atenuación de Fotones en un Medio Absorbente

La intensidad I de un haz colimado de fotones monocromáticos se ve disminuida en una cantidad dI , al recorrer un espesor dx de un material absorbente, debido a las distintas interacciones que tienen cada uno de los fotones del haz con los átomos del material (ver tabla 4.1). Si suponemos un haz colimado como se observa en la figura 4.12, y que los fotones solo pueden ser completamente absorbidos en una sola interacción ó pasar sin pérdida de energía y sin cambios en su dirección, el numero de fotones que desaparece al recorrer un espesor dx , es proporcional a dicho espesor y al numero de fotones iniciales que incide sobre dx , así se encuentra que la relación de atenuación de un haz de fotones en un material viene dada por $-dI/I = \mu dx$, donde μ es una constante de proporcionalidad, a partir de la ecuación anterior podemos integrar y obtener

²Un positron es una partícula con características iguales a las del electrón (masa, espín, entre otras), salvo que el positron posee carga positiva (+e)

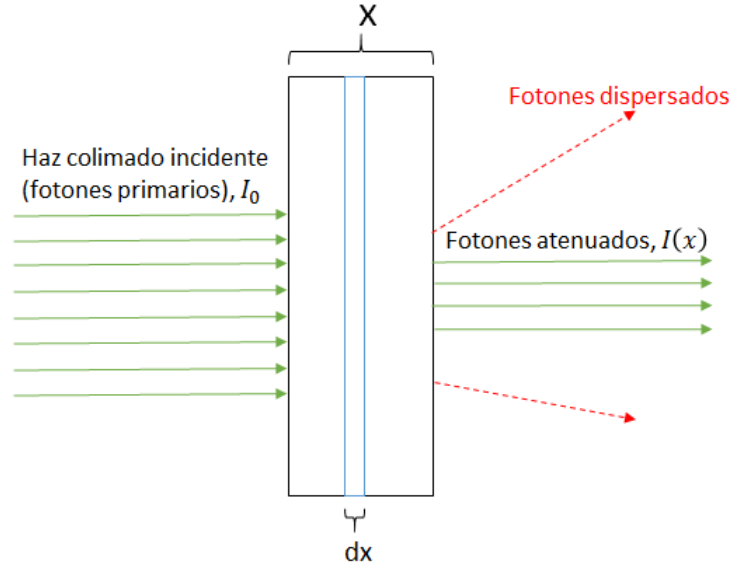


Figura 4.6: Los fotones primarios incidentes se atenúan como consecuencia de las interacciones, a la izquierda se presentan los rayos de fotones secundarios que son el resultado de la atenuación, los rayos en rojo son los dispersados por el material los cuales no son considerados en este análisis

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (4.12)$$

que es conocida como ley de atenuación exponencial, aquí x es el espesor del material y puede estar dado en cm o m , μ es característico del material sobre el cual inciden los fotones, siendo además conocido como *coeficiente de atenuación lineal* y depende de la energía $h\nu$ del foton incidente y del número atómico Z de los átomos del material, éste viene expresado en cm^{-1} y puede ser escrito a su vez como $\mu = \rho\mu_m$, con μ_m el coeficiente de atenuación másico, por último en esta ecuación 4.12 podemos ver que la intensidad $I(x)$ de un haz de fotones va a decaer como una función exponencial [10, ?, 21].

Existen dos tipos de coeficiente de atenuación adicionales, relacionados con el coeficiente de atenuación lineal por las ecuaciones 4.13 y 4.14, que son de elevada significación en el estudio de los procesos de interacción de la radiación con la materia

μ_{tr} : *coeficiente de energía transferida*, se refiere a la energía transferida del foton incidente a las partículas cargadas (electrones y positrones) en una interacción foton-átomo.

μ_{ab} : *coeficiente de energía absorbida*, que toma en cuenta la energía absorbida por el material.

$$\mu_{tr} = \frac{\mu \bar{E}_{tr}}{h\nu} \quad (4.13)$$

$$\mu_{ab} = \frac{\mu \bar{E}_{ab}}{h\nu} \quad (4.14)$$

en este par de ecuaciones, $h\nu$ es la energía del foton incidente, entre tanto \bar{E}_{tr} y \bar{E}_{ab} son, el promedio de energía transferida del foton a las partículas cargadas (electrones y positrones) y el promedio de energía absorbida en el volumen de interés del material respectivamente, éste ultimo considera solo la energía que depositan las partículas cargadas en el medio, recordemos que las partículas cargadas como radiación secundaria pueden tener colisiones radiactivas, por lo que esta energía E_{rad} no es absorbida por el material, quedando que el promedio de la energía absorbida se puede escribir como sigue $\bar{E}_{ab} = \bar{E}_{tr} - \bar{E}_{rad}$.

4.2.5. Coeficiente de Atenuación Lineal- Sección Transversal

Generalmente la probabilidad de ocurrencia de las interacciones es expresada mediante su correspondiente *sección transversal* y ésta va a depender de la energía del foton incidente, de la densidad y del numero atómico del material absorbente, por ejemplo la sección transversal atómica para el efecto fotoeléctrico ${}_a\tau$ expresa la probabilidad de que un foton tenga una interacción fotoeléctrica con un átomo del material.

Si despreciamos cualquier otra pérdida de energía de un foton, que no sea por aquellas de las interacciones, fotoeléctrica, compton y producción de pares, el coeficiente de atenuación lineal representa el promedio de los procesos de absorción y dispersión que sufre un quantum de radiación por centímetro (cm) recorrido, adicionalmente μ puede ser escrito como la suma de los coeficientes de atenuación lineal de los principales procesos de interacción del foton [25, 26], a saber

$$\mu = \tau + \sigma_C + \kappa_p \tag{4.15}$$

donde τ , σ_C y κ representan, el coeficiente de atenuación lineal para el efecto fotoeléctrico, efecto compton y producción de pares como es señalado en la tabla 4.3.

El coeficiente de atenuación lineal puede ser presentado en función de la *sección transversal atómica* ${}_a\sigma$ por la ecuación 4.16, en la que η es el numero de átomos por unidad de volumen, A el numero másico y N_A el numero de Avogadro, combinando las ecuaciones 4.15 y 4.16 podemos encontrar que la sección transversal atómica viene dada por 4.17, en esta ultima ecuación cada uno de los términos corresponden a la sección transversal atómica para el efecto fotoeléctrico, compton y producción de pares señaladas en la tabla 4.3

$$\mu = \eta {}_a\sigma = {}_a\sigma \frac{A}{\rho N_A} \tag{4.16}$$

$${}_a\sigma = \frac{A}{\rho N_A} (\tau + \sigma_C + \kappa_p) = {}_a\tau + {}_a\sigma_C + {}_a\kappa_p \tag{4.17}$$

Fenómeno	Coefficiente de atenuación lineal (Símbolo)	Sección Transversal atómica(Símbolo)
Dispersion Thomson	σ_{Th}	${}_a\sigma_{Th}$
Dispersion Rayleigh	σ_R	${}_a\sigma_R$
Dispersion Compton	σ_C	${}_a\sigma_C$
Efecto Fotoeléctrico	τ	${}_a\tau$
Producción de pares	κ_p	${}_a\kappa_p$
Producción de Triplete	κ_T	${}_a\kappa_T$
Fotodesintegración	σ_{foto}	${}_a\sigma_{foto}$

Tabla 4.3: Símbolos para los *coeficiente de atenuación lineal* correspondientes a las interacciones foton-materia mas comunes

Capítulo 5

Fundamentos Básicos sobre Detectores de Radiación

5.1. ¿Que es un detector?

Al hablar del término detector podemos entrar en ambigüedad, debido a que se puede considerar como “detector” a un simple sensor¹ ó por otra parte a todo el conjunto de dispositivos utilizados para captar y tratar la señal de interés para su posible análisis e interpretación (sensor, amplificadores, filtros, analizador multicanal, entre otros), es importante adicionar que en la literatura científica este término se suele usar de ambas formas, en este sentido, a lo largo de todo el análisis y estudio de los detectores que nos ocupará durante este capítulo, hablaremos del detector como el conjunto sensor y dispositivos acondicionadores.

En este trabajo especial de grado la señal que nos interesa captar es la radiación electromagnética, específicamente los Rayos-X y nuestro dispositivo sensor es el Fotodiodo PIN, por lo que podemos restringir nuestro estudio a los detectores de radiación ionizante. Ahora bien, un detector de radiación es todo dispositivo capaz de captar la radiación, o parte de ella, que se le hace incidir en el volumen sensitivo a dicha radiación. En otras palabras, es un dispositivo que traduce la presencia de una partícula en una señal eléctrica, que comúnmente es deseable que sea interpretable o inteligible[28].

5.2. Fundamentos sobre Detectores de Radiación más Conocidos

La radiación que incide sobre el volumen sensitivo de un detector interactúa a través de alguno de los procesos vistos en el capítulo 4, por lo que ciertas propiedades del material se ven modificadas, estos cambios sufridos por el material pueden ser medidos a través de un campo eléctrico colocado a los extremos del volumen sensitivo del detector. En

¹un sensor es un dispositivo, capaz de captar una magnitud física de una determinada naturaleza y transformarla en otra señal comúnmente de naturaleza eléctrica

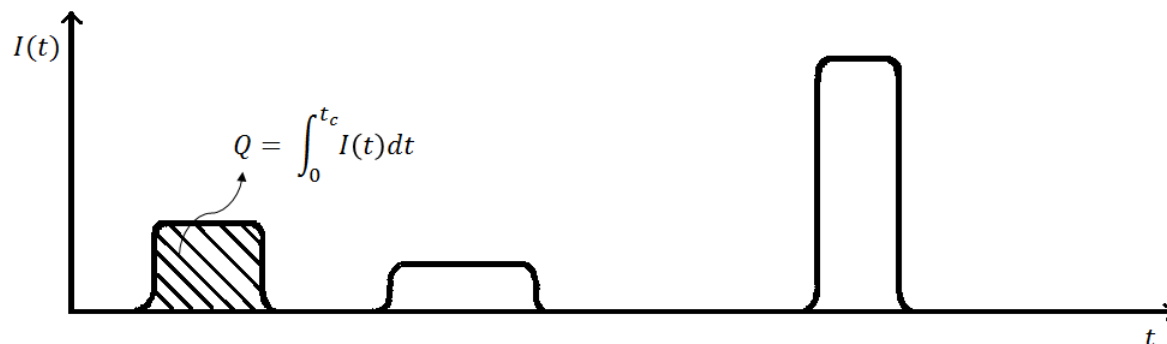


Figura 5.1: Respuesta simple de un detector

este orden de ideas, más específicamente decimos que la incidencia de la radiación puede provocar ionización o excitación sobre los átomos del material en el volumen sensible, el cual puede ser un sólido o un gas. En base a esa distinción del efecto provocado por la incidencia de la radiación sobre el material del detector, los detectores de radiación pueden ser divididos como detectores por ionización o por excitación, en la figura 5.2 podemos ver esta clasificación, además allí se considera que los detectores pueden ser divididos como retardados o inmediatos según la rapidez con la que es arrojada la información respecto al momento en que se procede a la detección.

El tiempo de incidencia de la radiación sobre un material es muy corto, por lo que el depósito de la energía de la radiación puede ser considerado instantáneo al momento de tratar ciertos aspectos, por otra parte, el resultado neto de la interacción, por cada corpúsculo o quantum de radiación, dentro del volumen sensible del detector estará dado en forma de un pulso de carga eléctrica. Es este principio el responsable de la detección de la radiación en una gran variedad de detectores de radiación y es lo que se puede definir como el *modelo simplificado del detector*, en este caso, la respuesta de un detector será una serie de pulsos a lo largo del tiempo como los de la figura 5.1, separados una cierta cantidad de tiempo que dependerá de la tasa de incidencia de los cuantos de radiación, si la tasa es relativamente baja, por ejemplo, la separación entre pulsos será considerable, siendo distinguibles uno de otro. Cada uno de los pulsos generados va a depender del tiempo de colección de la carga generada por una simple interacción de un quantum de radiación, este tiempo de colección es el tiempo que tarda la carga en moverse a través del material sensible y llegar a los terminales de dicho material, es notable que la altura del pulso va a depender de la energía absorbida por el material [28, 6, 4].

Los detectores de radiación pueden ser divididos por ionización o excitación como se puede observar en la figura 5.2.

5.3. Métodos de Detección de la radiación

Existen tres modos generales de detección, que destacaremos a continuación: el modo pulso, el modo corriente y el modo de voltaje de mínimo cuadrado (éste último abreviado

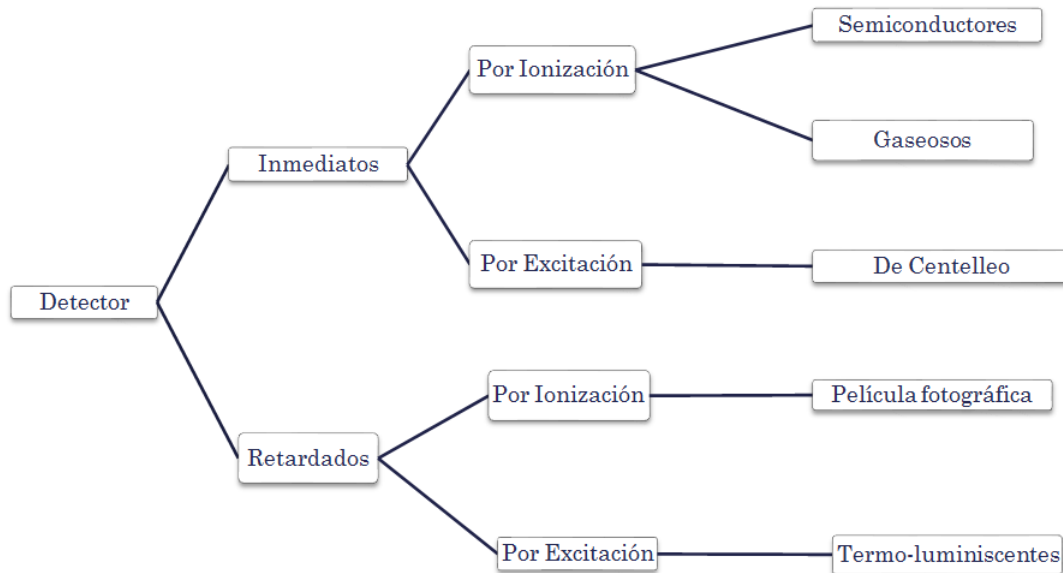
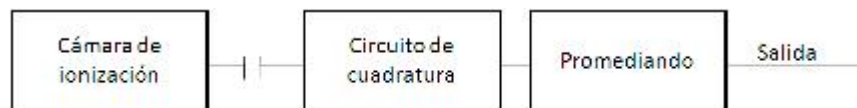


Figura 5.2: Tipos de Detectores

Clasificación de los detectores según el proceso de interacción de la radiación implicado.



MSV por sus siglas en inglés Mean Square Voltage, algunas veces también llamado modo Campbelling) [6]

En el modo corriente se coloca un amperímetro en el terminal de salida del detector. La corriente medida es dependiente del tiempo. Este tiempo es el promedio de las fluctuaciones que se producen entre las interacciones de la radiación individual y el grabado de la corriente que depende del producto de la tasa de interacción y la carga por interacción [6]. Cabe destacar que para eliminar la presencia de fluctuaciones aleatorias se toma un tiempo largo de respuesta que a su vez minimizará la respuesta al rápido cambio en la tasa de interacción de la radiación.

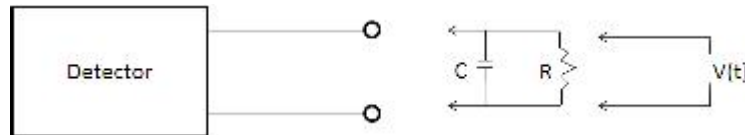
En el modo del voltaje del mínimo cuadrado en lugar de medir el voltaje proveniente de la corriente promedio se miden las componentes fluctuantes. A continuación se presenta un esquema de un circuito que mide tales fluctuaciones:

La señal medida tendrá la siguiente magnitud:

$$\sigma_I(t)^2 = \frac{rQ^2}{T} \quad (5.1)$$

donde podemos ver que la señal de mínimo cuadrado es proporcional a la tasa del evento r y al cuadrado de la carga Q producida en cada evento [6] Este tipo de modo es útil cuando se mide en ambientes donde se presentan diversos tipos de radiaciones.

El modo pulso es el más usado de los tres. Los detectores que utilizan el modo pulso son diseñados para grabar cada quantum individual de radiación que interactúa dentro



del detector. Algunas veces también es guardado el tiempo de cada ráfaga de corriente o la carga total Q que es proporcional a la energía depositada en el detector, la cual es categorizada como radiación espectroscópica. A este tipo de modo también se le conoce como contador de pulso. Este modo es útil si sólo interesa la intensidad de la radiación.

El circuito equivalente utilizado para este caso es presentado a continuación:

donde R representa la resistencia de entrada del circuito y C es la capacitancia equivalente tanto del detector como del circuito medidor.

Como se puede notar se ha unido al detector un preamplificador en donde la señal que nos interesa es un voltaje dependiente del tiempo $V(t)$ a lo largo de la resistencia. Los extremos de operación están separados y dependen de la constante de tiempo del circuito medidor. Esta constante de tiempo está dada por el producto de R y C , o $\tau = RC$ [6]

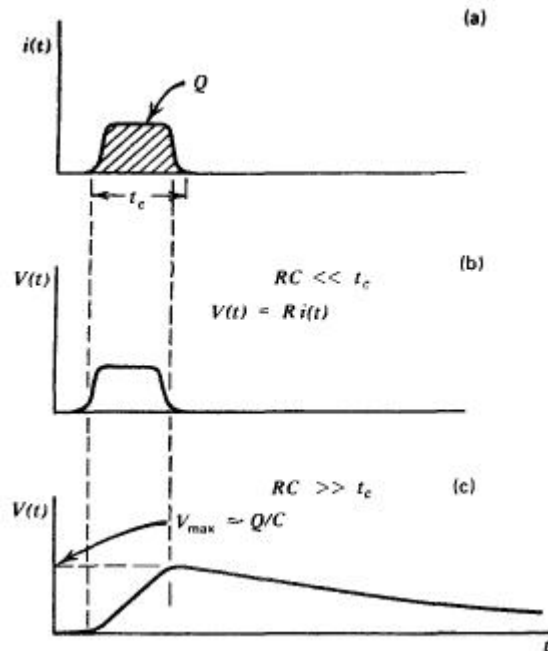
En el caso en que RC sea pequeña (figura 5.3), la constante del tiempo del circuito externo se mantiene pequeña comparado con el tiempo de recolección de la carga, por lo que la corriente que fluye a través de la resistencia R es esencialmente igual al valor instantáneo de la corriente que fluye por el detector. Los detectores que operan en estas condiciones cuando son más importantes las ratas de los eventos o la información de sincronización que la información exacta acerca de la energía.

En el caso en que RC sea larga (figura 5.3), la constante de tiempo del circuito externo mucho más grande que el tiempo de recolección de carga del detector. En este caso, una corriente muy pequeña fluirá en la resistencia durante el tiempo de recolección de carga y la corriente del detector es momentáneamente integrada en la capacitancia. Si se asume que el tiempo entre pulsos es lo suficientemente largo, entonces la capacitancia se descargará a través de la resistencia, retornando el voltaje a través de la resistencia cargada a cero [6].

El caso descrito anteriorente es el más utilizado en los detectores, razón por la cual sintetizaremos las ventajas de una RC larga.

Primero, el tiempo para alcanzar la señal máxima del pulso generado estará determinado por el tiempo en que el propio detector tarde en recoger la carga, sin que intervengan los circuitos externos o las cargas en la subida de los pulsos. Además el tiempo de decaimiento de los pulsos o el tiempo requerido para restablecer el voltaje a cero estará determinado sólo por el tiempo constante del circuito cargador. Por lo que no se presenta algún tiempo de espera adicional y que estará pautado por el propio detector.

Segundo, y siguiendo en la misma línea del primer punto, el valor máximo de voltaje estará determinado por la carga total Q creada dentro del detector durante la interacción con la radiación, dividida por la capacitancia del circuito cargador equivalente, que usualmente estará fija. La expresión para lo expuesto anteriormente viene dada por: $V_{max} = Q/C$. Por lo tanto la salida de un detector operado en modo pulso normalmente consiste de una secuencia de pulsos individuales, los cuales representan el resultado de la interacción de un único quantum de radiación dentro del detector. Se puede tomar Q



directamente proporcional a la distribución en energía de la radiación incidente.

Es importante resaltar que la proporcionalidad V_{max} y Q se mantiene si la capacitancia permanece constante. En muchos detectores la capacitancia inherente estará fijada por el tamaño y forma, lo cual garantiza que sea constante. Pero en otros tipos de detectores, específicamente el detector de diodo semiconductor, la capacitancia puede cambiar con las variaciones normales de operación. Por lo tanto para preservar la información suministrada por Q se coloca un circuito preamplificador, conocido como configuración de carga sensitiva, en la salida del detector, que elimina la dependencia de amplitud del valor de salida a C y restablece la proporcionalidad con la carga Q [6].

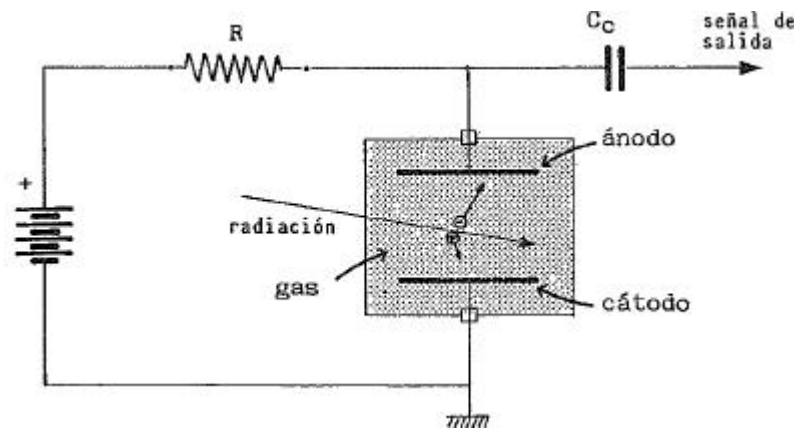
Ahora bien como se mencionaron las características generales de los detectores, se mencionan tres de los más usados y se explica brevemente el funcionamiento de cada uno de ellos.

5.3.1. Cámara de Ionización

Una cámara de ionización es un contador de gas en el que todos los electrones y, en ocasiones, los iones positivos liberados por la radiación incidente son colectados por los electrodos, bien sea en forma de pulso o de corriente [?].

Los electrones y los iones positivos son detectados debido a que son desplazados hacia los electrodos por el campo magnético que se genera en la cámara de ionización al aplicar una diferencia de potencial entre sus electrodos.

La geometría de las cámaras de ionización suele ser plana o cilíndrica. Exponemos a continuación un esquema básico de la cámara plana:



Una vez se liberan los electrones y los iones positivos, los primeros se dirigen al ánodo y los segundos al cátodo. La carga colectada circula a través de la resistencia y la fuente de alimentación. Cuando la resistencia es pequeña la cámara trabaja en modo corriente dando lugar a una intensidad que se puede amplificar y medir. En el caso de que la resistencia sea grande, trabaja en modo pulso, donde la cámara acumula carga y el voltaje disminuye de forma continua y la señal es registrada mediante el condensador, que actúa como filtro, bloqueando la tensión continua y dejando pasar sólo el impulso superpuesto.

Ahora bien, la aceleración con la que los iones llegan a los electrodos es proporcional a la fuerza del campo eléctrico $E = U/d$ donde E es el campo eléctrico, U el voltaje aplicado entre los electrodos y d la distancia de los electrodos. En este caso se utiliza un voltaje que va desde (100V \leq U \leq 400V) para que todos los iones lleguen a los electrodos, ya que con un voltaje más pequeño los iones se recombinan antes de llegar a ellos.

En este tipo de cámaras se suele utilizar aire seco o gases más pesados como el Argón a presión normal.

Este tipo de cámaras son utilizadas entre otras cosas para la dosimetría relativa y absoluta.

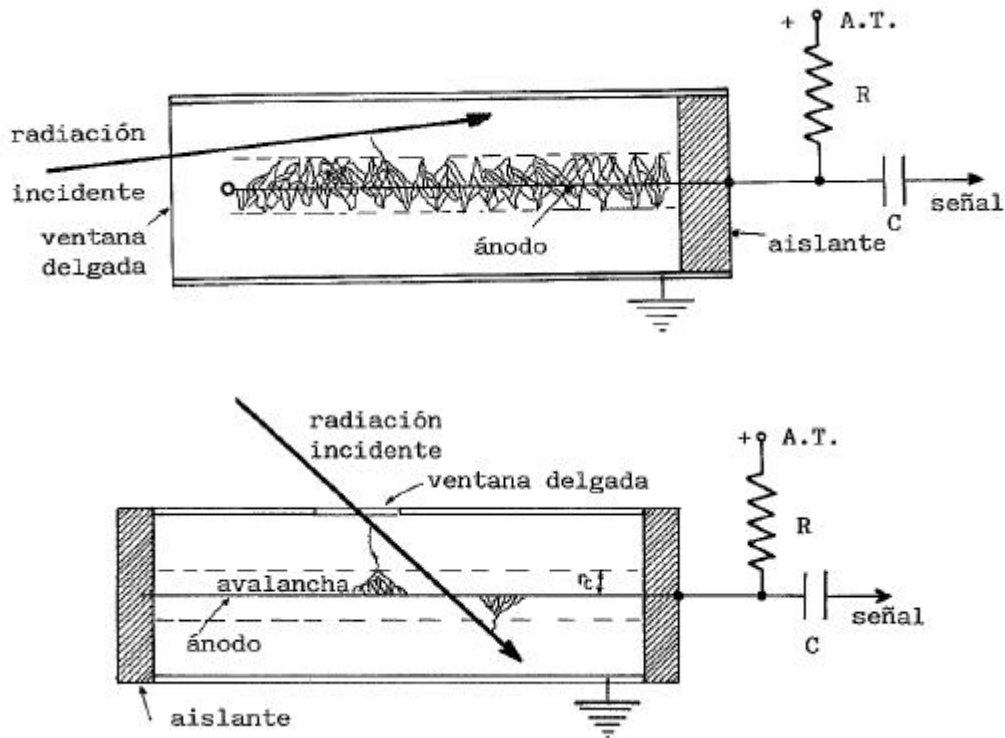
5.3.2. Contador Tipo Geiger Muller

El contador Geiger Muller es un tipo de contador de gas proporcional. De manera general explicaremos el funcionamiento del contador de gas proporcional para luego mencionar las características particulares del Geiger Muller. En el contador proporcional el campo eléctrico generado es lo suficientemente intenso para crear electrones secundarios en las colisiones de los electrones con los iones del gas, lo cual produce una avalancha, en la que por cada par de iones primarios generan M pares de iones, siendo M el llamado factor de multiplicación, comprendido generalmente entre 1 y 10^4 .

Se presenta a continuación un esquema del contador Geiger-Muller:

La amplitud de los impulsos de salida es elevada del orden de los voltios, e independiente de la energía de la radiación incidente, por lo que este contador no puede trabajar como espectrómetro de energías pero a cambio posee una gran eficiencia para partículas débilmente ionizantes y no necesita amplificación [?].

A diferencia de las cámaras de ionización que pueden tener geometría plana y cilíndrica, estos contadores sólo pueden tener geometría cilíndrica. El campo eléctrico generado se



rige por la siguiente ecuación: $E = \frac{V}{r \ln(\frac{b}{a})}$ donde V es la tensión aplicada, r la distancia al electrodo central, a el radio del electrodo central y b el radio del electrodo exterior. En este caso el ánodo suele ser un hilo delgado, con $a \gg b$ (ver figura PAG 16). El campo eléctrico generado con este tipo de geometría produce un campo eléctrico muy intenso en una zona estrecha alrededor del ánodo, y las avalanchas se producen para $r < r_c$ donde r_c es una distancia crítica muy pequeña [?]

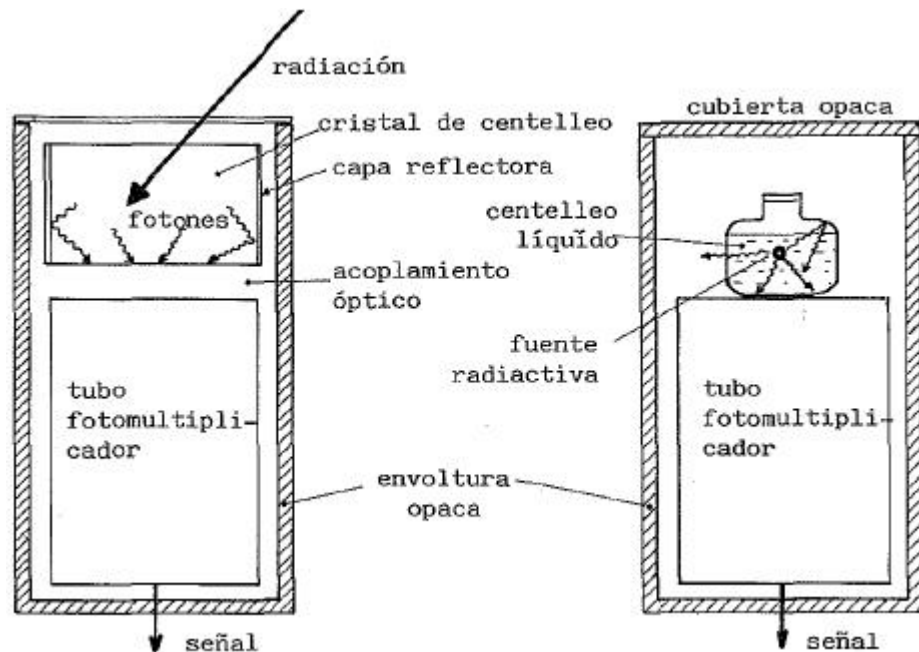
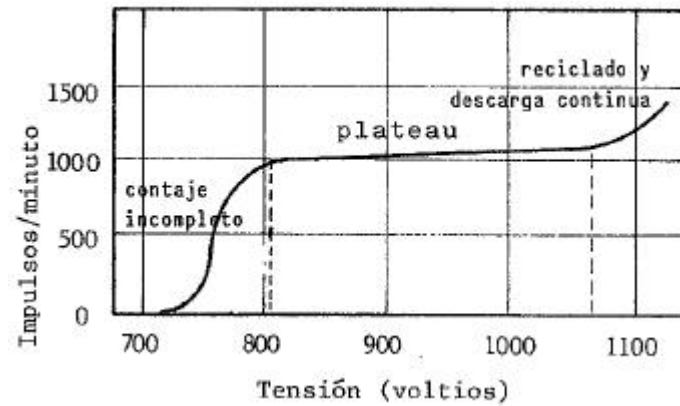
En el caso del contador tipo Geiger Muller la tensión aplicada es muy elevada ($U > 800V$), por lo que la distancia crítica r_c , la extensión de la avalancha y el poder de multiplicación aumentan, particularmente éste último deja de ser lineal. En este caso se generan grandes cantidades de fotones ultravioletas y producen desprendimiento de fotoelectrones, generando nuevas avalanchas, hasta que la descarga se extiende a todo el electrodo central en un tiempo aproximado de $10^{-7}s$ [?].

Una característica resaltante de los contadores Geiger es su curva característica, que refleja la variación de la tasa de conteo con la tensión aplicada para una fuente de actividad constante a una distancia fija del detector. Esta curva se presenta en la figura 5.3.2 , a continuación:

Podemos notar que para tensiones inferiores de un cierto umbral, el contador no registra radiación incidente. A partir de un valor de voltaje registra de manera incompleta. Por encima del voltaje V_1 , todas las partículas que interactúan en el volumen del contador son registradas y la tasa de conteo se mantiene prácticamente constante, en el llamado plateau, hasta que se entra en una zona de descarga continua al superarse la tensión V_2 [?].

Estos detectores son ideales para la detección de partículas beta.

Los gases de llenado más apropiados en los contadores proporcionales son mezclas de



gases nobles, principalmente Argón, con una pequeña cantidad de un gas orgánico.

5.3.3. Detectores de Centelleo

Los detectores de centelleo hacen uso de las propiedades de algunos materiales de emitir luz visible cuando sus átomos o moléculas se desexcitan tras el paso de la radiación ionizante. La señal captada es señal eléctrica obtenida a partir de la luz emitida [?]

Los detectores de centelleo tiene como elementos fundamentales la sustancia luminiscente, el acoplamiento óptico y el fotomultiplicador, como se muestra en la figura 5.3.3:

Entre las cualidades más importantes que debe poseer la sustancia luminiscente se encuentran poseer una gran eficiencia de detección para la radiación relevante y una buena transparencia a la luz en su interior. Entre estas sustancias encontramos cristales inorgánicos y orgánicos, plásticos, vidrios y gases.

Para lograr canalizar la luz emitida al fotocátodo, se pulen muy bien las paredes de los cristales centelleadores menos la cara que da al fotocátodo y se cubren con un reflectante.

Se intercala, además, un aceite entre el cristal y el fotocátodo con un índice de refracción medio entre el cristal y la ventana transparente del fotomultiplicador, todo esto con el fin de eliminar la reflexiones al máximo.

El tubo fotomultiplicador está constituido por un fotocátodo, una serie de electrodos denominados dinodos a potenciales positivos crecientes y un electrodo colector o ánodo. Todos estos elementos están contenidos en una capsula de cristal en la que se ha hecho el vacío.

Los detectores de centelleo son ideales para detectar la radiación beta.

Es importante destacar que de los tres detectores mencionados, en el de centelleo se aplica el voltaje más alto que puede oscilar entre los 600 y 2000V.

Capítulo 6

Física de los Semiconductores y Dispositivos Semiconductores

6.1. Banda de Energía y Clasificación de los Sólidos

Se discutirá en este capítulo la clasificación de los sólidos desde el punto de vista de sus principales propiedades, tomando en cuenta solo aquellos cuya estructura es cristalina.

Un sólido es clasificado dependiendo de su estructura de banda, lo cual es una consecuencia natural de la disposición periódica de sus átomos. Una característica de los sólidos cristalinos, es el arreglo regular de los átomos, los cuales forman un patrón periódico recurrente llamado red cristalina. Debido a que en el estado sólido la distancia entre moléculas es comparable con el tamaño molecular, las propiedades de una molécula se alteran por la presencia de moléculas vecinas. El sólido puede ser visto como un sistema cuya estructura está determinada por el arreglo de núcleos y electrones que resulta estable desde el punto de vista de la mecánica cuántica. [11]

Los electrones de los átomos en los sólidos forman bandas de energías, que podemos atribuir a que en cada átomo de la estructura atómica existen niveles discretos de energía para cada capa como nos enseña la teoría cuántica. Debido a que los átomos de un material se acercan entre sí para formar una estructura de red cristalina, hay una interacción entre los átomos de dicha red, que se traduce en que esos niveles se transforman en bandas de energías bien definidas, pues, la separación entre los niveles de energía de los átomos (orbitales de valencia y los sucesivos orbitales vacíos) es tan pequeña que dichos niveles de energía discretos pasan a formar bandas continuas. Esto puede entenderse mejor considerando un sistema de N átomos de un elemento dado, por lo tanto, si tomamos en cuenta que la separación entre átomos de un sólido es de unos pocos Angstroms, la interacción entre esos átomos ocasiona que cada nivel energético se divida en N niveles de energía muy poco espaciados (se dice que cada nivel estará N veces degenerado) y conociendo además que N es del orden de 10^{23} átomos por mol en los sólidos, un número muy grande de niveles energéticos, que puede decirse que están espaciados casi continuamente formando una *banda de energía*.

La consecuencia directa de esta formación de bandas, es que encontramos una banda asociada al mínimo nivel de energía de los electrones, que puede estar asociada con los orbitales atómicos subsecuentes a los de valencia, y por tanto los electrones que podrán moverse a través de la red, llamada *banda de conducción*, además una banda en la cual se encuentran los electrones unidos a la capa de valencia de los átomos llamada *banda de valencia*, es importante recordar que de acuerdo con el principio de exclusión de Pauli cada banda puede albergar hasta $2(2l + 1)N$ electrones, que corresponden a las orientaciones de espín y a las $(2l + 1)$ orientaciones del momento angular. Son las capas de valencia de los átomos las que aportan electrones a las bandas pues los orbitales internos no sufren efectos significativos debido a los átomos vecinos. Para que un electrón del sólido pueda moverse a través de la estructura cristalina, debe pertenecer a la banda de conducción y debido a que la mayoría de los electrones se encuentra en la banda de valencia, éstos deben ganar energía para poder pasar a la banda de conducción. La energía que debe ganar un electrón para poder moverse libremente por la red depende exclusivamente de la diferencia de energía que exista entre las bandas de valencia y conducción, esa diferencia de energía es conocida como *banda prohibida* y la energía de esa banda es E_g , esto responde al hecho de que en un átomo los orbitales de energía son discretos por lo que existirán intervalos de energía que no contienen orbitales y por tanto carecen de electrones; como se muestra en la figura 6.1, los tipos de sólidos pueden dividirse según esta diferencia de energía existente entre su banda de valencia y de conducción, de modo que si ambas bandas están muy cercanas o se solapan, muy lejanas, o su separación es intermedia, esto determinará la forma en que se comporta el sólido. Para una separación intermedia existirá un valor de E_g , que puede ser estar alrededor de $1eV$, el material tiende a comportarse como un aislante, pero debido a que se requiere muy poca energía para hacer pasar electrones entre las bandas, un material con este valor de energía de E_g es considerado un semiconductor, por debajo de ello se dice que es un conductor y debemos rondar los $4eV$ (o incluso por encima) como valor de E_g para que sea considerado un aislante.[29, 30, 31, 32, 24]

Una propiedad macroscópica de los sólidos que da una marcada diferencia entre ellos es la resistividad, para un conductor está alrededor de los $10^{-10}ohm.cm$, mientras que un buen aislante puede tener un valor de resistividad de $10^{22}ohm.cm$. Esta es una propiedad característica de los materiales, por lo que puede definir su comportamiento como conductor, aislante o semiconductor, a su vez es otra forma de expresar lo dicho en el apartado anterior, ya que la resistividad es un parámetro ligado a la cantidad de electrones libres en la red cristalina (electrones en la banda de valencia, ver capítulo 7.1 en [29]), a medida que la cantidad de electrones libres aumenta la resistividad baja, y si por el contrario la cantidad de electrones libres disminuyen ésta aumenta, así, es lógico esperarse que la resistividad de un buen conductor sea muy pequeña, como ya se ha dicho, debido a que en éstos poseen una cantidad considerable de electrones libres, la misma analogía puede ser usada para los aislantes y semiconductores, para los semiconductores la resistividad ronda el orden de $10^{-3}ohm.cm$.

Sabiendo todo esto podemos definir los tipos de sólidos como sigue:

- Conductor es toda sustancia en la cual la última banda no está completamente llena, por ello la carencia de banda prohibida (banda de conducción inmediatamente por

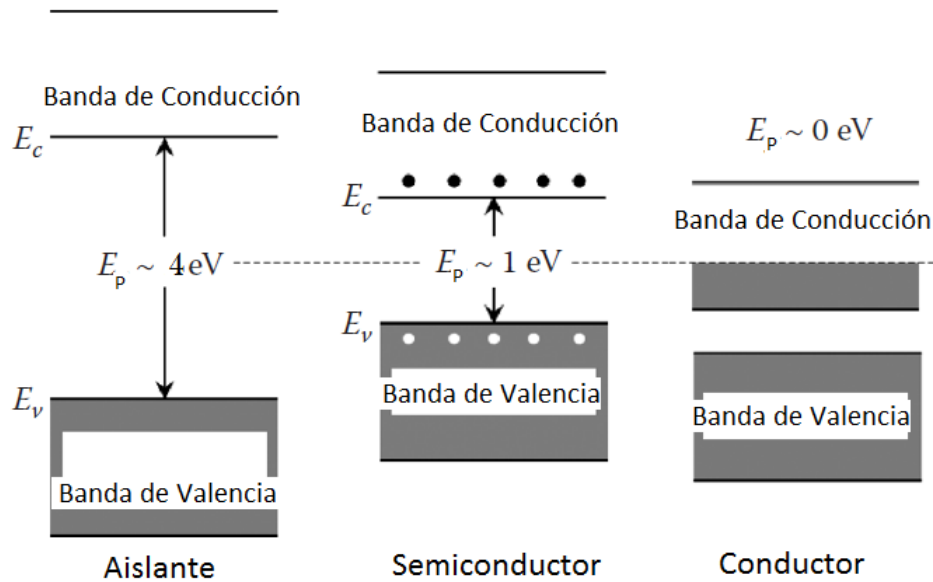


Figura 6.1: Los sólidos pueden clasificarse por el valor de energía prohibida, los electrones en un conductor requieren mucha menos ($E_g \sim 0 \text{ eV}$) energía que un aislante ($E_g \sim 4 \text{ eV}$), para los semiconductores la energía prohibida esta en el orden de 1 eV .

encima de la banda de valencia, ver figura 6.1).

- Semiconductor es un sólido cuya banda prohibida esta en el orden de 1 eV .
- Aislante se define como toda sustancia en la cual el último estado electrónico lleno se encuentra separado por una banda finita del primer estado electrónico vacío.

Tipo de material	Energía de Banda Prohibida [eV]	Resistividad [$\Omega \cdot \text{cm}$]	Conductividad $(1/\rho)$ [$\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$]	Concentración de Portadores de Carga n/cm^{-3}
Conductor	≤ 0	$< 10^{-4}$	$> 10^4$	$> 10^{22}$
Semiconductor	1..3	$10^{-3} \dots 10^9$	$10^3 \dots 10^{-9}$	$10^{21} \dots 10^{10}$
Aislante	≥ 4	$> 10^{10}$	$< 10^{-10}$	$< 10^9$

Tabla 6.1: Propiedades más notorias de los sólidos: Resistividad, Banda prohibida y Conductividad

6.2. Semiconductores

Los semiconductores son elementos o compuestos químicos, que por sus propiedades químicas y eléctricas, se pueden comportar como conductores o aislantes. Para evitar cualquier discrepancia en nuestra definición de semiconductores debemos tener en cuenta que para la temperatura de cero absoluta (0°K), ningún electrón en la red recibirá excitación térmica suficiente para pasar a la banda de conducción, comportándose de esta

manera como un aislante (banda de valencia completamente llena y banda de conducción completamente vacía), sin embargo, para la temperatura ambiente ($T = 300^\circ K$) la energía térmica puede ser suficiente para que una cantidad pequeña de electrones pase de la banda de valencia a la de conducción, podemos decir entonces que un semiconductor es un aislante con una banda prohibida reducida, por lo que fácilmente podemos provocar el paso de electrones entre bandas. Los semiconductores son susceptibles a perturbaciones o estímulos externos de naturaleza lumínica, térmica y eléctrica, y aunque esto puede representar una desventaja en ciertos casos, comúnmente son usadas para captar señales que pueden ser medidas para su interpretación. [31, 32]

De manera general los semiconductores se pueden presentar en dos formas, como elemento puro (cristal simple) o compuesto. Los elementos semiconductores por excelencia son el Germanio (*Ge*) y el Silicio (*Si*) que tienen una estructura cristalina simple, es decir, en su estructura solo hay átomos del respectivo elemento, por su parte entre los semiconductores compuestos podemos encontrar: Arseniuro de Galio (GaAs), Sulfuro de Cadmio (CdS), Nitruro de Galio (GaN) y Arseniuro Fosfuro de Galio (GaAsP), que se constituyen de dos o más materiales semiconductores.

Una de las posibles formas de modificar las propiedades de un semiconductor es agregando impurezas, las cuales comúnmente son depositadas para modificar la conductividad del elemento de una manera controlada, bien sea, colocando una impureza *donadora* o *aceptora*, en este sentido si un semiconductor está libre de impurezas es llamado *intrínseco*, en cambio que si ostenta impurezas es llamado *extrínseco*.

6.2.1. Semiconductor Intrínseco

Se dice que un semiconductor es intrínseco, cuando su estructura cristalina se encuentra en gran escala libre de impureza alguna. Generalmente un semiconductor es llamado intrínseco, después de ser sometido a un riguroso proceso de eliminación de las impurezas que pueden encontrarse en el elemento en su estado natural. En la figura 6.2 se puede observar la estructura cristalina de un material de silicio en su estado puro (semiconductor intrínseco).

Para los semiconductores intrínsecos la excitación por energía térmica es la causa de su conductividad, como ya ha sido mencionado los semiconductores a una temperatura de $0^\circ K$ se comportan como aislantes, en un semiconductor intrínseco esto es muy marcado, sobre todo cuando hablamos de aquellos cuya banda prohibida está por encima de $1eV$ tal es el caso de Si, InP, GaAs, entre otros. Como ejemplo supongamos un cristal de silicio como el de la figura 6.2, cada átomo comparte sus cuatro electrones de valencia, uno con cada átomo vecino formando enlaces covalentes, cuando éste es sometido a la citada temperatura de $0^\circ K$ dichos electrones llenan por completo la banda de valencia, y por tanto, la banda de conducción estará vacía. A temperatura ambiente existen cierta cantidad de electrones libres. La conductividad de los semiconductores ocurrida por la excitación térmica *conductividad intrínseca*. [33]

Como es conocido los semiconductores más utilizados para la elaboración de disposi-

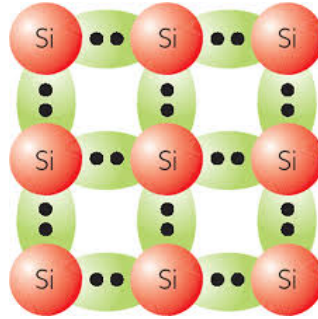


Figura 6.2: Semiconductor Intrínseco

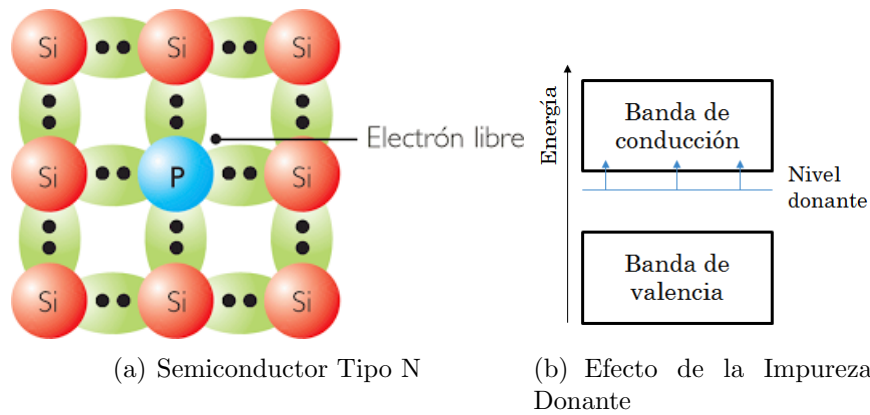
tivos electrónicos son el germanio (Ge) y el silicio (Si), esto es debido entre otras cosas a que se pueden obtener niveles de purzas muy altos en estos elementos. En muchos casos son requeridos bajos niveles de impurezas, considerando que la adición de una impureza adecuada puede cambiar el material de ser un mal a un buen conductor, por ejemplo para el material de silicio basta con una proporción de una parte por millón, es decir, un átomo de impureza por cada millón de átomos de silicio.

6.2.2. Semiconductor Extrínseco

Son semiconductores relativamente puros que son sometidos a un proceso de dopaje, en otras palabras, son semiconductores a los que se les agrega intencionalmente un número determinado de átomos de una impureza específica. Generalmente el dopaje es hecho principalmente para modificar en gran medida las propiedades de conducción del semiconductor intrínseco y controlar la concentración de portadores (*dopaje superficial*), y para controlar la recombinación de portadores (*dopaje de nivel profundo*) necesaria para dispositivos donde es requerida una alta velocidad del dispositivo interruptor.

Una característica importante de un material semiconductor reside en que su conductividad eléctrica puede ser fácilmente modificada en muchos ordenes de magnitud simplemente dopando el semiconductor con impurezas donadoras como se puede observar en la figura 6.17.a (el silicio es dopado con fósforo) o aceptoras como en la figura 6.4.a (usando como impureza boro, sobre el silicio). El dopaje del semiconductor hará que se incremente la densidad de electrones y huecos a medida que incrementa la concentración de impurezas donadoras o aceptoras (átomos de la impureza pertinente).[33]

Estudiemos un material de silicio, uno de los semiconductores de uso frecuente, que es sometido al proceso de dopaje. Como se muestra en la figura 6.2 el silicio tiene estructura de enlace covalente, en este caso cada átomo comparte sus cuatro electrones de valencia. Sin embargo cuando agregamos átomos de un cierto elemento, el cual albergue cinco electrones en la capa de valencia (pentavalente), dicho átomo formará enlaces covalentes con cuatro átomos de silicio vecinos quedando un electrón de valencia del elemento dopante, ese electrón sobrante podrá formar parte de la banda de conducción, en otras palabras podrá moverse a través de la red contribuyendo a la conducción del material. Como se



(a) Semiconductor Tipo N

(b) Efecto de la Impureza Donante

Figura 6.3: Semiconductor Extrínseco Tipo N (a la derecha), son conseguidos dopando un material intrínseco con elementos del grupo V de la tabla periódica respectivamente, los elementos más involucrados en el dopaje son fósforo, arsénico y antimonio para el Tipo N, para semiconductores compuestos el proceso es un poco variado y complejo pudiendo ser utilizadas impurezas de los grupos IV y VI, en el caso de GaAs, por ejemplo, para obtener el Tipo N (n-GaAs), son usados Te o Se para reemplazar átomos de arsénico; ó Ge, Si y Sn para reemplazar átomos de galio. Un proceso similar para el Tipo P (p-GaAs)

puede ver en la figura 6.17.b con la adición de una impureza de este tipo aparece un estado electrónico nuevo en la banda prohibida y estará ubicado por debajo de la banda de conducción. El elemento dopante con las características mencionadas anteriormente recibe el nombre de *impureza donante* (ya que esta adicionando electrones a la red) y el material resultante se conoce como **Semiconductor Tipo N**, siendo la conducción eléctrica producto de las cargas negativas. Cuando agregamos un elemento cuya cantidad de electrones de valencia es tres (trivalente), esos tres electrones van a formar enlaces covalentes con tres átomos de silicio vecinos, quedando una carencia de un electrón en la red, ese déficit es lo que se conoce como *hueco*, dicho hueco también puede contribuir a la conductividad del material “moviéndose” a lo largo de la red cristalina ya que el boro tratará de capturar un electrón para conformar una capa estable de ocho electrones. Este tipo de impureza tiene como efecto sobre las bandas de energía que agrega un nuevo estado electrónico que se encuentra por encima de la banda de valencia como podemos observar en 6.4.b. Cuando adicionamos un elemento con estas características a un semiconductor, se dice que es una *impureza aceptora* (pues deja un hueco, “acepta” electrones y la conductividad eléctrica consiste básicamente de la transferencia de vacantes positivas) y el material que resulta de este tipo de dopaje es un **Semiconductor Tipo P**. Es necesario resaltar que aun cuando se represente el material con exceso de electrones (e^-) o huecos (h^+) estos son neutros, pues la impureza agregada en el proceso de dopaje es un átomo neutro (Z cargas positivas y Z cargas negativas), lo que ocurre es que las cargas modifican las bandas de conducción y valencia, los electrones pueden pasar fácilmente a la banda de conducción y los para los huecos se produce un estado vacío en la banda de valencia y el proceso de conducción se lleva a cabo por esos agujeros en la banda de valencia. [32, 34, 35]

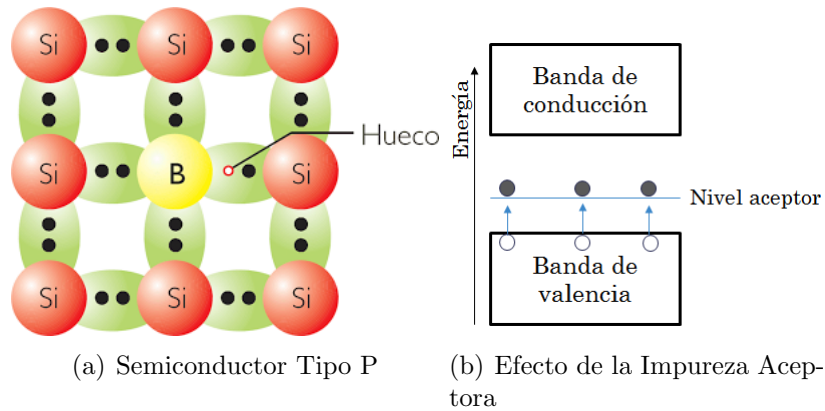


Figura 6.4: Semiconductor Extrínseco Tipo P (a la derecha), son conseguidos dopando un material intrínseco con elementos del grupo V de la tabla periódica respectivamente, los elementos mas involucrados en el dopaje son boro, galio y aluminio para el Tipo P. A la izquierda podemos del la impureza aceptora sobre la estructura de bandas de energía

Las cargas “libres” presentes en la estructura de un semiconductor debidos a la adición de impurezas no tienen ninguna dificultad de moverse a través de la red cuando absorben en buena medida energía térmica. El resultado es que a temperatura ambiente existe un buen numero de portadores con suficiente energía para moverse y la conductividad del material aumenta significativamente, respecto de por ejemplo cuando el material está en su estado intrínseco en el cual se habla de solo un electrón libre por cada 10^{12} átomos, ese numero puede disminuir en un semiconductor dopado a razón de un electrón por cada 10^7 átomos. Esta razón es la que nos hace poder representar un semiconductor tipo N como un material donde solo existen portadores negativos (portadores mayoritarios), es decir electrones, debido a que como hemos mencionado los portadores positivos que pueden encontrarse en el material son una cantidad muy reducida (portadores minoritarios). Lo mismo ocurre para el Semiconductor Tipo P cuyos portadores mayoritarios son los huecos y en su haber se encuentran muy pocos electrones (portadores minoritarios).

6.3. Diodo Semiconductor

Son variados los dispositivos que podemos obtener a partir de los materiales semiconductores. Ahora que estudiamos los semiconductores tipo N y Tipo P podemos hacerlos coincidir para formar nuestro primer dispositivo semiconductor de estado solido, como el citado en la figura 6.5, cuando ponemos estos dos tipos de material en contacto físico ocurren los siguientes “cambios” en su estructura respecto de cuando los tenemos a cada uno por su lado:

- Cuando ambos materiales son unidos, se crea una difusión de portadores mayoritarios similar al comportamiento de un gas. Los electrones fronterizos del material tipo-n comienzan a desplazarse hacia el material tipo-p, esto ocurre con el propósito de equilibrar la baja concentración de electrones a lo largo de toda la unión $p - n$.

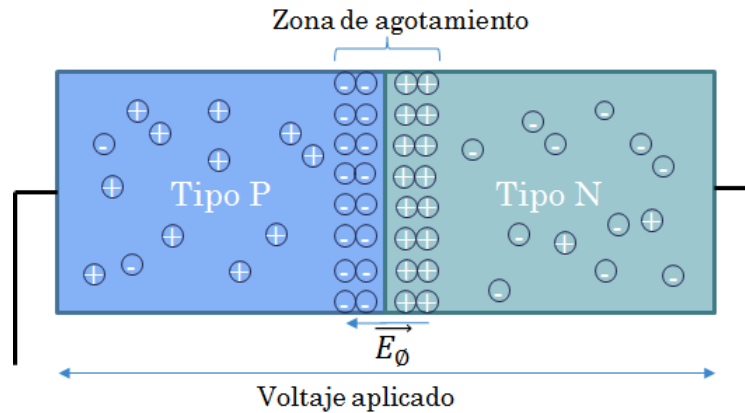


Figura 6.5: La difusión de portadores mayoritarios crea una una región de agotamiento que crea una barrera de potencial, por debajo de la cual no hay conducción significativa a través del dispositivo, lo que da al diodo la característica de interruptor

Los mismo ocurrirá con los huecos del material p, en cuanto vean la baja concentración de huecos que hay en el semiconductor n tenderán a ir hacia ese material con el fin de equilibrar la concentración de electrones en la cercanía de la unión $p - n$.

- La recombinación de electrones y huecos trae como consecuencia que en la juntura entre los dos semiconductores se creará una *región libre de carga* llamada también *región de agotamiento* (en adelante mencionaremos ésta como región de agotamiento), como se muestra en la figura 6.5. El vaciamiento de los portadores libres hace que esta región quede en presencia de iones de los semiconductores, cargada positivamente del lado del semiconductor n y negativamente del lado del p.
- Conforme se va creando la *región de agotamiento*, se va creando un campo eléctrico E_ϕ en dicha región. Ese campo eléctrico va dirigido de manera que se opone a la difusión de portadores libres, desde la parte positiva a la parte negativa, por lo que luego de un tiempo existirá un equilibrio (ya no habrá difusión de cargas).
- Cuando aplicamos un voltaje, cuyo campo eléctrico asociado está en la misma dirección del campo eléctrico \vec{E}_{phi} en la juntura, es decir, el terminal positivo es conectado del lado del material semiconductor n (cátodo). El campo E_f se superpondrá al campo en la región de agotamiento (en el mismo sentido) imposibilitando aun mas la difusión y la región de agotamiento se hará mas amplia, ver figura 6.6.a, en esta configuración decimos que el diodo esta en reversa ya que no existirá paso significativo de corriente. Sin embargo en esta configuración existe una corriente muy pequeña que fluye desde el material n al p, dicha corriente es conocida como *corriente de reversa*.
- Si aplicamos un potencial como el mostrado en la figura 6.6.b, el campo E_ϕ se verá disminuido y la región de agotamiento se hace diminuta, por lo que existirá paso de corriente a través de los terminales del semiconductor desde el material p al

material n, pues no existe ninguna oposición a la difusión. Decimos que en esta configuración el diodo estará en directa, no obstante que para que exista conducción significativa el voltaje debe superar el voltaje de barrera llamado voltaje de juntura V_ϕ . Para el arseniuro de galio este voltaje es de $1,2eV$, para silicio $0,67eV$ y para germanio $0,36eV$ aproximadamente.

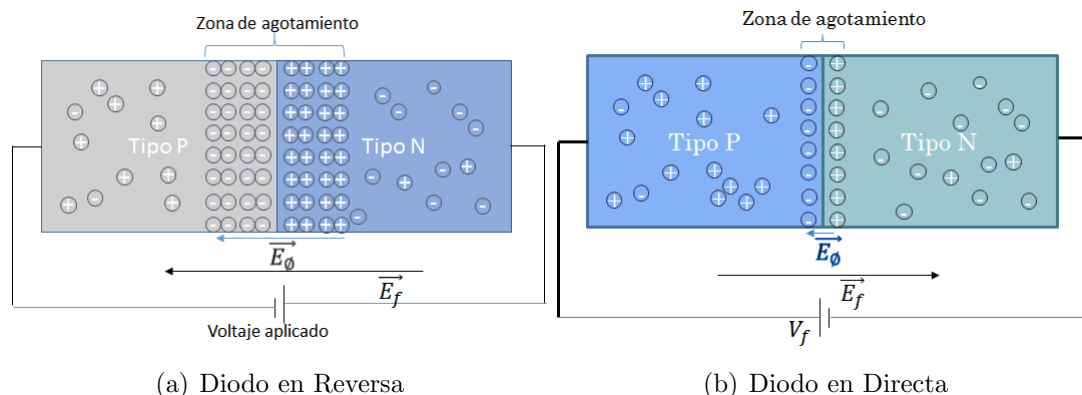


Figura 6.6: Con las configuraciones del diodo mostradas en las imágenes podemos disminuir (directa) o ampliar (reversa) la región de agotamiento

La relación entre la corriente que circula por el diodo en función del voltaje aplicado tiene la forma de la gráfica de la figura ??ivsv), vemos como el diodo posee la capacidad de comportarse como un conductor para voltajes de directa mayores a V_ϕ también conocido como voltaje de umbral, y como un aislante para voltajes de reversa. Nosotros podemos demostrar con el uso de la física del estado sólido que las características del diodo semiconductor se definen por la ecuación 6.1, conocida como ecuación de Shockley, tanto para la configuración directa como en reversa [32], donde:

I_S es la corriente de saturación de reversa V_D es el voltaje de polarización directa aplicado en los extremos del diodo n es un factor que depende de las condiciones de operación y construcción física, que tiene un rango entre 1 y 2 dependiendo de ciertos factores (comúnmente se asume como valor 1) V_T es llamado voltaje térmico el cual es determinado por $V_T = \frac{kT_K}{q}$, donde k es la constante de Boltzmann, T_K es la temperatura ambiente expresada en grados Kelvin y q es la magnitud de la carga del electrón.

$$I_D = I_S(e^{(V_D/nV_T)} - 1) \quad (6.1)$$

De las dos configuraciones vistas para el diodo, representadas en la figura 6.7 y que pueden ser descritas por la ecuación 6.1, podemos aseverar que un diodo ideal en directa se comporta como un interruptor mecánico cerrado, por el cual circulará una corriente bastante considerable cuando superamos el voltaje de barrera V_ϕ . Por su parte ese dispositivo semiconductor se comportará como un interruptor mecánico abierto cuando es sometido a un voltaje de reversa y se podrá decir que no circula corriente es dicha configuración salvo una pequeñísima corriente de reversa, mostrando además una región en la cual esa corriente de reversa cambia bruscamente llamada *región de ruptura*.

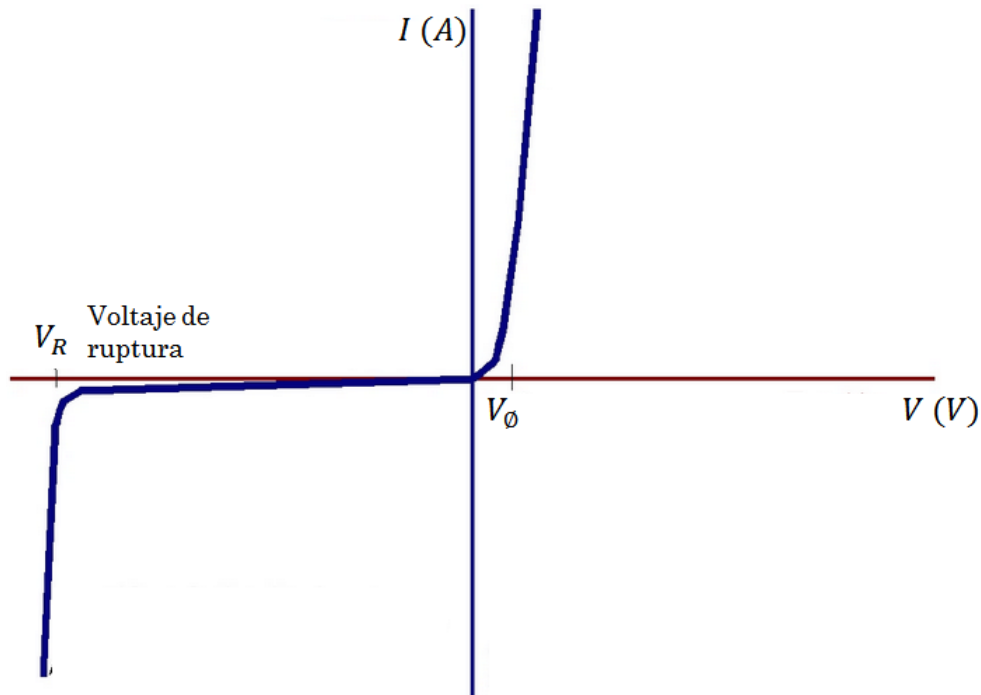


Figura 6.7: Para voltajes que superen el valor de V_ϕ el diodo conduce con una resistencia muy baja, en la configuración de reversa la corriente suele ser despreciable. Cuando superamos el voltaje de ruptura V_R podemos causar daños serios al diodo, sin embargo esa región puede ser aprovechada para construir diodos que puedan trabajar en ella

Resistencia Estática

La resistencia de un diodo en régimen estático, es decir cuando sobre este se aplica un voltaje DC (corriente continua), podrá estar dada por las coordenadas del punto de operación Q (I_D la corriente que pasa por el diodo y V_D el voltaje del diodo) como muestra la figura 6.8, a través de la ecuación 6.2. Es lógico encontrar niveles de resistencia estática muchos mas grandes en la zona de polarización inversa, en la cual idealmente el diodo se comporta como un circuito abierto, siendo común valores en el orden de los megaohmios.

$$R_E = \frac{V_D}{I_D} \quad (6.2)$$

Resistencia Dinámica

Cuando aplicamos un voltaje AC (corriente alterna) podemos tener un cambio a lo largo del punto de operación o punto de interés. Supongamos que mantenemos la situación anterior y aplicamos además un voltaje AC a la entrada, esa entrada que es variable hará que exista un desplazamiento a lo largo de la característica y alrededor del punto Q, como se observa en la figura 6.9.

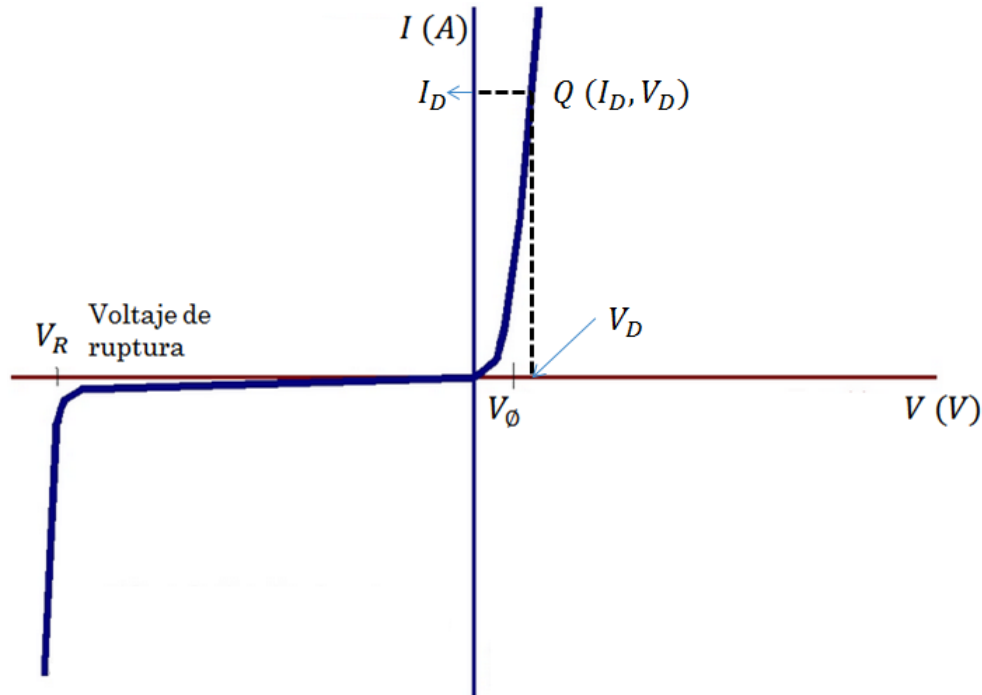


Figura 6.8: En DC establecemos un punto de operación Q que no varía en el tiempo y cuyas coordenadas pueden determinar la resistencia en régimen estático

La resistencia del diodo en régimen AC o lo que es lo mismo régimen dinámico, será dependiente de la forma de la curva característica en la región alrededor del punto de operación. La resistencia dinámica del diodo podrá ser entonces determinada por los cambios en corriente y voltaje en esa región de la característica a través de la ecuación 6.3, de manera general se hace el esfuerzo por mantener cada uno de esos cambios los más bajo posible y equidistantes del punto de interés. En ese orden de ideas la resistencia dinámica se puede definir como la pendiente de la recta tangente al punto Q , por lo que la ecuación 6.3 se puede escribir como $r_D = dV_D/dI_D$, para la cual de la ecuación 6.1 podemos escribirla finalmente como vemos en 6.4.

$$r_D = \frac{\Delta V_D}{\Delta I_D} \quad (6.3)$$

$$r_D = \frac{dV_D}{dI_D} = \frac{nV_T}{I_D} \quad (6.4)$$

La ecuación 6.4 tiene como ventaja respecto a 6.3 que solo necesitamos la corriente en régimen estático I_D , siendo innecesario trazar alguna curva que nos permita deducir los cambios en corriente y voltajes producidos por una señal variable AC. Por otra parte es bueno tener en cuenta que la mencionada ecuación es de notable exactitud en el cálculo de la resistencia dinámica para valores de I_D en la sección más pronunciada de la curva característica, es decir luego que superamos el voltaje de la juntura V_ϕ , teniendo que ser

multiplicado por un factor de 2 para valores de corrientes menores y siendo inapropiada para corrientes en la configuración de reversa.

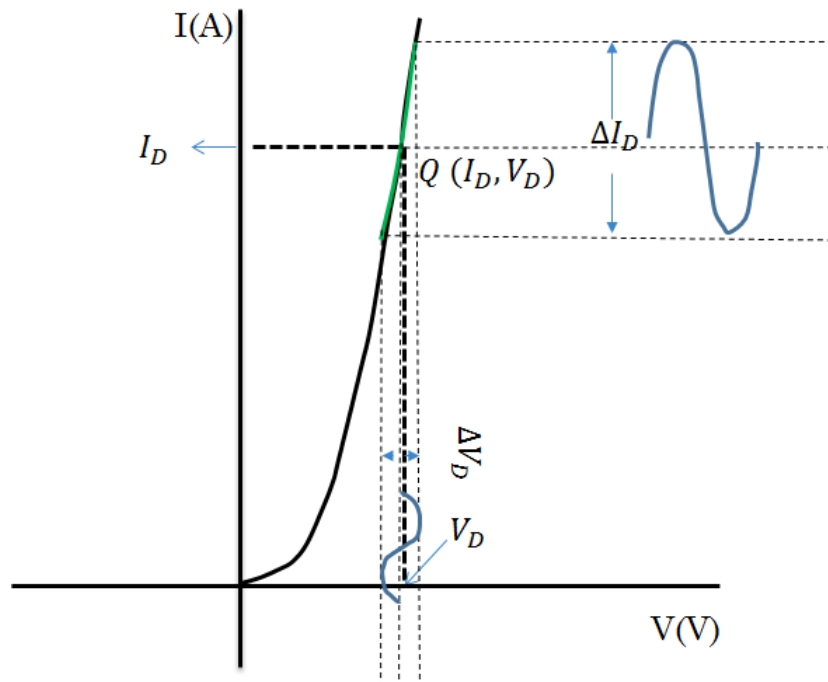


Figura 6.9: La aplicación de una señal AC produce cambios en corriente y voltaje a lo largo de la característica I-V del diodo

6.3.1. Efectos Capacitivos en el Diodo Semiconductor

Un punto importante en el estudio de los dispositivos semiconductores es su respuesta en frecuencia. Esto se debe a que en el diodo los efectos de la reactancia $X_C = 1/(2\phi fC)$ no siempre pueden ser ignorados, por ejemplo, para altas frecuencias estos efectos no pueden ser ignorados, por el contrario el circuito equivalente del diodo se puede sustituir por un cable (corto circuito) lo que puede significar un problema en un caso dado. En el diodo debemos tener presente dos efectos capacitivos los cuales pueden aparecer en cada una de las regiones de polarización, tanto en la polarización directa como en reversa, sin embargo, podemos despreciar los efectos de uno para una región de polarización específica, es decir que podemos tomar esos efectos por separado, como si cada uno se presentara en una región específica de polarización del diodo.

El primer efecto es debido a la *capacitancia de difusión* y la *capacitancia de transición* produce un segundo efecto. La *capacitancia de difusión* se debe al paso de carga a través del diodo cuando sobre este se aplica un voltaje de polarización en directa [32]. Dicha capacitancia podemos deducirla a partir de la ecuación del diodo 6.1, sabiendo además que la corriente está dada por la tasa de carga en el tiempo como:

$$I_D = \frac{Q}{\tau} = I_S(e^{(V_D/nV_T)} - 1); \text{ luego podemos escribir}$$

$$C = \frac{dQ}{dV_D} = \tau I_S \frac{d(e^{(V_D/nV_T)} - 1)}{dV_D}$$

;finalmente derivando encontramos que la capacitancia de difusión esta gobernada por la ecuación 6.5 donde τ_t es el tiempo que generalmente se necesita para que los portadores minoritarios presentes en un material logren recombinarse, para que se entienda mejor, una recombinación electrón- hueco en un material p por ejemplo, por lo que esta capacitancia se debe al movimiento de portadores minoritarios a través de la unión p-n y se incrementará cuanto mas corriente en directa circule por el diodo.

$$C_D = \left(\frac{\tau_t}{V_T} \right) I_D \quad (6.5)$$

En la región de polarización en reversa los efectos capacitivos están dominados por la *capacitancia de transición*. Como ya fue explicado en la sección 6.3, cuando aplicamos un voltaje de reversa al diodo, se crea una región de agotamiento en la cual quedan expuestos iones de átomos del material, por lo que queda cargada positivamente en el material tipo-n y negativamente en el material tipo-p como se ve en la figura 6.6, esto se puede interpretar como un capacitor dado por $C = \epsilon A/d$, recordando que A y d son el área de las placas y la separación entre ellas respectivamente y siendo ϵ la permitividad del dieléctrico entre dichas placas, el cual básicamente se trata de un aislante en esta región de polarización (reversa). Si tenemos en cuenta que la anchura de la región de agotamiento aumentará si aumentamos el voltaje de polarización de reversa, la capacitancia C_T disminuirá conforme se produzca dicho aumento del voltaje de reversa debido a que crece la distancia d . En funcion del voltaje de reversa aplicado podemos escribir la capacitancia de transición como en la ecuación 6.6 en la que C_0 es la capacitancia del diodo sin aplicar ningún voltaje, V_R es el voltaje de reversa aplicado sobre el diodo y n es un factor que para este caso valdrá 1/2 ó 1/3 dependiendo del proceso de fabricación del diodo.

$$C_T = \frac{C_0}{\left(1 + \frac{V_R}{V_T}\right)^n} \quad (6.6)$$

Comúnmente los valores de capacitancia del diodo son del orden de los los pico faradios (pF), tanto para la capacitancia de difusión como para la de transición, y representadas como un capacitor en paralelo con el diodo como en la figura ??.

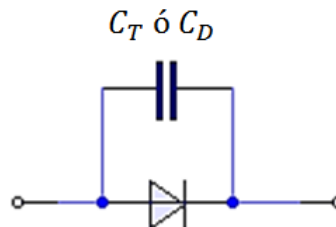


Figura 6.10:
capdiodo

6.3.2. Efectos de la Temperatura sobre Dispositivos Semiconductores

La temperatura es una medida física a tener en cuenta a la hora de hablar de semiconductores, ya que ésta puede modificar drásticamente su conductividad, el número de electrones excitados de un semiconductor incrementa rápidamente con el aumento de la temperatura, por ejemplo, para el silicio basta con que la temperatura aumente de $300^{\circ}K$ a $600^{\circ}K$ para que el número de electrones “libres” se eleve aproximadamente en un factor de 10^6 . [11]

En un diodo semiconductor la temperatura puede tener efectos muy marcados sobre su curva característica como se puede observar en la figura 6.11, donde se muestra que la resistencia del diodo en la región de polarización directa disminuye conforme aumenta la temperatura, esto lo podemos explicar desde el punto de vista de la energía térmica que pueden adquirir los electrones en la red, más electrones son excitados por lo que el voltaje de la juntura disminuirá, pudiendo registrarse un incremento en corriente con un voltaje menor.

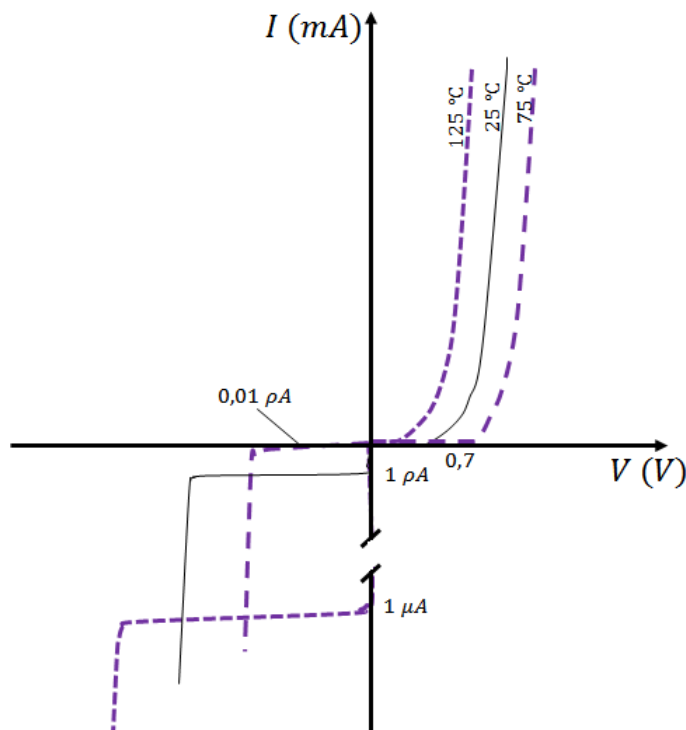


Figura 6.11: Podemos observar los efectos de incremento ($125^{\circ}K$) y decremento ($-75^{\circ}K$) de la temperatura, respecto de la temperatura ambiente para un diodo de silicio, la curva se desplazará hacia la izquierda con el aumento de la temperatura y hacia la derecha conforme disminuye esta última.

6.4. El Diodo como Detector de Radiación

La detección de la radiación en un diodo semiconductor tiene lugar debido a la absorción de una partícula o partículas que poseen una energía $h\nu$ igual o mayor a la energía de ionización del semiconductor (unos $3eV$ para silicio), lográndose de esta manera la creación de pares electrón-hueco, los cuales son un aporte de carga a la fotocorriente (llamada así ya que es una corriente que se genera por la incidencia de la radiación) total que se puede generar por la incidencia de esas partículas en el área sensitiva del dispositivo. Comúnmente se quiere que la incidencia de una partícula dada tenga lugar en la región de agotamiento para que la carga sea recogida de la manera mas eficiente posible.

Un diodo semiconductor puede ser utilizado como detector de radiación en su configuración de polarización inversa [36, 37]. Dicha configuración permite optimizar la eficiencia del elemento detector (el diodo), aumentando la región de agotamiento o zona libre de carga, la rapidez de recolección de la carga generada en la zona fotosensible y disminuyendo los efectos capacitivos, lo cual permite una mejor recolección de los posibles pares electrón-hueco generados por la incidencia de la radiación.

En principio, al polarizar un diodo semiconductor en reversa se tendrá un aumento de la zona libre de carga como puede ser visto en la figura 6.12, esta zona la cual se crea por efecto de difusión de los portadores mayoritarios como fue citado en la sección 6.3, tendrá un espesor mayor conforme se eleva el voltaje de polarización, es decir, a medida que aumentamos la diferencia de potencial entre el cátodo y el ánodo del diodo, aumentamos el tamaño de la zona libre de carga. La ecuación 6.7 da la relación entre el mencionado incremento del espesor d de la zona libre de carga y el voltaje de reversa aplicado V_R .

$$d \propto V_R \quad (6.7)$$

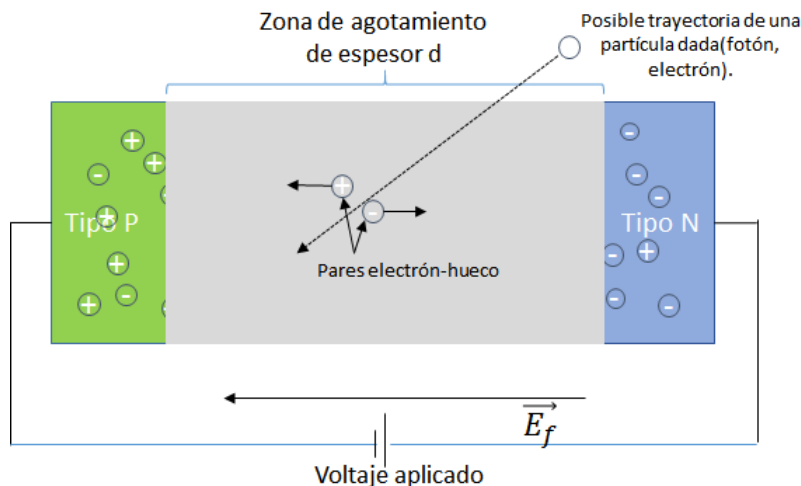


Figura 6.12: En la figura se observa la región libre de carga del diodo y el efecto del paso de una partícula dada con energía suficiente para generar pares electrón-hueco

6.5. Fundamentos sobre Diodo PIN

El diodo PIN es un dispositivo semiconductor el cual básicamente se compone de dos materiales tipo p y tipo n , que pueden ser fuertemente dopadas (p^+ y n^+ respectivamente), con un material intrínseco entre ellos, eléctricamente este dispositivo posee el comportamiento propio de un diodo semiconductor (unión p-n), pero que posee algunas ventajas en sus propiedades respecto de la unión p-n, una de ellas es que tiene una respuesta más eficiente a la incidencia de la radiación.

Citando el estudio de la sección 6.3 cuando estos tres tipos de materiales entran en contacto físico tendremos igualmente una difusión de portadores de carga (huecos y electrones) en las distintas junturas, P-I e I-N. Conforme hay difusión de portadores se van creando lo que podemos ver como dos regiones de agotamiento en las junturas mencionadas y luego de un cierto momento se alcanzará el equilibrio, lo que ocurre por ejemplo en la juntura P-I es que los portadores mayoritarios del material p tienden a compensar la baja concentración de huecos en el material i dejando cargada positivamente la zona fronteriza de ese y negativamente la zona del material n , lo mismo acontecerá en la juntura I-N con los portadores de carga mayoritarios del material n . La figura 6.13 muestra como varía el campo eléctrico ε a lo largo de la unión del diodo pin luego de establecido un equilibrio de portadores. El resultado neto del contacto físico de estas tres regiones es una modificación de la distancia o espesor de la zona de agotamiento, por lo que se amplía el volumen sensitivo del diodo, obteniendo así un dispositivo con mayores ventajas para ciertas aplicaciones, una de ellas la detección de fotones (fotodiodo), siendo comúnmente elaborados para ser sensibles a radiación cuya longitud de onda se encuentre entre los $300nm$ y $1600nm$. Notemos entonces que el hecho de que la zona de agotamiento se haga de un tamaño mayor es usado para restringir el paso de carga, por lo que en los diodos pin la corriente de fuga es significativamente pequeña [38].

Entre las características que más resaltan del diodo pin podemos mencionar:

- Dimensiones físicas adaptables (pequeño tamaño).
- Posee un valor de energía prohibida considerablemente pequeña ($3,7eV$ para silicio).
- Bajo ruido.
- Bajo consumo de energía ya que para la detección de la radiación se puede usar un voltaje menor a $100V$ y su corriente de reversa es del orden de los nano amperios (nA).
- Alta rapidez de respuesta.
- Bajo costo y amplia tiempo de duración o vida operativa.

Como teoría básica tenemos que el diodo pin puede ser visto como una *resistencia variable*, la cual está asociada a las impurezas que pueden encontrarse en el silicio de la región intrínseca I , esas impurezas (generalmente boro) contribuyen a la generación de pares que no están ligados a la red y es por ello que la resistividad del silicio se ve disminuida. La resistencia de la región intrínseca del diodo pin estará determinada por la cantidad de portadores que introducen las impurezas dentro de la región I por la ecuación ??

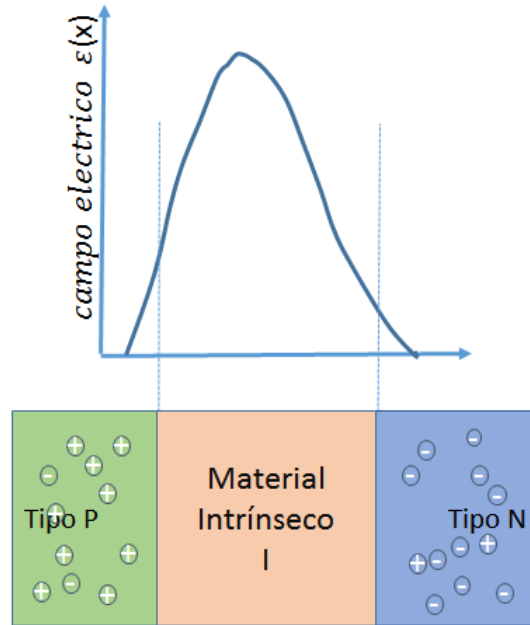


Figura 6.13: En la figura podemos observar la forma general de un fotodiodo pin y la variación del campo eléctrico $\varepsilon(x)$ a lo largo de la unión del diodo en equilibrio (sin voltaje aplicado)

6.5.1. Característica I-V del diodo PIN

Al aplicar un voltaje sobre el diodo pin la forma de la característica de corriente versus voltaje es como la mostrada en la figura 6.14, donde se representan dos curvas, cuando sobre el diodo no incide ningún tipo de luz (curva azul, estado oscuro), y luego cuando sobre el diodo pin incide luz, en este último caso el diodo registrará una corriente I_l , si el diodo es puesto a corto, y un voltaje V_l , si el diodo es un circuito abierto, magnitudes que dependerán de la cantidad de luz que sobre él incida. El voltaje V_l y la corriente I_l cambiarán logarítmicamente con respecto a los cambios de luz incidente a temperatura ambiente, el conjunto de figuras 6.15 muestra una relación típica de V_l e I_l respecto a la iluminancia I_x que no es más que la cantidad de flujo luminoso (potencia luminosa percibida) que incide sobre la superficie del diodo en mm^2 .

Cuando el diodo está polarizado en directa, el campo eléctrico ε se ve disminuido por el campo eléctrico asociado al voltaje aplicado, estableciéndose una corriente debida al flujo de electrones y huecos cuyas concentraciones son casi iguales. En esta condición existe una pequeña caída de voltaje en la región intrínseca I y al igual que en la unión p-n cuando aumenta la corriente disminuye la resistencia, por lo que se dice que en polarización directa el diodo pin es un dispositivo de resistencia modulada.

Polarización en Reversa de un diodo PIN

Al ser polarizado en reversa un fotodiodo pin muestra las características de un diodo p-n normal, por lo que nuestro fotodiodo registrará un crecimiento en su zona de agota-

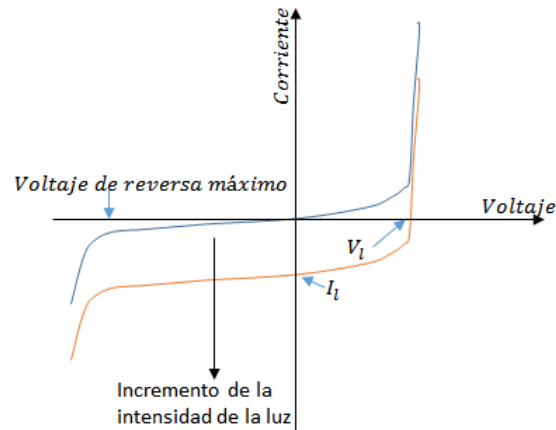


Figura 6.14: Característica I-V del Diodo PIN: Observamos el desplazamiento de la característica I-V del diodo pin con el incremento de la luz incidente

miento por el campo eléctrico aplicado entre sus extremos. En el caso del fotodiodo pin debemos resaltar que debido a la zona intrínseca presente, el voltaje de ruptura puede ser mayor que en la unión p-n normal encontrándose que pueden lograrse construir fotodiodos que alcancen $1100V$ como voltaje de ruptura, este resultado viene a ser acompañado con que el fotodiodo registra una disminución de la corriente de fuga para la polarización de reversa respecto del diodo p-n.

El dispositivo puede ser visto de forma básica como un capacitor cuyo dieléctrico es la zona de agotamiento y los materiales tipo-p y tipo-n actúan como las placas de dicho capacitor, es por ello que el campo eléctrico dentro del diodo pin produce un mayor efecto en la zona de agotamiento como lo indica la figura 6.13, la amplitud de campo eléctrico se hace mayor en la zona de agotamiento registrando un descenso rápido en las zonas de los materiales p y n , de aquí, que los pares creados en esa zona sean separados rápidamente, pues, estos serán afectados por la combinación del campo eléctrico de la región de agotamiento ϵ y el campo eléctrico aplicado \vec{E}_f , cabe destacar que estos pares podrán ser recogidos gracias a este último (campo eléctrico asociado al voltaje aplicado). Los pares creados fuera de la zona de agotamiento tienen poca probabilidad de contribuir a la fotocorriente, por esto, se exige que la región sea tan ancha como sea posible, para llevar al máximo el rendimiento cuántico. Al igual que en el diodo de unión p-n, en el diodo pin podemos aumentar la región de agotamiento aumentando el voltaje de polarización inversa aplicado, con esto logramos también la disminución de el tiempo de tránsito que tardan los pares en alcanzarlos extremos del dispositivo.

6.5.2. Tipos de Fotodiodos pin

Los fotodiodos pin pueden ser separados según la estructura de las capas que lo conforman y según estén dispuestas éstas respecto a la incidencia de la radiación, en este

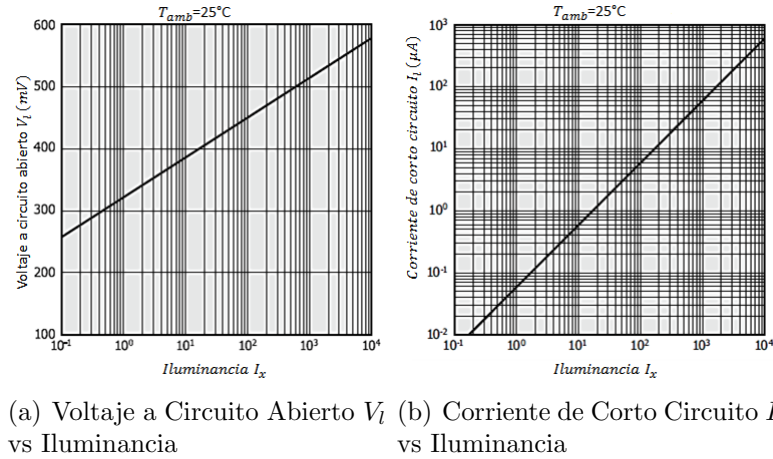


Figura 6.15: Cambio del voltaje y corriente medidas en el diodo pin como funciones de la iluminancia

sentido, si la radiación incidente penetra a través de una ventana en el semiconductor tipo p este será denominado como *fotodiodo con iluminación frontal* y si penetra por el semiconductor tipo n será llamado *fotodiodo con iluminación trasera*, para este último comúnmente es utilizado una capa extra de semiconductor con impurezas donadoras fuertemente dopado $n+$.

La estructura básica de los tipos de los tipos de fotodiodo mencionados anteriormente se pueden ver en la imagen siguiente

6.5.3. Fuentes de Ruido en Diodo PIN como Fotodetector

Existen tres causas de ruido en el fotodiodo pin, estas pueden muchas veces ser despreciadas y en otros casos pueden llegar a ser el problema principal de una mala registro de la señal eléctrica entregada por el dispositivo detector, ellos son:

Ruido Cuántico: También conocido como ruido de disparo, este puede surgir de naturaleza aleatoria de la producción y recolección de los pares electrón-hueco generados cuando una señal incide sobre el fotodiodo. Esta fuente de ruido puede significar el tope de ruido cuando las demás fuentes son optimizadas.

Ruido de Corriente Oscura: Se debe al flujo de corriente que atraviesa el diodo pin cuando sobre el no incide ningún tipo de radiación, la cual también se conoce como corriente de fuga. Esa corriente corresponde a la suma de las cargas que pueden generarse por efecto térmico.

Ruido Térmico: Se debe a las posibles fluctuaciones de la temperatura ambiente, a medida que esto ocurre, la energía que pueden absorber las cargas de los materiales en el dispositivo aumenta, aumentando la probabilidad de pasar a la banda de conducción, aumentando la corriente de fuga.

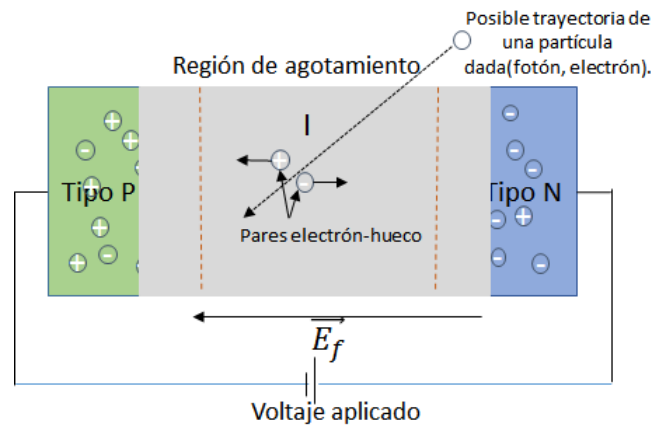


Figura 6.16: El espesor de la zona de agotamiento se crece con el voltaje aplicado, permitiendo una recolección de las cargas generadas, la eficiencia, el tiempo de recolección y la capacitancia asociadas al fotodiodo cambian con el voltaje de polarización

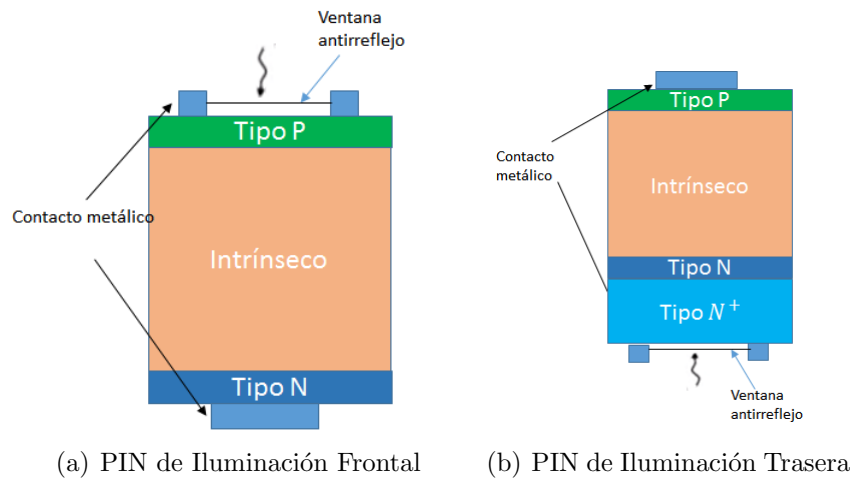


Figura 6.17: En la figura los dos tipos de fotodiodos según la disposición de sus capas semiconductoras a la luz incidente

Capítulo 7

Procedimiento Experimental

7.1. Breve Introducción al Equipo Detector de Rayos-X Construido

Con base en lo expuesto en el marco teórico se propone el siguiente esquema general para la realización del marco experimental.

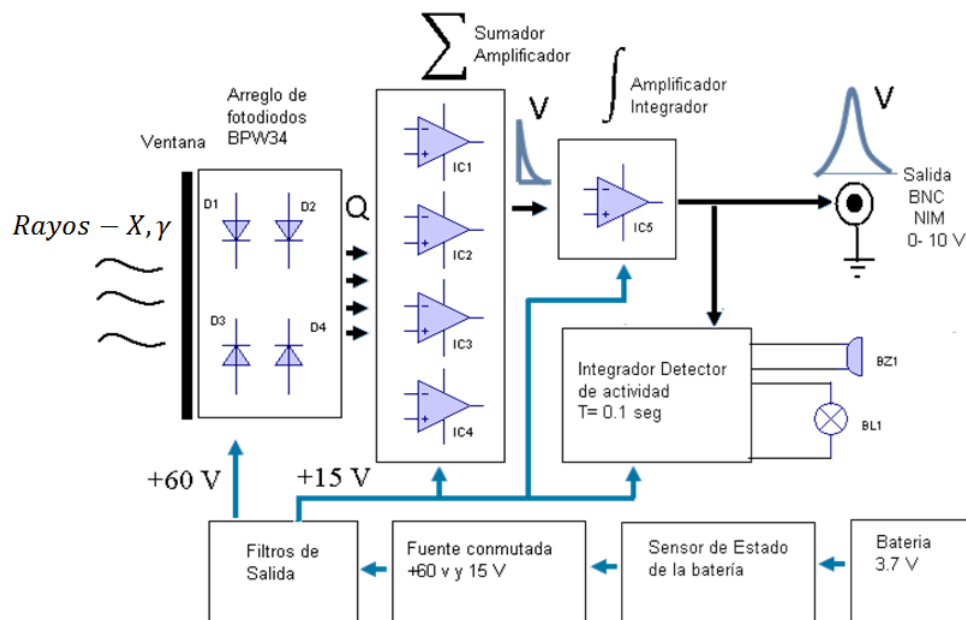


Figura 7.1: En la figura podemos tener una idea general de las etapas que fueron realizadas a lo largo del marco experimental de este TEG

En principio, se trata de un circuito donde los bloques o etapas principales son el cabezal y el circuito de amplificación, y luego tenemos un circuito detector el cual indicará mediante una señal del tipo visible y/o acústica cuando sobre el circuito cabezal

incida radiación, con lo cual cerramos la utilización de nuestro proyecto como equipo detector, dejando además abierta la posibilidad de conexión directa a un dispositivo de medida o de registro de conteo como pueden ser un Osciloscopio o un Analizador Multicanal.

Las etapas fueron diseñadas para operar con una batería de litio recargable de $3,7V$, por medio de una fuente DC/DC conmutada que se encargó de elevar y regular los voltajes necesarios. Esto fue hecho debido a que algunos de los componentes electrónicos requieren un voltaje de alimentación mayor a $3,7V$ (voltaje promedio entregado por la batería), como en el caso de los amplificadores operacionales cuyo rango de voltaje puede ir de $4V$ a $36V$ entre los pines $V+$ y $V-$, o el caso de los fotodiodos que son alimentados normalmente a una diferencia de potencial que va desde $30V$ hasta $100V$. Por lo tanto requerimos un módulo que nos permitiera elevar esos $3,7V$ proporcionados por la batería a un voltaje mayor. Es por ello que se diseñaron y construyeron dos fuentes con una tecnología adecuada en cuanto a eficiencia se refiere, pretendiendo dar a nuestro proyecto de trabajo especial de grado (TEG), buenas características para la obtención de una señal eléctrica, a partir de la incidencia de Rayos-X o Rayos-gamma de baja energía, mediante la utilización de un semiconductor tipo fotodiodo de silicio(fotodiodo PIN). No obstante, en la propuesta experimental llevada a cabo durante nuestro estudio, no se olvidó dar una forma tan compacta y ligera, en función de que el elemento transductor del proyecto (el fotodiodo PIN) es de tamaño reducido, además se planteó la utilización de un arreglo de cuatro fotodiodos en su configuración de fotocorriente, siendo ésta recogida por un pre-amplificador sensible a carga y amplificada nuevamente por una etapa con ganancia $+9$. El tratamiento del pulso entregado por el fotodiodo se hizo de manera que se obtuvo un pulso exponencial en la etapa pre-amplificadora con un ancho temporal constante y finalmente obtuvo un pulso de salida cuya forma es cuasi-gausiano. En pocas palabras tenemos que nuestro detector de radiación posee tres simples etapas, construidas de manera que el producto final luciera simple, a pesar de la complejidad del proyecto. A continuación se exponen las etapas propuestas incluyendo los módulos de elevación del voltaje. Las etapas presentadas fueron construidas y probadas tanto en protoboard como en circuito impreso PCB lo cual se utilizó para el producto final.

7.2. Módulos de Transformación del Voltaje para la Alimentación de las etapas

En torno a la portabilidad que se propuso dar al circuito detector, se han elaborado dos fuentes para así alimentar las tres etapas del detector de radiación, como se mencionó anteriormente. Para los fotodiodos se buscó una polarización a un voltaje apropiado que permitiera recoger todas las cargas cuando incidiera un fotón en cualquier región del semiconductor y que lograra atravesar la ventana epoxica, este voltaje está especificado, según el modelo en el datasheet del fotodiodo, el cual para nuestro TEG se trató del BPW34, cuyo voltaje de trabajo es de $+60V$ (aunque fue usado finalmente $+55V$ evitando forzar el fotodiodo); en el caso del circuito de amplificación y el detector de actividad, se utilizó una fuente de $+15V$, suficiente para alimentar los componentes usados en los respectivos circuitos, teniendo de antemano el conocimiento de que la mayoría de los am-

plificadores operacionales (Op-Amp) pueden trabajar con este voltaje, con lo cual nos ahorramos la construcción de otra fuente de alimentación negativa $-15V$.

La tecnología elegida para la construcción de los módulos de transformación del voltaje fue la de conmutación o “switching”, específicamente del tipo “Boost” o convertidor elevador, debido a que en primer lugar ésta nos brinda la posibilidad de elevación del voltaje, mostrando además alta eficiencia cercana al 75 %, poco peso y un tamaño reducido, a partir de un circuito básico que implica solamente un inductor simple y un condensador (Ver A). En resumen, se construyó una fuente de $3,7V$ a $55V$, para la alimentación del circuito cabezal, el cual alberga el arreglo de fotodiodos, y una fuente de $3,7V$ a $15V$, para alimentar las etapas de amplificación y detector.

El utilizar la misma tecnología para realizar ambas fuentes fue una ventaja que resultó más cómodo para el diseño y construcción de estas fuentes independientes, por lo que los detalles esquemáticos se realizaron de forma combinada, siendo específicos en las diferencias que se presentaron en la realización de las mismas, los detalles de los circuitos de las fuentes construidas se exponen en el apartado siguiente, éstas están basadas en la tecnología “switching” tipo “boost” y en ambos casos se trata de elevar la tensión de la batería (al rededor de unos $3,7V$) utilizada, a la tensión requerida $+15V$ y $+55V$ respectivamente.

7.2.1. Fuente de alimentación $+15V$ y $+55V$ basadas en tecnología Switching

Para la alimentación de las etapas se elaboraron dos fuentes de voltaje que permitieran la alimentación de los distintos componentes de éstas. Estos módulos fueron hechos para tener salidas de $15V$ y $55V$ aproximadamente, para ello se tomó en cuenta principalmente el análisis del circuito básico en los dos posibles estados (estados ON y OFF) lo cual se no permite hacerlo debido a que la fuente conmutada no posee modulador de ancho de pulsos (PWM) puesto que la carga estimada es fija, de manera que nuestras fuentes trabajaran en *modo continuo*, esto facilitó las cuentas a la hora de establecer el ciclo de trabajo D y por tanto los valores utilizados de los inductores simples, propios del esquema básico de una fuente conmutada tipo boost, estos son mostrados en la figura 7.3. El análisis de los circuitos para el modo continuo nos hizo llegar a que el circuito se rige por la ecuación 7.1 (los cálculos para la fuente se detallan en A), lo importante es que ya teníamos los valores de voltaje de entrada V_{in} y de salida V_o para cada una de las fuentes, lo cual nos facilitó los cálculos. Nuestro estudio se complica un poco debido a que las variaciones del voltaje de la batería afecta directamente la frecuencia de trabajo. No obstante, el circuito oscilador fue anclado con una tensión de referencia fija que impide que ocurra un cambio significativo de la frecuencia de trabajo. Un circuito de regulación adicional, se encarga de controlar el bombeo del oscilador para establecer el voltaje de salida sin importar que nivel tenga dicha batería ($3,3V$ a $4,3V$). Finalmente obtuvimos que los valores para el ciclo de trabajo fueron, $D = 0,8$, para la fuente de $15V$ y de $D = 0,945$ para la fuente de $55V$.

$$D = 1 - \frac{V_{in}}{V_o} = \frac{T_{ON}}{T} \quad (7.1)$$

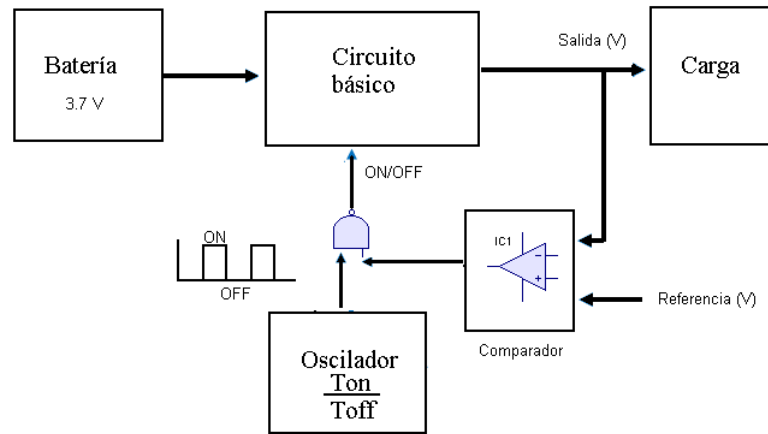
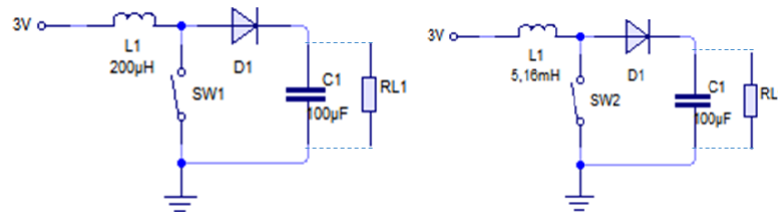


Figura 7.2: Esquema general de la fuente conmutada utilizada en nuestro TEG



(a) Esquema Básico Fuente 15V (b) Esquema Básico Fuente 55V

Figura 7.3: La figura muestra los esquemas básicos para cada una de las fuentes con su respectivo valor del inductor L

Con las ideas anteriores en mente, se consideró un punto importante, el cual es el valor del inductor a utilizar en cada una de las fuentes, pues del análisis del circuito básico de una fuente conmutada vimos que estaba estrechamente ligado a la frecuencia de trabajo f y a los mencionado ciclo de trabajo (ver ecuación A.5). Es aquí donde realizamos el análisis de las características restantes de nuestras fuentes. Se trató de las correspondientes frecuencias de trabajo y los valores de variación de la corriente en el inductor para los tiempos de conmutación ΔI , este último está dado normalmente como el 30% de la corriente máxima que pedimos a la batería, claramente el ΔI está directamente ligado a la corriente de salida requerida por conservación de la potencia ($V_{in}I_{in} = V_oI_o$), en lo que concierne a consumo este valor es más marcado en la fuente de 15V, pues en el caso de la fuente de 60V los fotodiodos en reversa consumen una corriente oscura del orden de los nA. Una vez dicho esto podemos escribir lo siguiente:

- Para el posible valor del inductor L de la fuente de $15V$, se estableció una frecuencia de trabajo $f = 80kHz$, siendo en principio la corriente que requerimos a la salida $I_o = 100mA$, calculada en base al consumo de los amplificadores operacionales (Op-Amp) usados en la etapa de amplificación y al consumo estimado de la etapa detector, esto nos dio un valor de la variación de corriente $\Delta I = 150mA$, lo cual implicó un valor del inductor $L = 200\mu H$. Los cálculos para los valores específicos utilizados fueron

Como $I_{o_{max}} = 100mA$ Por conservación de la potencia $I_{in} = (15V/3V) * I_o = 500mA$, luego

$$\Delta I_{o_{max}} = 150mA$$

, así se calcula L como

$$L = \frac{3V * 0,8}{80kHz * 150mA} = 20\mu H$$

- En cuanto al valor posible del inductor L de la fuente de $55V$, el tratamiento se realizó de una manera un poco mas elaborada ya que debido al bajo consumo de corriente por parte de los fotodiodos (del orden de los nA), con ese consumo y con una frecuencia de trabajo que ronde en orde de los KHz (orden de frecuencia de trabajo común para las fuentes conmutadas [39]), obtuvimos un valor del inductor muy alto. Finalmente como la corriente de salida es el valor máximo que pudiésemos llegar a pedir, no existió problema en subir el orden del valor del mismo, dicho parámetro se estableció para dar $\Delta I = 27,48mA$, con una frecuencia de trabajo $f = 20kHz$ el valor del inductor se ubicó en $L = 5,16mH$, igual al caso anterior se calculó de la siguiente manera

Como $I_{o_{max}} = 4,58mA$ Por conservación de la potencia $I_{in} = (60V/3V) * I_o = 91,6mA$, luego

$$\Delta I_{o_{max}} = 27,48mA$$

, así se calcula L como

$$L = \frac{3V * 0,945}{20kHz * 27,6mA} = 5,16mH$$

Ya con estos avances realizados, solo nos ocupamos en realizar un circuito que permitiera la oscilación de la corriente, o en otras palabras nos permitiese hacer entrar el circuito entre los dos estado ON y OFF, como ha sido mencionado antes para poner en funcionamiento una fuente conmutada se necesita poner en oscilación la corriente en el inductor, para ello se construyó un circuito oscilador acompañado de un circuito que permitiera la regulación del voltaje en la salida para cada una de las fuentes, de manera que cuando sobre el capacitor C haya el voltaje requerido ($15V$ y $55V$ en cada caso) el circuito oscilador deje de trabajar provisionalmente, hasta que sea requerida mas carga en dicho capacitor en cuyo instante se vuelve a activar el oscilador y así sucesivamente logrando el efecto de un voltaje fijo. En cuanto a los detalles experimentales de dichos circuitos prestemos atención a las siguientes secciones.

Conmutación y Regulación de la Salida para Fuente de 15V

El circuito oscilador construido fue pensado principalmente en base a funcionar con los 3V de entrada, como ya se ha dicho, para esto hemos utilizado la configuración que se muestra en la figura 7.4, el cual no es mas que un circuito oscilador astable con una compuerta lógica NAND schmitt trigger, este circuito oscila al ritmo impuesto por la carga y descarga del condensador a los valores de umbral V_{T+} y V_{T-} respectivamente, esta configuración nos permitió el control experimental del ciclo de trabajo como se puede observar del circuito el capacitor C se cargará a través de D_2 y se descargará por D_3 y con la variación de $VR1$ pudimos cambiar el mencionado parámetro a conveniencia al valor predicho por la ecuación 7.1 haciendo uso además de la ecuación 7.2 la cual establece que la frecuencia de oscilación será proporcional al RC multiplicado por un factor que depende de los voltajes, de alimentación V_{DD} , umbral(Threshold) negativo V_{T-} y umbral positivo V_{T+} que representan los voltajes de histéresis de la compuerta, de aquí se pudo establecer la pareja RC para lograr la periodo de trabajo T_A necesario, estos valores son reflejados en la tabla 7.1.

$$T_A = RC \ln \left[\frac{V_{T+}}{V_{T-}} \left(\frac{V_{DD} - V_{T-}}{V_{DD} - V_{T+}} \right) \right] \quad (7.2)$$

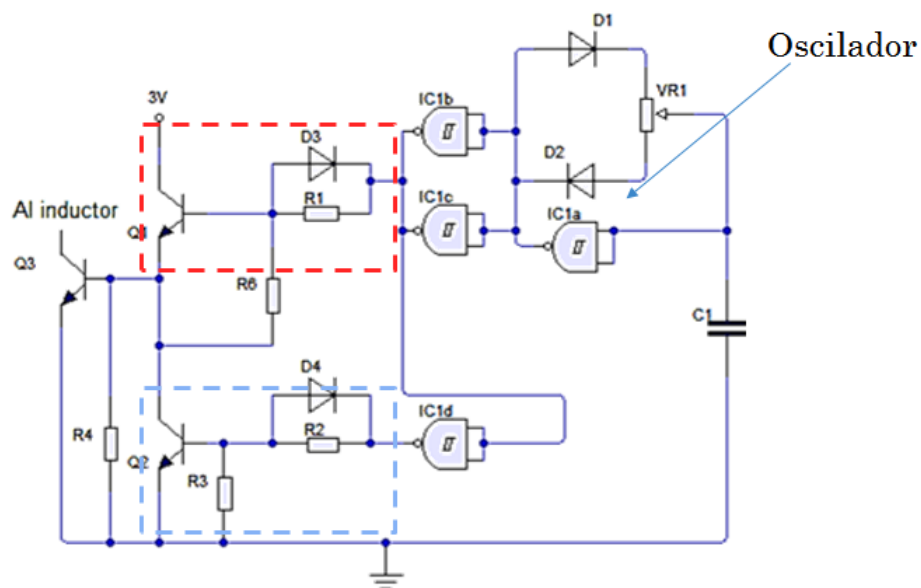


Figura 7.4: Los recuadros punteados indican las ramas que se utilizaron para mejorar la ganancia del circuito y con ello los tiempos de respuesta del transistor interruptor

Parámetro	Símbolo	Valor Teórico	Valor Experimental	Incertidumbre	Modelo
Transistor	Q_1, Q_2, Q_3	NA	NA	NA	2N3904
Compuesta	IC1a, IC1b, IC1c, IC1d	NA	NA	NA	CD4093BC
Diodo	D_1, D_2, D_4, D_3	NA	NA	NA	1N4148
Potenciómetro	VR_1	$2k\Omega$	$1,998k\Omega$	$16,984\Omega$	NA
Período de Trabajo	T_A	$12,5\mu s$	$10,80\mu s$	$0,1\mu s$	NA
Frecuencia de Trabajo	f	$80kHz$	$92,59kHz$	$857,33Hz$	NA
Ciclo de Trabajo	D	0,8	0,86	0,01	NA
Resistencia	R_1	$2k\Omega$	$1,977K\Omega$	$16,816\Omega$	NA
	R_2	$3k\Omega$	$2,94K\Omega$	$33,52\Omega$	NA
	R_3	$1k\Omega$	$0,981K\Omega$	$8,848\Omega$	NA
	R_4	330Ω	$0,331K\Omega$	$3,648\Omega$	NA
	R_5	$10k\Omega$	$9,84K\Omega$	$88,72\Omega$	NA
Capacitor	C_1	$2nF$	$2,10nF$	$0,11nF$	NA

Tabla 7.1: En la tabla a parecen los valores de los parámetros utilizados junto con modelos de algunos dispositivos importantes que fueron usados para el circuito oscilador, nota: NA=no aplica

Por si solo el circuito oscilador no pudo ser conectado como interruptor para nuestra fuente, en su lugar hemos utilizado un transistor de potencia media (ver tabla 7.1) que permitiera la mencionada conmutación con la mayor eficiencia posible, es decir, que posea una alta rapidez de respuesta asociada a su baja capacitancia base-emisor, es por ello que ademas entre la salida del “schmitt trigger” y el interruptor (transistor) se colocaron dos ramas que permitieron mantener la forma de onda de la salida del oscilador aumentando la ganancia de +2 en la rama enmarcada en rojo y en -3 para la rama enmarcada en azul, la idea de este circuito fue lograr que la conmutación del transistor se diera lo mas limpia posible y que a su vez nos diera los estados bien definidos en corte y saturación, si el transistor entra en un estado indefinido, o no logra saturar bien, puede representar perdida innecesaria e indeseada de energía, afectando la eficiencia de nuestro dispositivo [40].

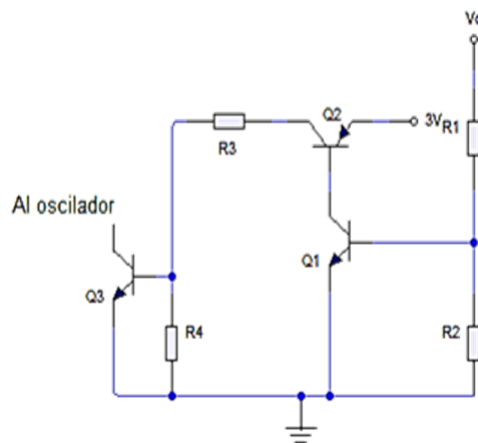


Figura 7.5: Circuito Regulador para Fuente de 15V

Con la puesta en oscilación de la corriente en el inductor, se observó que la tensión de salida iba progresivamente aumentando incluso por encima del valor necesario, lo que era de esperarse, en este caso para este detalle se construyó un circuito que permitiera la regulación del voltaje de salida al valor deseado de $15V$, en otras palabras la idea de este circuito fue la de regular la frecuencia con la que se enviaba carga al condensador de salida de la figura 7.3 obligando a la entrada del circuito oscilador a entrar en un estado anclado de cero voltios cuando en la salida teníamos el valor de voltaje requerido.

El circuito representado en la figura 7.5 es el regulador de nuestra fuente de $15V$, para el cual se encontró que los valores de resistencia R_1 y R_2 del divisor de tensión venían dados por la ecuación 7.3, de aquí pudimos establecer que $R_1 = 24R_2$, donde el voltaje de la base del transistor Q_1 fue tomado como $V_B = 0,6V$ y se ha exigido que $I_2 \gg I_B$, así aseguramos que apenas haya el valor de $V_o = 15V$ en la salida se active completamente el transistor Q_1 , indicando al circuito oscilador que “pare” (dejando de circular carga al condensador de salida) a través de la configuración mostrada en la figura citada anteriormente, por lo cual al ser activada la base de Q_1 se activa el transistor Q_2 que hace pasar suficiente corriente a la base de Q_3 para hacerlo entrar en zona de saturación visto de esta manera como un cero lógico permanente por el oscilador, hasta que ya no sea necesario este estado, estamos hablando de cuando ya la salida cae por debajo de los $15V$.

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{V_o - V_B}{V_B} \quad (7.3)$$

Parámetro	Símbolo	Valor Teórico	Valor Experimental	Incertidumbre	Modelo
Transistor	Q_1, Q_3	NA	NA	NA	2N3904
Transistor	Q_2	NA	NA	NA	2N3906
Voltaje de Base Q_1	V_B	$0,6V$	$0,65V$	$0,001V$	NA
Resistencia	R_1^*	$10,2k\Omega$	$10,2K\Omega$	$81,7\Omega$	NA
	R_2	500Ω	$0,503k\Omega$	$5,024\Omega$	NA
	R_3	150Ω	$147,5\Omega$	$1,28\Omega$	NA
	R_4	$1k\Omega$	$0,996K\Omega$	$8,968\Omega$	NA

Tabla 7.2: En la tabla a parecen los valores de los parámetros utilizados junto con modelos de algunos dispositivos importantes que fueron usados para el circuito regulador, nota: NA=no aplica *se uso un potenciómetro con una resistencia en serie para ajustar los valores requeridos

El divisor de tensión de este circuito regulador se hizo pensando en el menor consumo posible fijando R_2 y obteniendo R_1 (ver tabla 7.2), se consideraron estos valores por ser comunes y por adaptarse bien a los requerimientos, por ejemplo si duplicásemos los valores tendríamos muy poca corriente pudiendo ser insuficiente para activar la base de Q_1 , notemos que con los valores escogidos el valor de la corriente que pasa por dicha rama fue de unos pocos mA suficiente para trabajar.

Conmutación y Regulación de la Salida para Fuente de 55V

Para el circuito oscilador de la fuente de 55V podemos resumir diciendo que construimos un circuito oscilador igual al mencionado en el apartado anterior; un oscilador astable dotado en su salida de dos ramas que permiten una buena conmutación del BJT de potencia media, logrando así la oscilación de la corriente en el inductor a la frecuencia f y ciclo de trabajo D preestablecidos, estos pueden ser vistos en la tabla 7.3 hecha en función del circuito 7.4.

Parámetro	Símbolo	Valor Teórico	Valor Experimental	Incertidumbre	Modelo
Transistor	Q_1, Q_2, Q_3	NA	NA	NA	2N3904
Compuesta	IC1a, IC1b, IC1c, IC1d	NA	NA	NA	CD4093BC
Diodo	D_1, D_2, D_4, D_3	NA	NA	NA	1N4148
Potenciómetro*	VR_1	10, 3kΩ	Ω	NA	NA
Periodo de Trabajo	T_A	50μs	45, 6μs	0, 4μs	NA
Frecuencia de Trabajo	f	20kHz	21, 93kHz	192, 37Hz	NA
Ciclo de Trabajo	D	0, 945	0, 991	0, 013	NA
Resistencia	R_1	2kΩ	1, 979kΩ	16, 832Ω	NA
	R_2	3kΩ	2, 93kΩ	33, 44Ω	NA
	R_3	1kΩ	0, 992kΩ	8, 936Ω	NA
	R_4	330Ω	0, 329kΩ	3, 632Ω	NA
	R_5	10kΩ	9, 83kΩ	88, 64Ω	NA
Capacitor	C_1	3nF	3, 05nF	0, 5nF	NA

Tabla 7.3: En la tabla a parecen los valores de los parámetros utilizados junto con modelos de algunos dispositivos importantes que fueron usados para el circuito oscilador, nota: NA=no aplica *Se uso una resistencia en serie con este potenciómetro

Para regular la salida de nuestra fuente a 55V, nuevamente se usó un circuito provisto de un divisor de tensión. El procedimiento cuantitativo fue en gran medida parecido al realizado para la fuente de 15V, es decir, los valores R_1 y R_2 encontrados a partir de la ecuación 7.3 fueron usados como referencia, usando. El detalle del caso radicó en que los valores de resistencias para esta fuente no bebían ser tan altos para no forzar la fuente, evitando consumos innecesarios estableciéndolos en los valores dados en la tabla 7.4, esto trajo como problema que no se lograra una buena activación de la juntura base-emisor de Q_1 , obteniendo un voltaje, obteniendo un voltaje de base menor a 0,6V, lo que nos obligó a modificar un poco la idea del circuito presentado para la fuente de 15V, así llegamos a la configuración de la de la figura 7.6 la cual posee una alta ganancia y aun con el bajo voltaje de base en Q_1 , el cual rondaba los 0,4V se pudo igualmente anclar en oscilador para la la condición preestablecida de 55V, deteniendo momentáneamente la conmutación, esto se logra ya que si observamos, la baja corriente que llega a la base de Q_1 , $I_B = I_1 - I_2 < (55 - 0, 6)/150kΩ$, logra apenas activar Q_2 , siendo amplificada β veces (cerca de 200) y lo mismo ocurre de Q_2 a Q_3 .

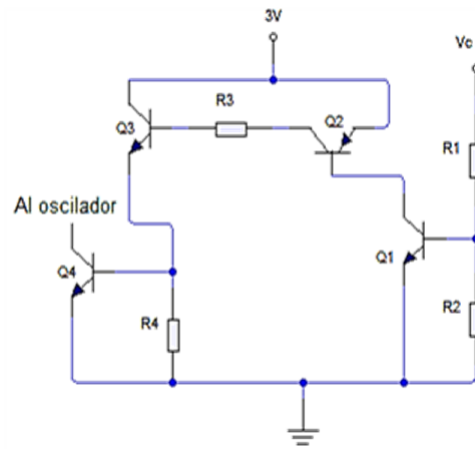


Figura 7.6: Circuito Regulador para Fuente de 55V

Parámetro	Símbolo	Valor Teórico	Valor Experimental	Incertidumbre	Modelo
Transistor	Q_1, Q_3, Q_4	NA	NA	NA	2N3904
Transistor	Q_2	NA	NA	NA	2N3906
Voltaje de Base Q_1	V_B	0,4V	0,35V	0,001V	NA
Resistencia	R_1^*	200k Ω	198,0k Ω	16,84 Ω	NA
	R_2	1k Ω	0,985k Ω	8,88 Ω	NA
	R_3	20k Ω	19,65k Ω	167,2 Ω	NA
	R_4	1k Ω	0,986k Ω	8,888 Ω	NA

Tabla 7.4: En la tabla a parecen los valores de los parámetros utilizados junto con modelos de algunos dispositivos importantes que fueron usados para el circuito regulador, nota: NA=no aplica *se uso un potenciómetro con una resistencia en serie para ajustar los valores requeridos

7.3. Etapa de Detección de la Radiación Basada en un Arreglo de Fotodiodos PIN

La etapa destinada a la detección de la radiación se construyó principalmente con un arreglo de cuatro(4) fotodiodos como se muestra en la figura 7.10, en este proyecto se ha utilizado fotodiodos PIN modelo BPW34(ver figura 7.7) candidato de bajo costo y por tanto adquisición relativamente fácil, los cuales para el arreglo mostrado (configurados en un arreglo rectangular) nos permitieron aumentar la capacidad y eficiencia de la detección de la radiación, específicamente de fotones de Rayos-X de baja energía.

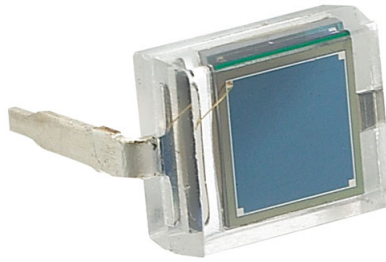


Figura 7.7: Foto de Fotodiodo Modelo BPW34

Para la utilización de fotodiodo hemos tomado en cuenta que posee las características siguiente: Posee una rango espectral de sensibilidad λ que abarca desde los $400nm$ a $1100nm$, área sensitiva de $7mm^2$, angulo medio $\phi = \pm 60^\circ$, su sensibilidad espectral ronda los $0,62A/W$, como características mas marcadas en cuanto a importancia para nuestro proyecto de TEG se ha considerado de mayor importancia el hecho de que, su corriente oscura $I_R = 2nA$ (para un voltaje de reversa de $10V$) un valor muy bajo, lo cual nos permitió establecer que nuestro ruido por corriente de fuga era bajo, una eficiencia cuántica de $0,9elec/foton$, capacitancia $C_0 = 72pF$ y un coheficiente de temperatura de $-2,6mV/K$. Otros datos han sido extraídos de la hoja de datos del fotodiodo BPW34 [41] se reflejan en el conjunto de figuras 7.8 y 7.9

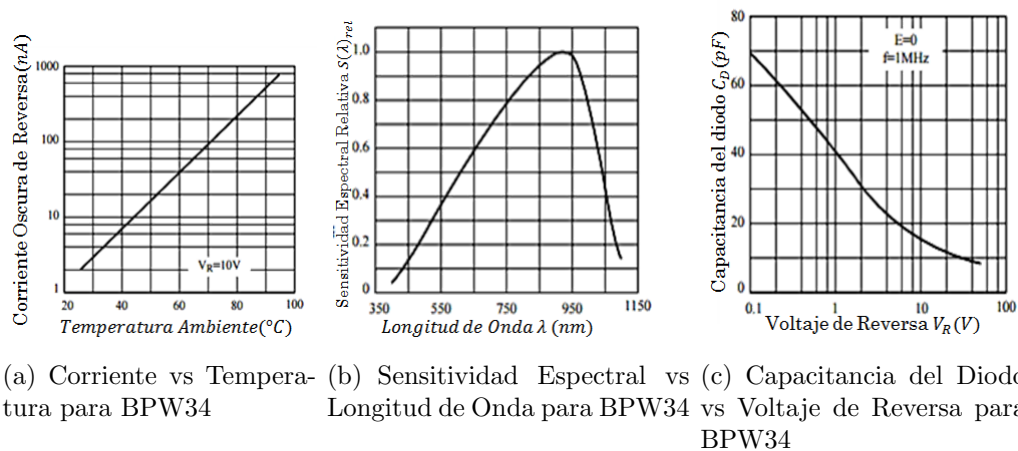


Figura 7.8: El conjunto de figuras muestra datos gráficos del BPW34 extraídos de la hoja de datos o “datacheet”

$T_{amb} = 25^{\circ}C$

Parameter	Test Conditions	Symbol	Min	Typ	Max	Unit
Breakdown Voltage	$I_R = 100 \mu A, E = 0$	$V_{(BR)}$	60			V
Reverse Dark Current	$V_R = 10 V, E = 0$	I_{D}		2	30	nA
Diode Capacitance	$V_R = 0 V, f = 1 MHz, E = 0$	C_D		70		pF
	$V_R = 3 V, f = 1 MHz, E = 0$	C_D		25	40	pF
Open Circuit Voltage	$E_s = 1 mW/cm^2, \lambda = 950 nm$	V_o		350		mV
Temp. Coefficient of V_o	$E_s = 1 mW/cm^2, \lambda = 950 nm$	TK_{V_o}		-2.6		mV/K
Short Circuit Current	$E_s = 1 kx$	I_k		70		μA
	$E_s = 1 mW/cm^2, \lambda = 950 nm$	I_k		47		μA
Temp. Coefficient of I_k	$E_s = 1 mW/cm^2, \lambda = 950 nm$	TK_{I_k}		0.1		%/K
Reverse Light Current	$E_s = 1 kx, V_R = 5 V$	I_{ra}		75		μA
	$E_s = 1 mW/cm^2, \lambda = 950 nm, V_R = 5 V$	I_{ra}	40	50		μA
Angle of Half Sensitivity		ϕ		± 65		deg
Wavelength of Peak Sensitivity		λ_p		900		nm
Range of Spectral Bandwidth		$\lambda_{0.5}$		600...1050		nm
Noise Equivalent Power	$V_R = 10 V, \lambda = 950 nm$	NEP		4×10^{-14}		W/V Hz
Rise Time	$V_R = 10 V, R_L = 1 k \Omega, \lambda = 820 nm$	t_r		100		ns
Fall Time	$V_R = 10 V, R_L = 1 k \Omega, \lambda = 820 nm$	t_f		100		ns

Figura 7.9: Datos de interés para el modelo de fotodiodo BPW34

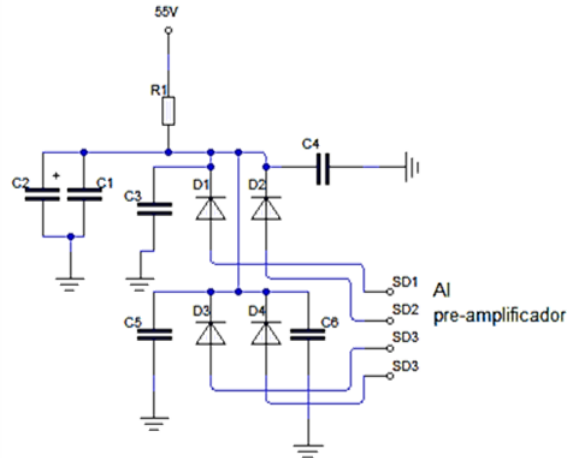


Figura 7.10: Circuito de la etapa de detección de la radiación basado en arreglo de fotodiodos

Parámetro	Símbolo	Valor Teórico	Valor Experimental	Incertidumbre	Modelo
Fotodiodo	D_1, D_2, D_3, D_4	NA	NA	NA	BPW34
Resistencia	R_1	$1 M\Omega$	$1,034 M\Omega$	$9,272 k\Omega$	NA
Capacitor	C_1	$100 nF$	$106,1 nF$	$4,5 nF$	NA
	C_2	$10 \mu F$	$9,43 \mu F$	$0,41 \mu F$	NA
	C_3	$100 nF$	$101,7 nF$	$4,4 nF$	NA
	C_4	$100 nF$	$101,1 nF$	$4,3 nF$	NA
	C_5	$100 nF$	$102,5 nF$	$4,4 nF$	NA
	C_6	$100 nF$	$102,2 nF$	$4,4 nF$	NA

Tabla 7.5: En la tabla aparecen los valores de los parámetros utilizados junto con modelos de algunos dispositivos importantes que fueron usados para el circuito detector, nota: NA=no aplica

Como fue adelantado en la sección 7.1 los fotodiodos fueron alimentados de manera independiente con la fuente de $55V$, obteniendo de esta manera una capacitancia del diodo lo menor posible (ver figura 7.8), aumentando la rapidez o el tiempo de recolección de la carga generada, asegurando en gran medida la detección de eventos individuales, en este caso hemos dejado los fotodiodos $55V$ por debajo de su voltaje de reversa máximo para no exponer el dispositivo al potencial de ruptura evitando posibles fallos, sin embargo, este voltaje fue apropiado para asegurar una buena detección, por ejemplo a esta diferencia de potencial se asegura un tamaño de la región de agotamiento lo mas parecido posible al espesor de la región activa del fotodiodo la cual esta alrededor de los $7,5mm$. Cada una de las salidas de los diodos (ánodo) fue acoplado a una etapa pre-amplificador sensible a carga.

Tanto los capacitores C_1 y C_2 a la la entrada del circuito, como los capacitores C_3 , C_4 , C_5 y C_6 han sido colocados para eliminar cualquier pulso que pudiera generarse por efectos de ruido, estos últimos fueron colocados lo mas cerca posible del cátodo de los fotodiodos.

Este circuito cabezal fue sometido a pruebas bajo la exposición a pulsos de luz azul obtenidos con un led de $5mm$, hemos tomado luz monocromática para tener una longitud de onda incidente definida y la razón del led azul es por ser la de mayor energía en la gama del espectro visible situándose en un extremo bajo de la sensibilidad espectral del fotodiodo como se puede ver en 7.9 por lo que sometimos al detector a un caso limite, esto con la finalidad de preparar nuestro circuito a la irradiación de fotones de mas alta energía, así pudimos simular la respuesta a las posibles diferentes tasas de conteo con el cambio de la frecuencia a la que llegaban los pulsos de luz.

7.4. Conversión de las Cargas (Q) Generadas en los Fotodiodos a Voltaje (Obtención Pulso Exponencial)

En esta sección se presenta la propuesta de la etapa de acondicionamiento o pre-amplificación sensible a carga mostrada en la figura 7.11, ésta fue alimentada mediante la fuente de $15V$ la cual fue provista de filtros a su salida para reducir las fluctuaciones y ruido.

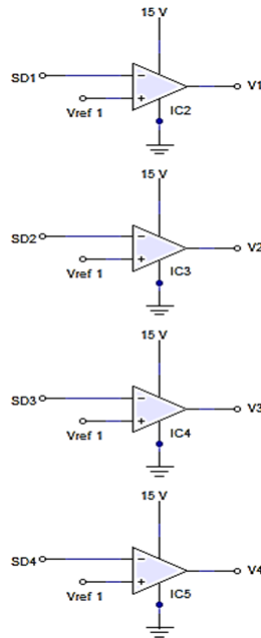


Figura 7.11: La imagen presenta la visión general para la etapa de pre-amplificación o acondicionamiento, conformada por cuatro ramas en configuración sensible a carga (una para cada fotodiodo)

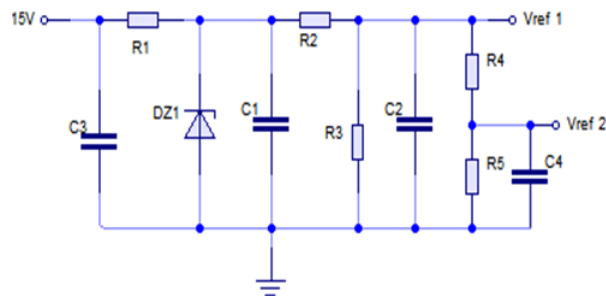


Figura 7.12: El voltaje de salida V_{ref1} fue utilizado para cambiar la referencia del circuito pre-amplificador para observar el pulso de salida, en tanto V_{ref2} es la referencia para la amplificación compensando a su salida este voltaje

El rango de amplificación de un amplificador operacional (op-amp) está limitado por los valores de alimentación (potencial en las entradas V_+ y V_-) y debido a que solo contábamos con esta alimentación de $+15V$ tuvimos que optimizar el pre-amplificador para que este pudiera recoger y convertir la carga entregada por el detector correspondiente (fotodiodo), nos valimos entonces del circuito de la figura 7.12, colocando el voltaje V_{ref1} a la entrada no inversora del op-amp con lo cual se cambió la referencia a $+1V$ aproximadamente, por lo que a la salida pudimos ver señales que estuvieran por debajo de ese voltaje, la configuración de la etapa de pre-amplificación tiene como negativa que no puede ser

observable si $V_- = 0$ respecto a masa, la salida V_{sal} de nuestra configuración sensible a carga esta dada como se indica en la ecuación 7.4, donde C es la capacitancia de retroalimentación, $i_f(t)$ es la corriente generada por el fotodiodo en el tiempo como consecuencia de la incidencia de la radiación y v_n es un voltaje generado por el ruido. En esta etapa se ha fijado una constante de tiempo de $5\mu s$, con una capacitancia de retroalimentación que se encuentra a penas por encima de la capacitancia de entrada para minimizar el ruido. El circuito que se muestra en la figura 7.13 representa el montaje final para cada una de las ramas de la etapa de pre-amplificación, cuyos valores están reflejados en la tabla 8.1.

$$V_{sal} = V_{ref1} - \frac{1}{C} \int_0^t i_f(t) dt \quad (7.4)$$

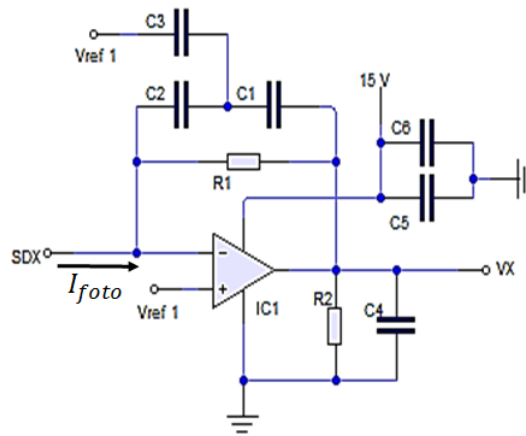


Figura 7.13: Configuración del op-amp sensible a carga maximizado para los requerimientos del proyecto de TEG

Parámetro	Símbolo	Valor Teórico	Valor Experimental	Incertidumbre	Modelo
Amp-Op	IC1	NA	NA	NA	CA3140
Resistencia	R_1	$1M\Omega$	$1,009M\Omega$	$9,072k\Omega$	NA
	R_2	$2k\Omega$	$1,986k\Omega$	$16,888\Omega$	NA
Capacitor	C_1	$20pF$	$20pF$	$4pF$	NA
	C_2	$10pF$	$0,009nF$	$0,003nF$	NA
	C_3	$22pF$	$22pF$	$4pF$	NA
	C_4	$1000pF$	$967pF$	$42pF$	NA
	C_5	$100nF$	$106,6nF$	$4,3nF$	NA
	C_6	$10\mu F$	$9,62\mu F$	$0,39\mu F$	NA
Op-Amp	IC2	NA	NA	NA	CA3140

Tabla 7.6: En la tabla aparecen los valores, tanto teóricos como medidos, de los parámetros junto con modelos de los dispositivos que fueron usados en el circuito pre-amplificador, nota: NA=no aplica

Parámetro	Símbolo	Valor Teórico	Valor Experimental	Incertidumbre	Modelo
Resistencia	R_1	$2,5K\Omega$	$2,41k\Omega$	$29,28\Omega$	NA
	R_2	$8,2k\Omega$	$8,13k\Omega$	$75,04\Omega$	NA
	R_3	$1k\Omega$	$997,0\Omega$	$8,9\Omega$	NA
	R_4	$1k\Omega$	$989,0\Omega$	$8,9\Omega$	NA
	R_5	$10k\Omega$	$9,71k\Omega$	$87,68\Omega$	NA
Capacitor	C_1	$100\mu F$	$101,1\mu F$	$4,3\mu F$	NA
	C_2	$10\mu F$	$9,18\mu F$	$0,40\mu F$	NA
	C_3	$10\mu F$	$9,87\mu F$	$0,42\mu F$	NA
	C_4	$10\mu F$	$9,47\mu F$	$0,41\mu F$	NA
Zener	DZ1	NA	NA	NA	1N5347

Tabla 7.7: En la tabla a parecen los valores de los parámetros junto con modelos de los dispositivos que fueron usados en el circuito de referencias, nota: NA=no aplica

7.5. Conformación de Pulso en forma Cuasi-Gausiana a Partir de la Exponencial

Luego de construir el pre-amplificador, con el cual logramos la recolección de la carga entregada por los fotodiodos, maximizando sensibilidad y minimizando en ruido en un nivel muy bajo, construimos una etapa amplificadora con ganancia 9, ésta también fue alimentada con la fuente de 15V, sobre esta etapa podemos decir lo siguiente:

- La configuración permite la compensación a su salida del nivel DC(1V aproximadamente) que teníamos a la salida del pre-amplificador, logrando de esta manera un nivel DC de cero voltios como podemos observar en la figura 7.14.
- La forma del pulso de salida fue lo mas simétrica posible, es decir, que vemos un pulso de salida de forma de campana de gauss. Esto si hizo con la intención de tener una señal suave(menos ruido armónico que un pulso corto normal) siendo mas fácil registrar este tipo de señales, pensando en aplicaciones futuras y para cumplir con el estandar de instrumentación NIM.
- Se optimizó la posible máxima razón de cambio o slew rate (SR^1) en los amplificadores operacionales usados mediante los capacitores de salida y retroalimentación. Esto ultimo va de la mano a obtener una buena forma del pulso de salida sacrificando la menor amplitud de salida posible.

¹El slew rate es la posible máxima razón de cambio del voltaje de salida del Op-Amp ($SR = dV_o/dt)_{max}$, este es causado por la carga y descarga de la capacitancia interna del Op-Amp y puede ser modificado con las capacitancias de retroalimentación y de salida(capacitancia de carga)

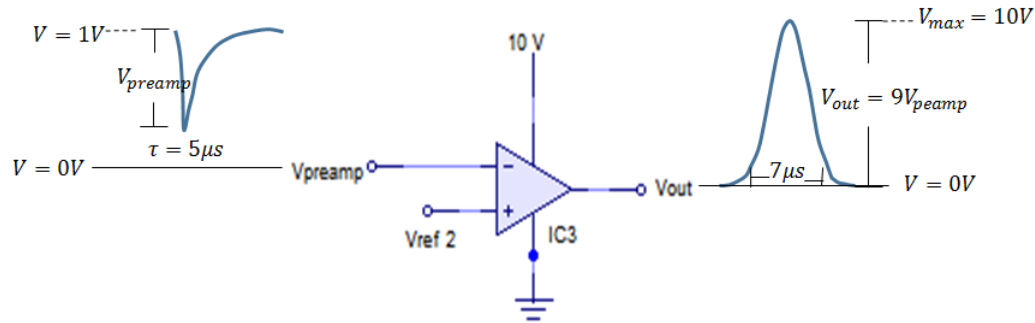


Figura 7.14: Podemos ver las características de salida del amplificador siendo su salida un pulso gaussiano

El circuito construido se muestra en la figura 7.15 este provee una salida de pulsos cuya amplitud máxima es de 10V con un voltaje DC de cero voltios. Este circuito amplificador consiste de dos etapas, una sumadora los cual aumentó la tasa efectiva de conteo de nuestro detector con una ganancia de 3 y en la que resalta la compensación casi total de del voltaje DC de 1V en la salida del pre-amplificador utilizando un voltaje de referencia 2 (V_{ref2} , ver figura 7.12) conectado a la entrada no inversora, la salida de esta etapa se muestra puede escribir como:

$$V_{sum} = \frac{Q_t}{C} x 3 + v_{n2}$$

aquí, Q_t/C es la suma de los voltajes de las salidas de la etapa de pre-amplificación, siendo Q_t la carga total y v_{n2} el voltaje de ruido equivalente para el circuito. La salida de este sumador fue conectada a una segunda etapa amplificadora, se trató de una configuración no inversora con ganancia 3 donde a la salida tenemos un voltaje igual a tres veces la salida del sumador mas la componente de ruido equivalente, o sea, $V_{out} = 3V_{sum} + v_{n3}$, siendo esta la salida de nuestro circuito y cuyo amplitud de pulso estará regulada a un máximo de 10V cumpliendo con el estándar de instrumentación NIM [?], se obtuvo además una señal con un tiempo de rizo (*rise time*) lo mas alto posible, pensando en un posible análisis posterior de la señal, siendo mas fácil registrar tipos de señales cuyo cambio en el tiempo sea mas suave. El circuito amplificador descrito en esta sección se muestra a continuación y los valores utilizados en dicho circuito se reflejan en la tabla 7.8.

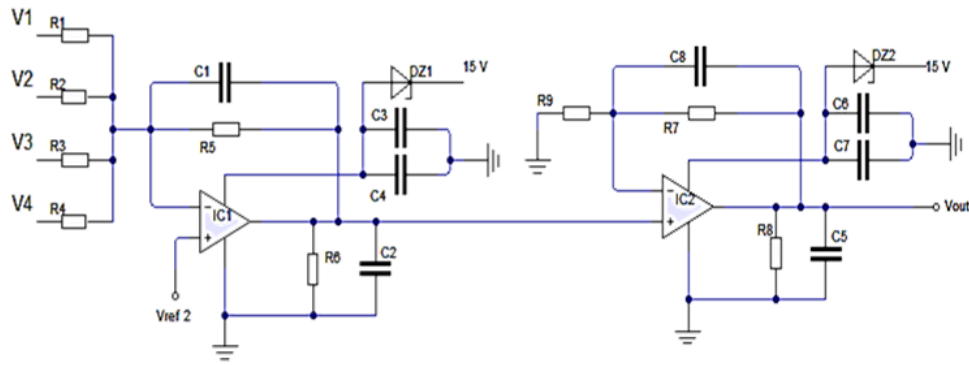


Figura 7.15: Podemos ver el esquema del Amplificador y la forma del pulso de salida de nuestro detector

Parámetro	Símbolo	Valor Teórico	Valor Experimental	Incertidumbre	Modelo
Amp-Op	IC1, IC2	NA	NA	NA	CA3140
Zener	DZ1, DZ2	NA	NA	NA	1N5247
Resistencia	R_1	$1K\Omega$	$0,987k\Omega$	$8,896\Omega$	NA
	R_2	$1k\Omega$	$0,989k\Omega$	$8,912\Omega$	NA
	R_3	$1k\Omega$	$0,984k\Omega$	$8,872\Omega$	NA
	R_4	$1k\Omega$	$0,988\Omega$	$8,904\Omega$	NA
	R_5	$3k\Omega$	$2,94k\Omega$	$33,52\Omega$	NA
	R_6	$2k\Omega$	$1,961k\Omega$	$16,688\Omega$	NA
	R_7	$2k\Omega$	$1,972k\Omega$	$16,776\Omega$	NA
	R_8	$2k\Omega$	$1,956\Omega$	$16,648\Omega$	NA
	R_9	$1k\Omega$	$0,989k\Omega$	$8,912\Omega$	NA
Capacitor	C_1	$22pF$	$23pF$	$4pF$	NA
	C_2	$100pF$	$105pF$	$7pF$	NA
	C_3	$0,1\mu F$	$0,146\mu F$	$0,009\mu F$	NA
	C_4	$10\mu F$	$9,55\mu F$	$0,41\mu F$	NA
	C_5	$1000pF$	$1024pF$	$43,9pF$	NA
	C_6	$0,1\mu F$	$0,140\mu F$	$0,009\mu F$	NA
	C_7	$10\mu F$	$9,50\mu F$	$0,68\mu F$	NA
	C_8	$500p\mu F$	$502pF$	$23pF$	NA

Tabla 7.8: En la tabla a parecen los valores teóricos y medidos de los parámetros junto con modelos de los dispositivos que fueron usados en el circuito amplificador, nota: NA=no aplica

7.6. Detector de Actividad

Para completar la propuesta experimental de nuestro TEG y pensando en transformar la señal dada por el amplificador en una señal comprensible por el usuario, se construyó un circuito que funciona como detector de actividad monitoreando la salida del amplificador, este circuito permite el uso de nuestro equipo como detector geiger y su esquema general es presentado en la figura 7.16.

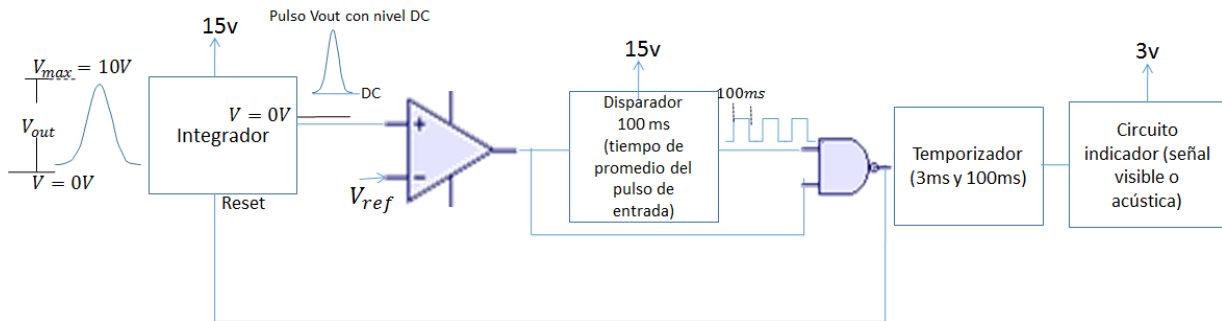


Figura 7.16: El esquema general muestra la idea básica del detector, el pulso se rectifica y se genera con ello un DC cuyo nivel depende de la altura previa del pulso, el promedio de los pulsos es hecho en un capacitor C con una constante de tiempo dada por un circuito monoestable el cual además se encarga del reseteo del nivel promedio cada cierto tiempo. Cuando el nivel DC supera un V_{ref} es activado un comparador, para lo cual se activa otro temporizador que enciende una señal de alarma por espacio temporal máximo preestablecido

El funcionamiento del circuito detector se basa en comparar la salida del amplificador con un voltaje de referencia o voltaje base que puede ser ajustado mediante un potenciómetro, representado en el esquema del circuito de la figura 7.17 como $VR1$, el voltaje V_- de la entrada del comparador del circuito es el responsable de este limite inferior de detección, una vez es superado este nivel de umbral se activa una señal del tipo visible y adicionalmente se agregó la opción de activar una señal del tipo acústica dada por un buzzer ambas señales de alarma de detección de la radiación de la radiación son activadas mediante un temporizador monoestable.

El circuito fue construido de manera que a la entrada del circuito el pulso pasara por el diodo D_1 el cual fue puesto es un punto los mas cercano a la conducción posible quedando una diferencia de potencial lo mas cercana a 0,7 entre sus extremos, así el pulso lograría pasar a través de él con la menor perdida posible de amplitud, ese pulso es promediado por un intervalo de tiempo y llega a la entrada del comparador superpuesto a un nivel DC que depende de la amplitud del pulso, el comparador va a un estado alto cada vez que un pulso logra superar el umbral V_- , a la vez que activa un multivibrador CMOS en la configuración mono-estable no redispensible que da un plazo de $100ms$ para permitir al circuito “ver” si el pulso de entrada es producto de una fuente activa o un pulso espontaneo, se decir este tiempo fue escogido para evitar falsas alarmas por pulsos espurios que no formarían parte del nivel DC, de manera que si pasados los $100ms$ sigue habiendo pulsos a la entrada del circuito se activa una compuerta NAND que es responsable de activar otros contadores uno para un led (señal visual) por un plazo de $3ms$ y un buzzer (señal audible) por un tiempo de $100ms$, comenzando de nuevo un ciclo por la activación del transistor Q_2 descargando el condensador C_1 .

La configuración entre M_1 y M_2 fue hecha para poder activar la compuerta NAND

luego de los $100m$ pues ésta no es activada con flanco negativo, ese cambio de estado en la compuesta permitió activar las señales mencionadas ya que los monoestables conectados a su salida son activados por flanco de subida. Los tiempos de activación de las señales fueron optimizados de manera que:

- El plazo de activación para la señal visual dada por un led azul (ojo no debe confundirse con el led que generó el pulso de entrada), se estableció en el menor tiempo para el cual el ojo humano podía observar de forma notable los cambios de estado, recordando que nuestra frecuencia máxima esta dada por los $100ms$ del primer monoestable.
- La duración del pulso de activación de la señal audible se estableció en el tiempo máximo de $100ms$ para utilizarlo como envolvente para la señal de un “trimmer” 555 monoestable, que a su vez es quien activa el buzzer enviando pulsos a la frecuencia optima de sonido del mismo (frecuencia para la cual el buzzer entrega mas potencia audible) .

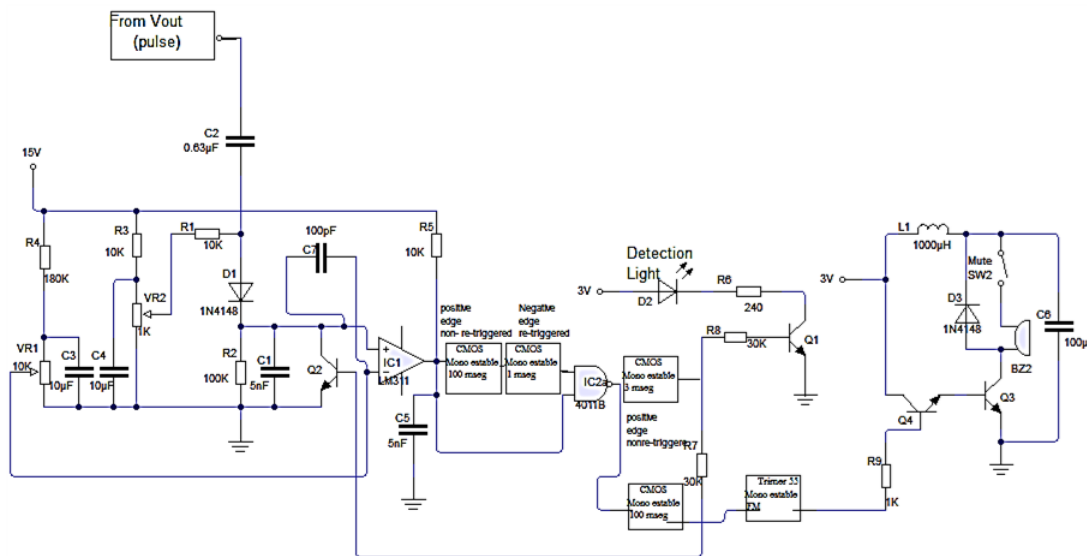


Figura 7.17: Podemos ver el esquema circuital del detector de actividad construido, se optimizaron las señales de alarma y los dispositivos de las señales de alarma son alimentados directamente con la batería evitándonos así un mayor consumo de corriente.

En el esquema representado en 7.17, los puntos mas resultantes es la utilización de un temporizador extra de $1ms$ con la finalidad de poder activar la compuerta NAND debido a que ésta no es activada por flanco de bajada, que seria el caso cuando termina el periodo del temporizador de $100ms$, los transistores $Q1$, $Q2$ y $Q3$ permitieron lograr que los dispositivos de alarma se activaran bajo señales bien definidas. Por otro lado el comparador IC3 fue utilizado con un condensador de estrada de $100pF$ recomendado por el fabricante cuando este dispositivo es utilizado para comprar señales de cuya diferencia el muy pequeña, recordando que los pulsos de estrada pueden ser de cualquier valor de amplitud y la idea fue la de detectar toda la gama de pulsos dados por el amplificador.

7.7. Pruebas de Detección de Pulsos de Luz con Led Azul de 5mm

El funcionamiento del equipo detector fue evaluado irradiando los fotodiodos con pulsos de luz azul. El modelo de fotodiodo usado fue el BPW34 como el que se puede ver en la figura 7.7, el cual es de muy bajo costo. La prueba se basó en medir la respuesta de amplitud del pulso en el tiempo, para ello fue acoplado cada fotodiodo del cabezal a un pre-amplificador sensible a carga, cuya salida por cada rama es función de la carga Q generada en el fotodiodo como consecuencia de la interacción fotón-semiconductor y las cuales recogidas en el ánodo correspondiente.

La carga generada por el fotodiodo depende de la energía del fotón incidente, esa carga que está presenta debido a este interacción fue separada por medio de un campo eléctrico asociado a un voltaje de $55V$, colocado entre el ánodo y el cátodo del fotodiodo. De esta manera los pares generan una fotocorriente que es recogida y convertida en voltaje por el pre-amplificador.

Haciendo uso de un led azul, nuevamente hacemos la salvedad de que hemos tomado luz monocromática para tener una longitud de onda incidente definida y la razón del led azul es por ser la de mayor energía en la gama del espectro visible situándose en un extremo bajo de la sensibilidad espectral del fotodiodo como se puede ver en 7.9, lo que se quiso en este sentido es someter el detector a un caso limite, hemos conectado la serie de pulsos de salida en el pre-amplificador a una etapa amplificadora para aumentar la tasa de conteo efectiva y lograr mayor altura de pulso con una constante de tiempo de $5\mu s$.

Los pulsos del led azul enviados tenían una duración fija de $150ns$ y su frecuencia se podía ajustar, con ello se determinó y observó el funcionamiento del circuito con la frecuencia, haciendo énfasis en valores de relación señal-ruido y forma del pulso utilizando un osciloscopio, poniendo a prueba además el circuito detector de actividad, cabe destacar que este pulso de luz fue aplicado para simular la interacción de un fotón de rayos-X en el detector (fotodiodo), con lo cual tuvimos una primera visión de las características de nuestro proyecto.

El led fue colocado en una placa (baquelita) lo las recto posible, ese conjunto a su vez fue montado y pegado a un cilindro sobre un encapsulado que contenía los fotodiodos en la configuración mostrada en la figura 7.10. Los pulsos se hicieron incidir sobre el arreglo de fotodiodos con el led perpendicular al plano del arreglo y a través de una ventana aislando con laminas de aluminio el circuito de cualquier otra fuente de luz, para no tener ningún tipo de radiación de fondo. El arreglo experimental se puede observa en la figura 7.18

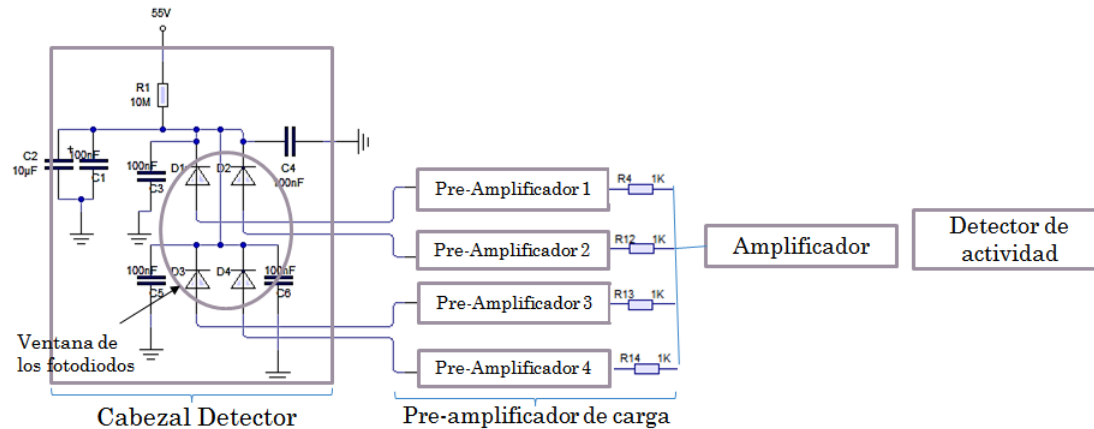


Figura 7.18: Arreglo Experimental para Pruebas con Luz Azul, vemos la conexión de la salida del cabezal al pre-amplificador, el cual se compone de cuatro ramas como las de la figura 7.13, luego este pulso va a la entrada del amplificador de la figura 7.15, para este experimento además se puso a prueba el detector de actividad de la figura 7.17

7.8. Primeras Pruebas de Detección de Fotones con Energía de 14KeV con Fuente de Cobalto-60 (Co-60)(un fotodiodo)

Una parte importante y crítica de la realización del presente TEG fue someter nuestro equipo a la radiación de fotones con energía del orden de los keV , ya que todos los conocimientos adquiridos durante las pruebas con pulsos de luz debieron ser aplicados con rigor máximo, esto en pro de mejorar el circuito y obtener así pulsos lo mas limpio posibles (relación señal ruido lo mas alta posible), optimizando a su vez la altura promedio de los pulsos obtenidos.

Manteniendo la idea básica de detección de luz visible (específicamente se detectaron pulsos de luz azul) que consistía en recoger y amplificar la fotocorriente generada por el fotodiodo, el circuito del arreglo experimental de la sección 7.7, fue utilizado para las pruebas de detección de rayos-X y gamma con energías del orden de los keV .

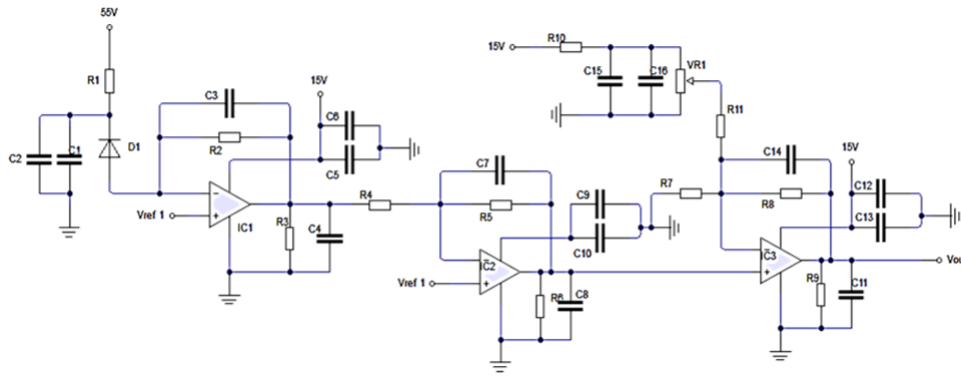


Figura 7.19: Como se puede observar este circuito se basa en la idea básica dada en la secciones anteriores, sin embargo solo se ha usado un solo fotodiodo como elemento captor de la radiación y se modificó la ganancia de la etapa de amplificación

Como una primera aproximación a detección de radiación-X y gamma se utilizó un circuito reducido, que constó de un fotodiodo BPW34 con una etapa pre-amplificadora y dos etapas amplificadoras como es mostrado en la figura 7.19, el encapsulado de este circuito es mostrado en la figura 7.20. El fotodiodo fue encapsulado junto con la etapa pre-amplificadora y la primera etapa amplificadora con la intención de reducir en la medida posible todo lo concerniente a pérdidas, interferencia y ruido, que podían restar sensibilidad a nuestro equipo, como se vió al probar en primera instancia nuestro circuito detector.

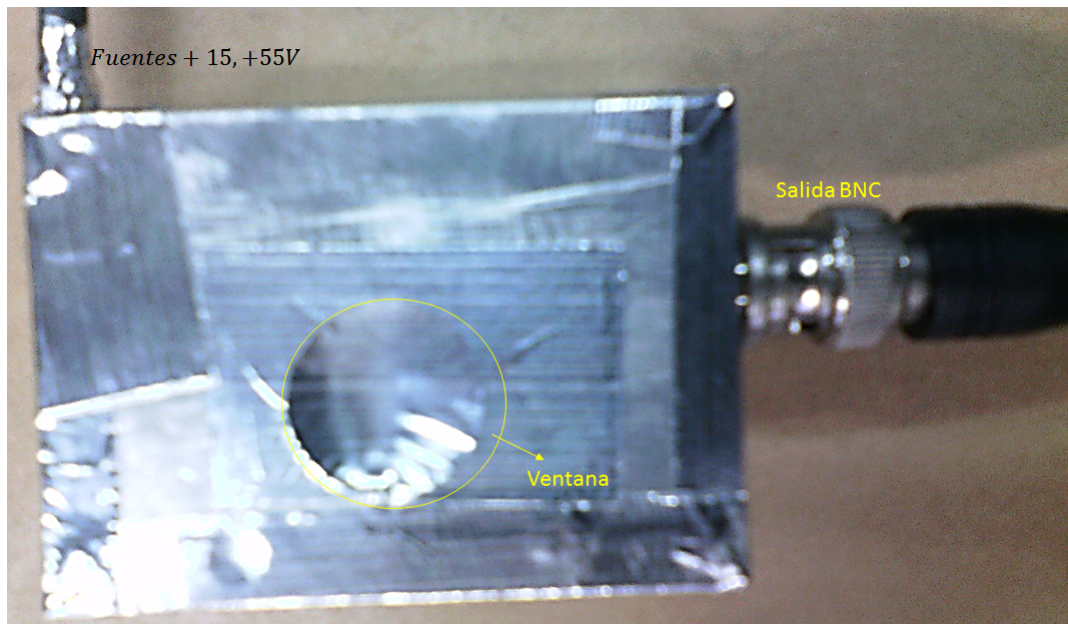


Figura 7.20: El recinto que contiene el circuito de la figura 7.19 se hizo de manera que posee una salida BNC

La etapa de pre-amplificación utilizada en lo que fue las primeras pruebas de detección de fotones se hizo de manera que el RC de retroalimentación arrojara pulsos con un ancho bastante notable lo que permitió distinguirlos claramente del nivel de ruido existente para estas pruebas. Luego la salida del op-amp de pre-amplificación fue amplificada dos veces, una etapa con ganancia 10 y otra con ganancia 11, ambas fueron usadas con capacitores de retroalimentación para disminuir la componente en frecuencia del ruido que se registro, adecuando ademas los valores de los mencionados capacitores para no disminuir de manera notable la amplitud de los pulsos, manteniendo de esta manera la relación señal-ruido.

El circuito de la figura 7.19, fue colocado en un recinto de aluminio que servia como jaula de faraday, a esta le fue abierto un orificio que servia como ventana la cual fue luego cubierta por una lamina de aluminio, la idea de colocar todo en una misma caja fue de evitar exponer la señal entregada por los fotodiodos a perdidas resistivas por la utilización de mucho cableado (pistas de la tarjeta PCB), evitando ademas la interferencia por radiación del exterior que pudo contribuir a la componente de ruido, como vemos se trato de un empaquetado bastante pequeño lo cual fue de ayuda para una primera aproximación. Antes de hacer incidir la radiación por la fuente de Co-60, limitamos las posibles fugas que pudiese tener el recinto forrando las aberturas con cinta adhesiva de aluminio, y con cualquier dispositivo emisor de luz infrarroja (un control de televisor u otro) se probó que la señal no sufriera perturbación alguna, las perturbaciones en la señal de salida son muestra de que el recinto estaba dejando pasar luz visible, ultravioleta u infrarroja como era el caso del control. Luego se colocó la caja con el circuito, rodeada por bloques de plomo como protección, un colimador de plomo colocado en forma directa al lugar donde se encontraba el fotodiodo servia de ayuda para direccionar el haz de fotones de la fuente, colocando la fuente alineada dentro del colimador se observó la respuesta de nuestro circuito, ademas se obtuvieron evidencias de la respuesta del circuito, tanto haciendo incidir la radiación de una fuente de Co-60, cuya actividad era de unos $12mCu$, como sin radiación sobre el fotodiodo (radiación de fondo).

7.8 Primeras Pruebas de Detección de Fotones con Energía de 14KeV con Fuente de Cobalto-60 (Co-60)(un fotodiodo)

Parámetro	Símbolo	Valor Teórico	Valor Experimental	Incertidumbre	Modelo
Amp-Op	IC1, IC2, IC3	NA	NA	NA	CA3140
Potenciómetro	VR1	10KΩ	NA	NA	NA
Fotodiodo	D1	NA	NA	NA	BPW34
Resistencia	R_1	10MΩ	0,987kΩ	8,896Ω	NA
	R_2	5,6MΩ	0,989kΩ	8,912Ω	NA
	R_3	2kΩ	0,984kΩ	8,872Ω	NA
	R_4	1kΩ	0,988Ω	8,904Ω	NA
	R_5	10kΩ	2,94kΩ	33,52Ω	NA
	R_6	2kΩ	1,961kΩ	16,688Ω	NA
	R_7	1kΩ	1,972kΩ	16,776Ω	NA
	R_8	10kΩ	1,956Ω	16,648Ω	NA
	R_9	2kΩ	1,956Ω	16,648Ω	NA
	R_{10}	2...kΩ	1,956Ω	16,648Ω	NA
	R_{11}	1...kΩ	0,989kΩ	8,912Ω	NA
Capacitor	C_1	0,1μF	23pF	4pF	NA
	C_2	10μF	105pF	7pF	NA
	C_3	3nF	0,146μF	0,009μF	NA
	C_4	100pF	9,55μF	0,41μF	NA
	C_5	10μF	1024pF	43,9pF	NA
	C_6	0,1μF	0,140μF	0,009μF	NA
	C_7	220pF	9,50μF	0,68μF	NA
	C_8	100pF	9,50μF	0,68μF	NA
	C_9	0,1μF	9,50μF	0,68μF	NA
	C_{10}	10μF	9,50μF	0,68μF	NA
	C_{11}	1000pF	9,50μF	0,68μF	NA
	C_{12}	0,1μF	9,50μF	0,68μF	NA
	C_{13}	10μF	9,50μF	0,68μF	NA
	C_{14}	220pF	9,50μF	0,68μF	NA
	C_{15}	10μF	9,50μF	0,68μF	NA
	C_{16}	0,1μF	502pF	23pF	NA

Tabla 7.9: En la tabla a parecen los valores teóricos y medidos de los parámetros junto con modelos de los dispositivos que fueron usados en el circuito utilizado para las primeras pruebas de detección de radiación gamma (fuente Co-57) de 14keV, nota: NA=no aplica

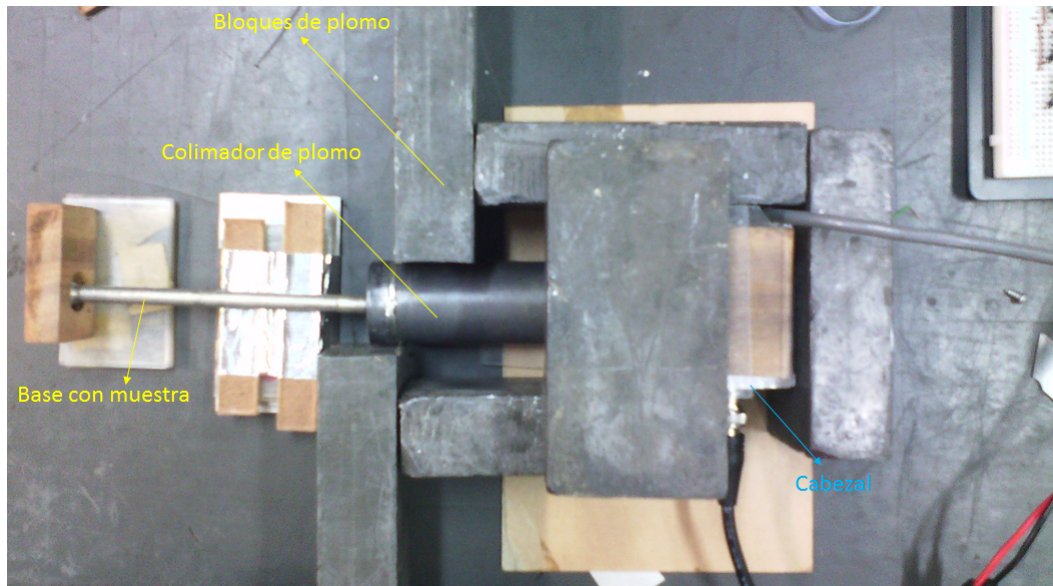


Figura 7.21: La caja en la figura contiene el fotodiodo con el pre-amplificador y la primera etapa amplificadora con ganancia 10, todo aislado con bloques de plomo como protección, finalmente los pulsos que fueron obtenidos son amplificados con otra amplificadora con ganancia 11

Aprovechando el montaje descrito en esta sección se realizaron dos experiencias de notable aporte al proyecto de TEG, al igual que en ésta las pruebas que se describen en las siguientes secciones fueron realizadas más de una vez, tomando nota de los resultados obtenidos, las cuales serán descritas en las secciones siguientes.

7.8.1. Pruebas de Detección de Radiación a una Temperatura Menor que Temperatura Ambiente ($T_{amb} = 25 \text{ } ^\circ\text{C}$)

Se hizo incidir radiación sobre la ventana del circuito construido utilizando el arreglo experimental de la figura 7.21, no obstante para esta experiencia se dispuso de una celda de peltier TEC1-7108 colocada de manera que el lado “frío” tocara la caja que contenía el circuito dado en la figura 7.19, ésta fue puesta lo más cercana posible al lugar del recinto donde se encontraba el fotodiodo con la intención de lograr disminuir la temperatura de este y así observar los efectos de dicha disminución de la temperatura. La manera en la que se colocó la celda de peltier puede ser vista en la figura 7.22, se colocó un dissipador y un ventilador con la idea de alejar el calor generado por el lado “caliente”, de manera que no regresara al recinto, con esto logramos maximizar la eficiencia de la celda de peltier para que así fuera más probable el enfriamiento sobre el fotodiodo, la temperatura que se registró fue medida gracias a una termocupla tipo K con uno de sus extremos sobre la caja del circuito.

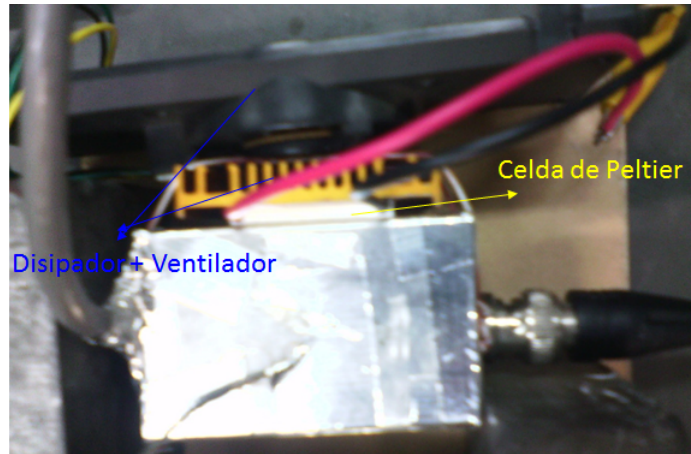


Figura 7.22: El montaje de cabezal con una fotocelda, la fotocelda fue utilizada para disminuir la temperatura del fotodiodo disminuyendo la corriente oscura

7.8.2. Pruebas de Detección de Radiación utilizando dos fotodiodos en paralelo

Se montó un fotodiodo adicional en el circuito de la figura 7.19. Los fotodiodos fueron alimentados con la fuente de 55V quedando en paralelo, es decir, ambos entregaron su fotocorriente generada al op-amp de pre-amplificación por el cátodo, esta configuración también puede ser utilizada para el arreglo aumentado el numero de cuentas registradas. Nuevamente se hizo incidir radiación de una fuente de rayos-gamma de 14keV (muestra Co-57) usando el arreglo experimental de la figura 7.21, observando además la respuesta de nuestro circuito.

Capítulo 8

Resultados, su discusión y análisis

8.1. Resultados de las Pruebas Con Pulsos de Luz Azul

El conjunto de imágenes de la figura 8.1 y 8.2 muestran las salidas de las etapas de amplificación del detector, utilizando fotodiodos PIN BPW34, los fotodiodos fueron sometidos a la incidencia de pulsos de luz azul, de unos $150ns$ de duración, la forma del pulso que alimentaba el led azul(emisor de los pulsos) se indica en la figura 8.3, las medidas fueron obtenidas repetidas veces a una temperatura constante de aproximadamente $23^{\circ}C$, los valores de amplitud se reflejan en la tabla 8.1.

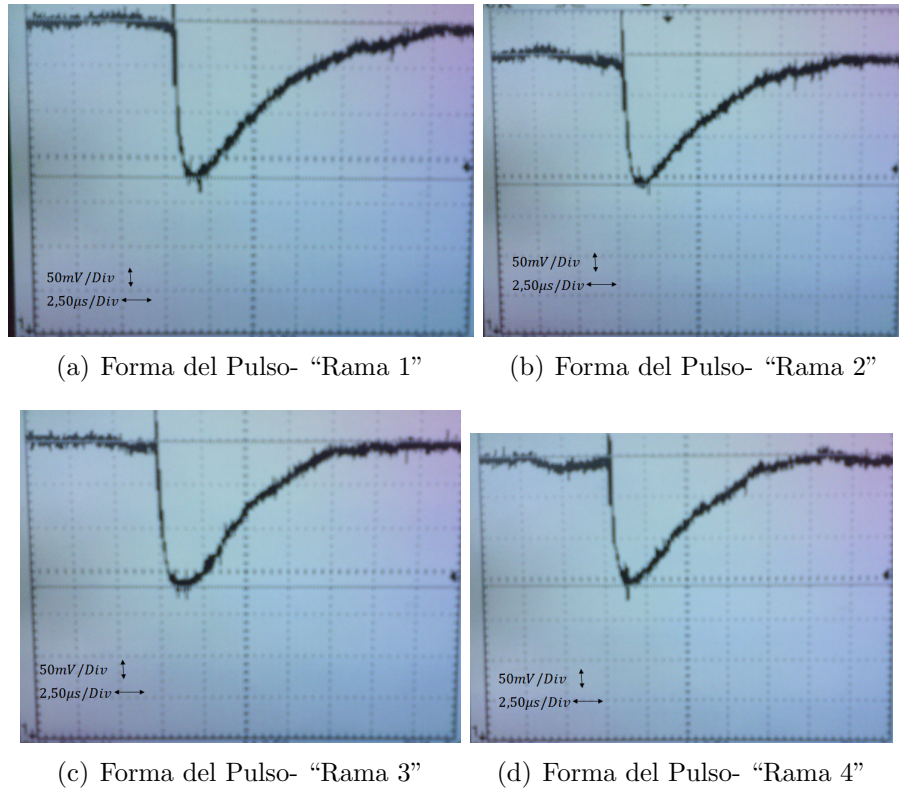
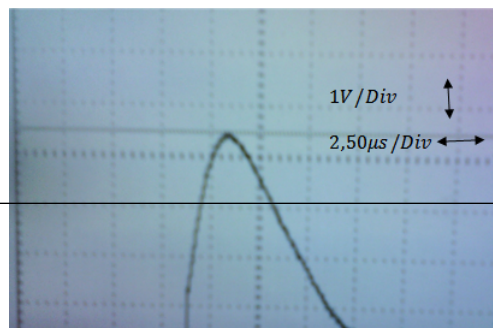
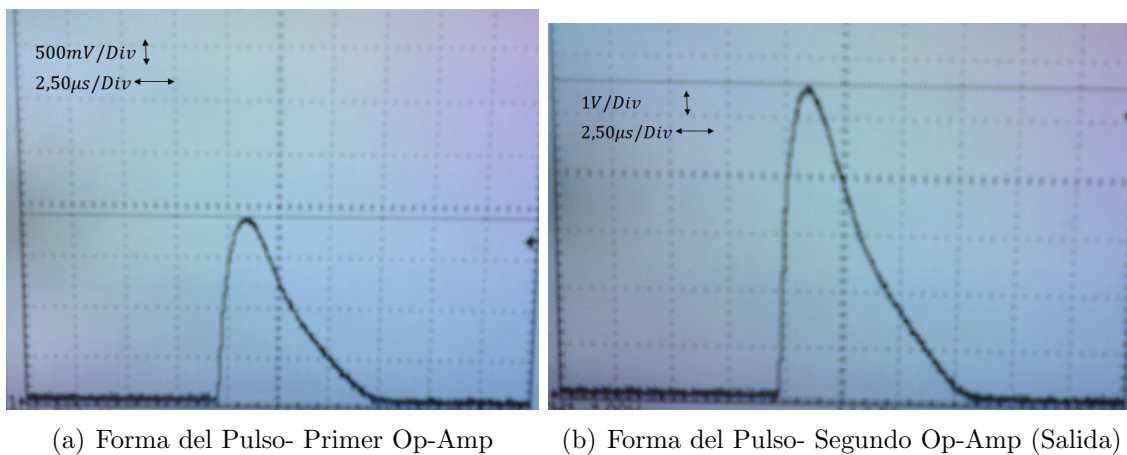


Figura 8.1: Las figuras muestran la forma del pulso de las distintas ramas del pre-amplificador (pulso exponencial), medidas con un osciloscopio Tektronix TDS-2012, Nota: las etiquetas las ha hecho el autor para hacer la salvedad de que en todas las medidas de las experiencias se tomaron en cuenta las formas de los pulsos para todas las ramas del pre-amplificador y que estas muestran un comportamiento muy parecido en cuanto a amplitud y tiempo RC se refiere



Parámetro	Símbolo	Valor Experimenta(medido)	Incertidumbre	Ganancia
Amplitud de Pulso Pre-amplificador	V_{p1}	170mV	2mV	NA
	V_{p2}	158mV	2mV	NA
	V_{p3}	166mV	2mV	NA
	V_{p4}	156mV	2mV	NA
Amplitud de Pulso Amplificador	V_{A1}	1,86V	0,02V	2,86
	V_{A2}	5,48	0,04V	2,95
	V_{A2}^*	4,40	0,04V	2,37

Tabla 8.1: En la tabla se reflejan los valores de amplitud de los pulsos de las salidas de las etapas de pre-amplificación V_{pX} y amplificación V_{AX} , con la incidencia de pulsos de luz azul sobre el cabezal detector, nota: Los valores esperados están dados en función de los valores medidos de las resistencias usadas en el circuito 7.15. NA=no aplica, * Valor de la salida con los capacitores de retroalimentación

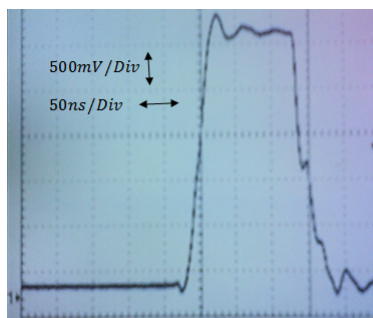


Figura 8.3: El pulso enviado al led posee un ancho de $150ns$ y una amplitud de $2,5V$ con la cual logramos activar dicho led con una intensidad baja con la intención de probar la sensibilidad del detector(fotodiodo PIN)

Para la etapa de pre-amplificación se obtuvieron pulsos de $162,5mV$ como amplitud promedio y con una constante de tiempo de $5\mu s$. Luego para la etapa de amplificación se muestra un pulso de forma gaussiana e igualmente con una constante de tiempo de $5\mu s$, la ganancia de esta etapa se ha situado en $6,78$ debido al sacrificio de amplitud de salida para la obtención de una mejor forma de pulso.

Se puede observar de la serie de figuras obtenidas que la relación señal-ruido (SNR por sus siglas en inglés) de nuestro amplificador es bastante alta, unos $SNR = 26,4dB$, lo que nos dice que el circuito estaba bien aislado de luz proveniente del exterior y que además la corriente de reversa era muy baja, lo cual va de la mano con la colocación de una alimentación $55V$ que nos permitió una zona de agotamiento mayor lo que disminuyó la deriva de carga entre las juntas de fotodiodo.

La gráfica 8.4, muestra los valores de amplitud de salida del amplificador en función de la cantidad de fotodiodos conectados en el cabezal detector, donde existe una marcada tendencia lineal, lo que es un resultado esperado sabiendo que a medida que aumenta el área sensitiva del detector este podrá generar más carga por efecto de incidencia de la radiación. Los valores medidos para la realización de esta gráfica se reflejan en la tabla

8.2, los cuales pertenecen al conjunto de la figura 8.5.

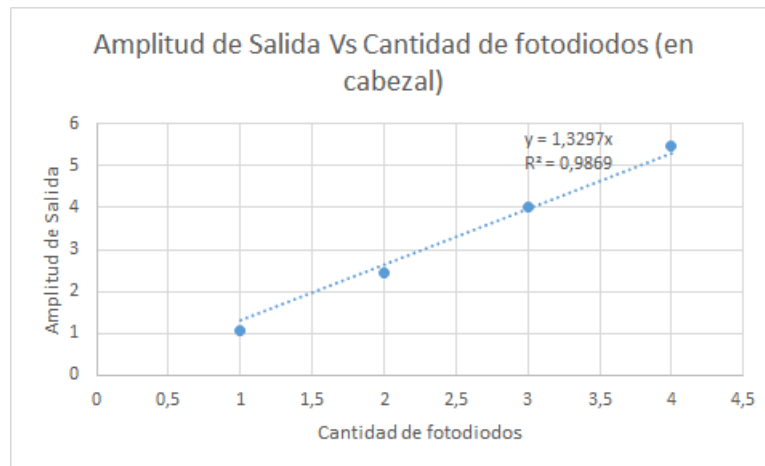


Figura 8.4: Se observa una tendencia lineal de esta relación, para la cual se ve además que por cada fotodiodo hay un aumento de 1,33V en promedio, para la configuración que fue utilizada, recordemos que esto depende de la intensidad del pulso de luz incidente

Cantidad de fotodiodos en cabezal	Amplitud de la salida del Amplificador	Incertidumbre
1	5,48V	0,02V
2	4,00V	0,02V
3	2,46	0,01V
4	1,05	0,01V

Tabla 8.2: En la tabla se reflejan los valores de amplitud de los pulsos de las salidas de las etapas de pre-amplificación V_{pX} y amplificación V_{AX} , con la incidencia de pulsos de luz azul sobre el cabezal detector, nota: Los valores esperados están dados en función de los valores medidos de las resistencias usadas en el circuito 7.15

Para este tipo de pruebas con pulsos de luz azul hemos obtenido además que nuestro detector respondió bien a la variación en frecuencia con la cual llegaban los pulsos a los fotodiodos. Se pudo determinar que el rango de frecuencia más óptimo de funcionamiento para nuestro equipo va de 100Hz a 100kHz , ya para este rango de frecuencias del pulso incidente, se observó que para las salidas de las etapas no hubo modificación del pulso tanto en altura (amplitud) como en espesor temporal (ancho del pulso $5\mu\text{s}$ y un máximo de $8\mu\text{s}$), el rango de frecuencia obtenido fue de interés para las pruebas con fotones de alta energía. Para este resultado es importante destacar además que el amplificador muestra una salida cuyo offset (componente DC o línea base), se mantuvo muy cercana a cero ($< 20\text{mV}$) como se puede ver en el conjunto de figuras ??.

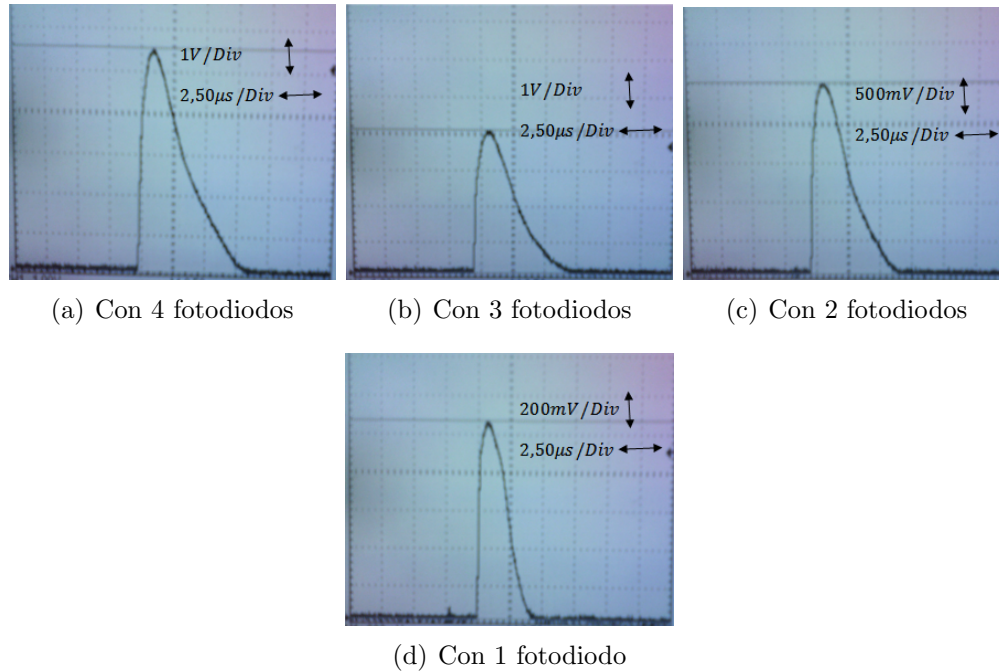


Figura 8.5: Las figuras muestran la formas de pulso cuando variamos la cantidad de fotodiodos en el cabezal, cabe destacar que estas medidas fueron realizadas sin los capacitores de retroalimentación del amplificador, medidas con un osciloscopio Tektronix TDS-2012

8.2. Resultados de las Pruebas de Detección de Fotones con Energía de $14keV$ de fuente Co-57 (un Fotodiodo)

Al hacer incidir fotones de la muestra de Co-57 sobre el equipo detector construido, se obtuvo un tren de pulsos como se puede observar en el arreglo de figuras 8.6, el modelo del fotodiodo utilizado para esta experiencia fue el BPW34 y los pulsos corresponden a la salida de nuestro circuito construido para un solo fotodiodo, se observó claramente como al retirar la muestra del arreglo experimental los pulsos desaparecían, incluso se colocó también una lamina de plomo para simular el retiro de la fuente y de igual forma se observó el mismo efecto(cero pulsos). Aunque en las figuras se muestran pulsos que no superan los $100mV$ durante toda la experiencia existían pulsos que superaban con creces este valor de amplitud no obstante aparecían con muy baja frecuencia.

Se tomó nota de la amplitud del ruido que se tenía a la salida del último Op-amp del circuito construido, es decir la salida entregada por el detector cuando no había fuente de radiación, la línea base registrada poseía un ancho de $24mV$, este bajo espesor en principio era mayor, sin embargo hemos utilizado para ello capacitores de retroalimentación en las etapas amplificadoras con lo cual se disminuyó el ancho de banda del ruido, se buscó un valor que no perturbara en lo posible la altura de los pulsos visto a la salida, este valor se

ubicó en unos $220pF$ y la relación señal ruido para nuestro caso mantuvo como valor promedio $SNR = 4,3dB$ (Tomando como altura promedio de los pulsos de salida unos $65mV$).

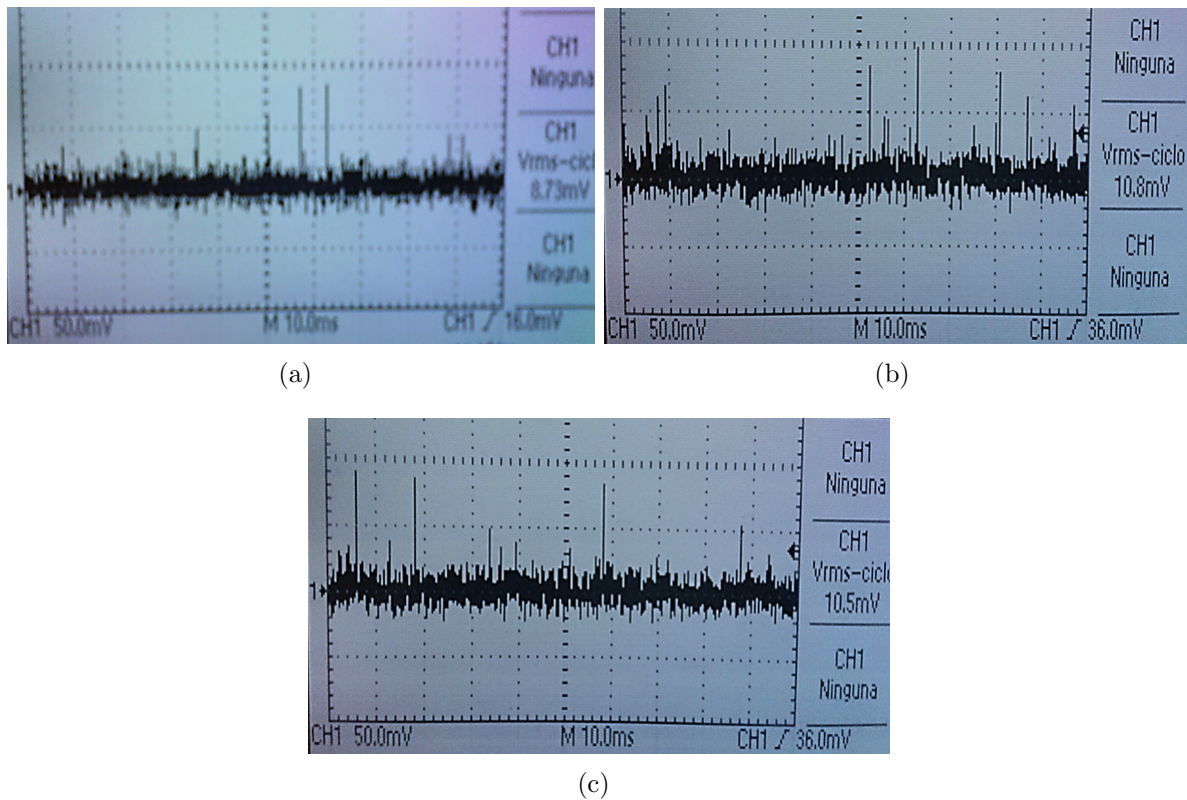


Figura 8.6: Las figuras muestran la salida al acercar la muestra a la ventana del recinto que albergó el fotodiodo usado para esta experiencia

Los resultados de la incidencia de radiación con la utilización de la fotocelda TEC1-7108 para acondicionar la temperatura del fotodiodo, situándola por debajo de la temperatura ambiente como fue dicho en 7.8.1 son presentados en la figura 8.8, los resultados arrojan que para esta experiencia teníamos una detección de mas o menos igual a la experiencia anterior, es decir, no se observó cambio significativo respecto a los fotodiodos a temperatura ambiente, en cuanto a la linea base se puede ver de las figuras que hay una pequeña reducción de la componente de ruido, recordemos que la disminución de la temperatura disminuye la corriente de reversa del fotodiodo. El hecho de que no se registrara un cambio mas marcado tiene que ver con la diferencia de temperatura, que quedó de esa magnitud ya que no se logró una mayor diferencia dada por la celda de peltier.

Por ultimo para estas pruebas los resultados mostrados por las figuras 8.9 y 8.10, responden a la colocación de un fotodiodo mas en paralelo al que ya veníamos trabajando. En la primera figura que hemos mencionado se ve claramente como la colocación de este fotodiodo contribuyó al ruido de fondo de nuestro circuito, la medida dada por el osciloscopio nos dice que la amplitud de la linea base se ubicó en unos $34mV$, esto viene

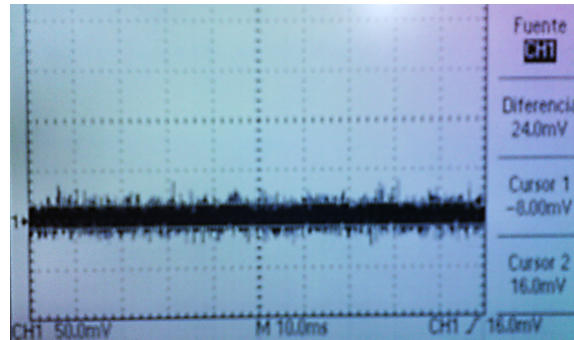
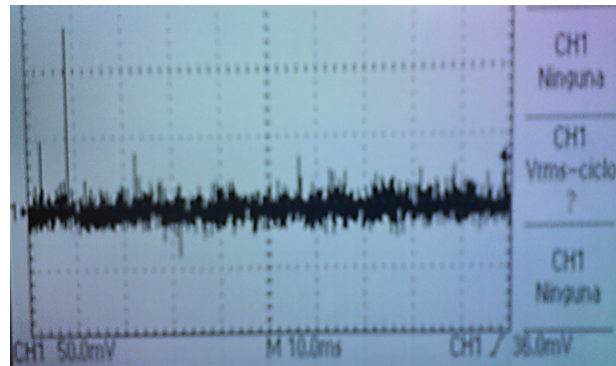


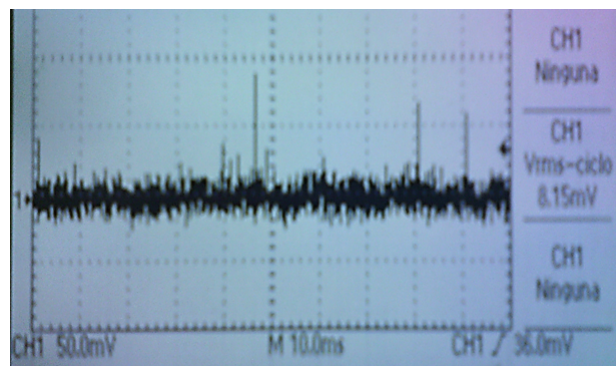
Figura 8.7: El ruido para la experiencia se ubico en un ancho de amplitud de $24mV$

a dar cuenta de que esta configuración, mas allá de que nos permite ahorrar la utilización de otras ramas de pre-amplificación y aumentar la tasa de conteo como se observó a lo largo de esta experiencia, produce mas corriente de reversa la cual llega al preamplificador sensible a carga y es amplificada luego, ademas esta configuración presenta un tiempo de recolección de carga mas lento ya que la capacitancia del arreglo es mayor que para un solo fotodiodo.

La salida del detector bajo la incidencia de fotones de dados por la muestra de Co-57, fue suficiente para lograr hacer funcionar el circuito detector 7.6 como se puede ver en la figuras, el circuito detector fue conectado a la salida y al hacer incidir los fotones las alarmas tanto visible como auditiva respondieron, al colocar una lamina de plomo se vio que estos dejaban de responder ya que no existía incidencia sobre el elemento transductor (el fotodiodo).



(a)



(b)

Figura 8.8: Las figuras muestran la salida al acercar la muestra a la ventana del recinto que albergó el fotodiodo usado para esta experiencia, con una temperatura establecida sobre el recinto que se estima en unos 18°C

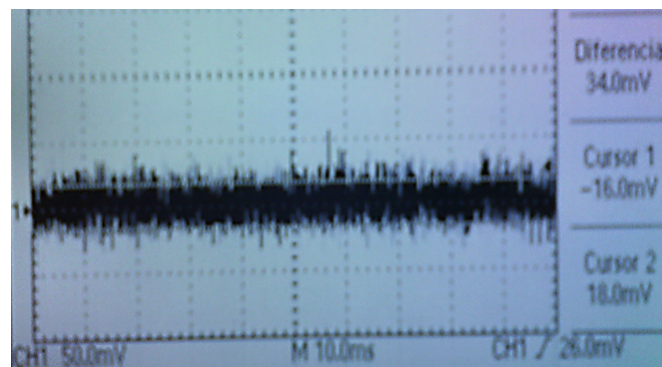
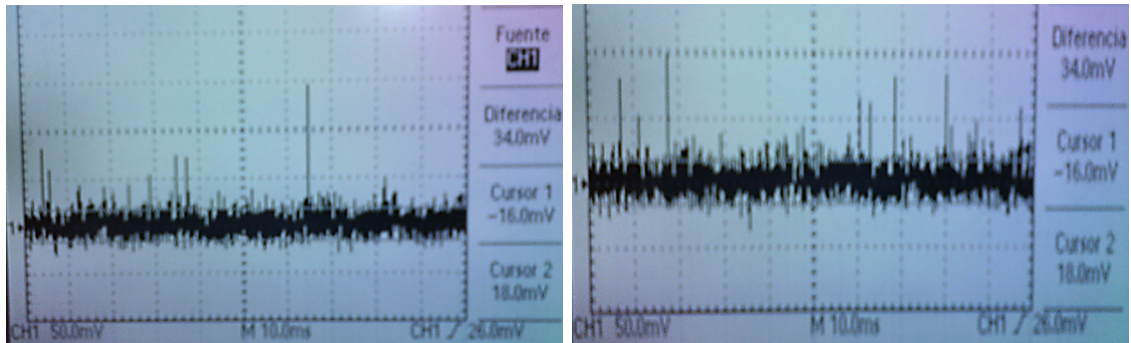
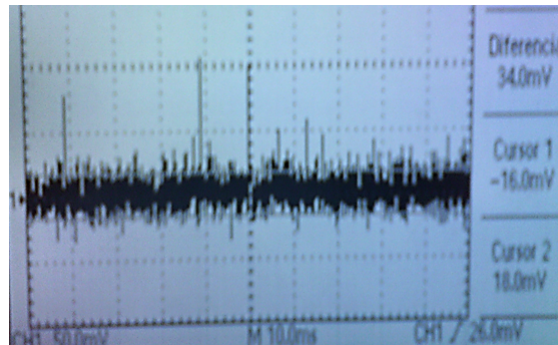


Figura 8.9: El ruido para la experiencia se ubico en un ancho de amplitud de 34mV



(a)

(b)



(c)

Figura 8.10: La configuración produce una línea base con mas ruido, sin embargo se logró ver que la tasa efectiva de conteo aumenta, esto ultimo lo evidenció el que veíamos mas pulsos en esta configuración

Capítulo 9

Conclusiones

Se logró construir un dispositivo de detección de la radiación X y gamma con energías de entre 10keV y 30keV, con la utilización de fotodiodos PIN como elemento transductor, el dispositivo fue probado con una fuente de radiación gamma de $Co - 57$ (la actividad de la fuente fue de $12mCi$) y sales de Uranio, el dispositivo arrojó como salida trenes de pulsos cuya altura fue variable y que dependen de la intensidad de la radiación incidente siendo los resultados satisfactorios para los objetivos trazados en el TEG.

El dispositivo construido para este proyecto de TEG posee una buena sensibilidad, la cual puede mejorar por ejemplo disminuyendo la temperatura de los fotodiodos, a la incidencia de fotones en el rango de interés (10keV a 30 keV), ya que este puede funcionar incluso con un solo fotodiodo como elemento captor. En cuanto a la disposición o configuración de los fotodiodos para la detección concluimos que la forma utilizada en nuestro proyecto (fotodiodos cuya conexión es independiente) es la mas eficiente y correcta por introducir menos ruido a la salida aumentando de la misma forma el numero efectivo de cuentas, en otras palabras nuestro circuito funciona de la manera mas eficiente logrando registrar a la salida pulsos los mas limpio posibles.

Como se ha mostrado en este trabajo y con base en los resultados encontrados para el dispositivo detector construido, los fotodiodos PIN son una buena opción para la detección de la radiación ionizante, mostrando características de buena resolución y buena sensibilidad incluso usando una electrónica cuyos dispositivos son comunes en el laboratorio, ya que el caso de este TEG no fue utilizado dispositivo sofisticado o especial alguno, en este sentido los resultados pueden ir incluso mas allá, no obstante los obtenidos para este proyecto son mas que buenos. Podemos decir ademas que los fotodiodos PIN se pueden usar como dispositivo transductor para la construcción de una amplia variedad de sistemas de detección de la radiación cuya energía se encuentra en el orden de los Rayos-X y Rayos- γ y que como elemento agregado estos dispositivos serian de bajo costo.

Apéndice A

Fundamentos sobre fuente conmutada(Switching) tipo Boost

Las fuentes conmutadas o swiching permiten obtener un voltaje de salida mayor o incluso menor que el voltaje a la entrada mediante la conmutación del circuito entre dos estados ON y OFF, con frecuencias que comunmente están en el orden de los kilohercios, generalmente el dispositivo utilizado para dicha conmutación es el transistor, el cual es obligado a ir entre las regiones de saturación y corte. Las fuentes conmutadas logran englobar todas las posibles combinaciones de transformación de voltajes, por lo que se puede encontrar fuentes conmutadas DC-DC, DC-AC, AC-DC y AC-AC, teniendo como ventajas mas marcadas frente a las fuentes lineales la reducción de peso y tamaño, y su alta eficiencia. En esta sección explicaremos el principio de funcionamiento de las fuentes conmutadas del tipo Boost, una fuente conmutada Boost o convertidor Boost es un dispositivo electrónico, que permite elevar el voltaje a la entrada utilizando un dispositivo interruptor y por lo menos dos elementos para almacenar energía (combinación entre inductor simple y condensador).

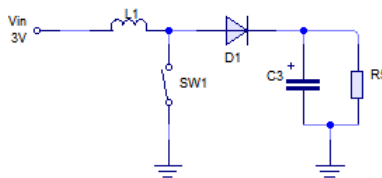


Figura A.1: Circuito Básico de una fuente conmutada tipo boost

Para explicar el principio de funcionamiento de un convertidor boost, partiremos del esquema mostrado en la figura A.1, en el cual dependiendo del estado del interruptor *SW1* la carga en inductor podrá ser trasferida o no al condensador *C1*, de esta manera tenemos dos situaciones dadas por el estado de *SW1*, un primer estado cuando dicho interruptor está cerrado, que llamaremos estado ON, y un segundo estado cuando está abierto, el cual llamaremos estado OFF. Para el estado ON (figura ??) el circuito se puede simplificar a un inductor el cual es sometido al potencial de entrada V_{in} , la corriente se eleva y la energía se almacena en dicho inductor, esta situación se mantendrá por un periodo

de tiempo T_{ON} , al termino del cual, el interruptor se abre y se dará paso al estado OFF (figura ??). En el estado OFF, el inductor se encontrará a una diferencia de potencial de $V_{in} - V_o$ y la energía almacenada en el inductor se transfiere a la salida a través del diodo D1. Teniendo en cuenta las ideas anteriormente expuestas, podemos deducir la expresión de la corriente para cada uno de los estados como sigue:

En el estado ON

$$V_{in} = L \frac{dI_L}{dt}$$

$$\text{Luego; } \int dI_L = \frac{V_{in}}{L} \int dt$$

$$\Delta I_{L_{ON}} = \frac{V_{in}}{L} T_{ON} = \frac{V_{in}}{L} D.T \quad (\text{A.1})$$

En el estado OFF

$$\text{Suponendo cero la caída de voltaje en el diodo D1; } V_{in} - V_o = L \frac{dI_L}{dt}$$

$$\text{Entonces; } \int dI_L = \frac{V_{in} - V_o}{L} \int dt$$

$$\Delta I_{L_{OFF}} = \frac{V_{in} - V_o}{L} T_{OFF} = \frac{V_{in} - V_o}{L} (1 - D)T \quad (\text{A.2})$$

Para el análisis de los estados hemos utilizado las relaciones $DT = T_{ON}$ y $T = T_{ON} + T_{OFF}$, donde T y D son el *periodo de trabajo* y el *factor activo* (duty cycle) respectivamente, este último parámetro es de vital importancia en el estudio de las fuentes conmutadas debido a que nos proporciona información acerca de los parámetros del circuito. De las ecuaciones A.1 y A.2, considerando además que la corriente en el inductor nunca llega a ser cero (régimen continuo) y que $\Delta I_{L_{ON}} = -\Delta I_{L_{OFF}}$, podemos derivar $D = 1 - (V_{in}/V_o)$, así:

$$D = 1 - \frac{V_{in}}{V_o} = \frac{T_{ON}}{T} = \frac{T_{ON}}{T_{ON} + T_{OFF}} \quad (\text{A.3})$$

viéndolo para el voltaje de salida;

$$V_o = \frac{V_{in}}{(1 - D)} \quad (\text{A.4})$$

A partir de estas relaciones podemos saber los valores de los tiempos de conmutación T_{ON} y T_{OFF} para que a la salida del circuito se obtenga el valor de voltaje deseado. Frecuentemente a la hora de plantear nuestra fuente conmutada tenemos por adelantado información sobre el orden de la frecuencia de conmutación, es decir, el periodo de trabajo es un dato dado de antemano y ya que de la ecuación A.4 podemos ver que al variar el factor activo podemos variar el voltaje de salida, de A.3 el voltaje deseado a la salida puede ser alcanzado de dos maneras, en primer lugar si se varia el tiempo activo T_{ON} , dejando constante la frecuencia de pulsación f lo cual es conocido como *Modulación*

por *Ancho de Pulso* (PWM) y una segunda manera la cual implica variar el periodo de trabajo T , o bien f , en la cual el tiempo activo T_{ON} , o el tiempo inactivo T_{OFF} , se mantiene constante, esto es conocido como *Modulación por Frecuencia*. Se puede obtener mas información acerca del circuito convertidor a partir de esta serie de ecuaciones, un ejemplo concreto sería si queremos una fuente conmutada tipo boost cuyo voltaje de salida sea $V_o = 5V_{in} \implies D = 0,8$, luego si establecemos una frecuencia de trabajo $f_T = f \implies T_{ON} = 0,8/f$ y $T_{OFF} = 0,2/f$, esto nos permitiría saber el valor del inductor a utilizar de modo que se cumpla la relación A.5, sabiendo que ΔI_L generalmente se toma como un tercio de la corriente que exigimos a la entrada, ésto es, por conservación de la potencia:

$P_i = P_{sal}$; Si no hay perdida por la conmutación del interruptor se cumple que

A la entrada	→	A la salida
V_{in}	→	$5V_{in}$
$5I_{sal}$	←	I_{sal}

por lo tanto para nuestro ejemplo $\Delta I_L = 30\%(5I_{sal})$, de esta forma tendríamos todos los valores y parámetros a utilizar en nuestro circuito de esta manera estaremos realizando una fuente conmutada tipo boost, trabajando en régimen continuo y con modulación de ancho de pulso, hemos trabajado en base a este ejemplo ya que el régimen discontinuo dificulta mucho los cálculos y la modulación por frecuencia muestra una salida con mucho ruido.

$$L = \frac{V_{in}T_{ON}}{\Delta I_L} \quad (\text{A.5})$$

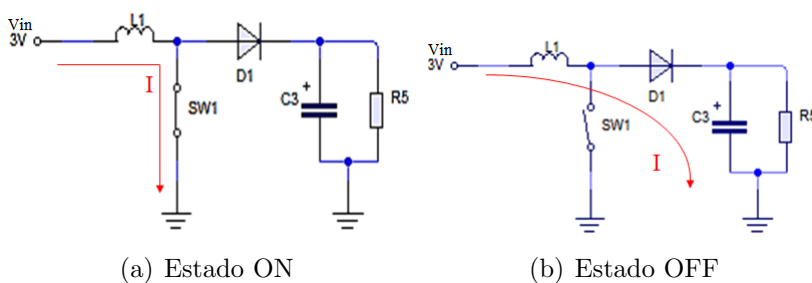


Figura A.2: Estados del Convertidor Boost

Bibliografía

- [1] FJ Ramírez-Jiménez, L Mondragón-Contreras, and P Cruz-Estrada. Application of pin diodes in physics research. In *Particles and Fields: X Mexican Workshop on Particles and Fields Part B(AIP Conference Proceedings Series)*, volume 857, pages 395–406, 2006.
 - [2] L Mondragón-Contreras, FJ Ramírez-Jiménez, EF Aguilera-Reyes, and CE Ojedana. Pin photo-diodes as radiation detectors in accelerator applications. In *Proceedings of International Topical Meeting on Nuclear Research Applications and Utilization of Accelerators*, 2010.
 - [3] Faiz M Khan. *The physics of Radiation Therapy*. Lippincott Williams and Wilkins, 2 edition, 1994.
 - [4] Frank Herbert Attix. *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. WILEY-VLC, 3 edition, 2007.
 - [5] F.J. Cabrero Fraile. *Imagen radiológica: principios físicos e instrumentación*. MASON, 2 edition, 2007.
 - [6] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley and Sons, Inc., 3 edition, 2008.
 - [7] Nicholas Tsoulfanidis. *Measurement and Detection of Radiation*. Taylor and Francis, 2 edition, 1995.
 - [8] Ervin B. Podgorsak. *Radiation Physics for Medical Physicists*. Springer-Verlag, 1 edition, 2006.
 - [9] Calude Leroy. *Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection*. World Scientific Publishing, 1 edition, 2004.
 - [10] Jhon Lilley. *Nuclear Physics, Principles and Applications*. Jhon Wiley and Sons, Ltd, 1 edition, 2001.
 - [11] Resnick Eisberg. *Física Cuántica: Átomos, Moléculas, Sólidos, Núcleos y Partículas*. LIMUSA WILEY, 1 edition, 1985.
 - [12] A. Compton and K. Allison. *X-Rays In Theory and Experiment*. D. Van Nostrand Company, Inc, 2 edition, 1935.
-

- [13] Romas Karazija. *Introduction to the Theory of X-Ray and Electronic Spectra of Free Atoms*. Springer Science, LLC, 1 edition, 1996.
 - [14] B.K Agarwal. *X-Ray Spectroscopy, an introduction*. Sprinter-Verlag, 2 edition, 1991.
 - [15] Mark James E. *Methods of X-Ray and Neutron Scattering In Polymer Science*. Oxford University Press, 1 edition, 1996.
 - [16] David Attwood. *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications*. Cambridge University Press, 1 edition, 1999.
 - [17] Thomas A. Carlson. *Photoelectron and Auger Spectroscopy*. Plenum Press, 1 edition, 1975.
 - [18] M. O. Krause. Atomic radiative and radiationless yields for k and l shells. *Transuranium Research Laboratory*, 8:317, 1979.
 - [19] D. Chattarji. *The Theory of Auger Transitions*. Academic Press, 1 edition, 1976.
 - [20] J. G. Ferreira and M.T. Ramos. *X-Ray Spectroscopy in Atomic and Solid State Physics*. Plenum Press, 1 edition, 1988.
 - [21] Walter E. Meyerhof. *Elements of Nuclear Physics*. McGraw-Hill, 1 edition, 1967.
 - [22] P.J. Ouseph. *Introduction to Nuclear Radiation Detectors*. Plenum Press, 1 edition, 1975.
 - [23] Eberhard H. and Werner N. *The Elementary Process of Bremsstrahlung*. World Scientific, 1 edition, 2004.
 - [24] Alan Owens. *Compound Semiconductor Radiation Detectors*. CRC Press, 1 edition, 2012.
 - [25] E. Segre. *Experimental Nuclear Physics, volumen I*. John Wiley and Sons, Inc, 1 edition, 1953.
 - [26] Walter Heitler. *The Quantum Theory of Radiation*. Oxford University Press, 3 edition, 1954.
 - [27] Arthur Holly Compton. *X-Rays and Electrons: an Outline of Recent X-Ray Theory*. D Van Nostrand Company, 1 edition, 1926.
 - [28] Helmuth Spieler. *Semiconductor Detector Systems*. Oxford Science Publications, 1 edition, 2005.
 - [29] Charles Kittel. *Introduction to Solid State Physics*. John Wiley and Sons, Inc, 8 edition, 2005.
 - [30] Robert L. Boylestad and Louis Nashelsky. *Electronic Devices and Circuit Theory*. Pearson, 11 edition, 2009.
-

-
- [31] Stephen Fleeman. *Electronic Devices: Discrete and Integrated*. Prentice-Hall, 1 edition, 1990.
- [32] L. Nashelsky Robert L. Boylestad. *Electrónica: Teoría de circuitos y dispositivos electrónicos*. Pearson, 10 edition, 2009.
- [33] Sheng S. Li. *Semiconductor Physical Electronics*. Springer, 2 edition, 2006.
- [34] J. H. Leck. *Theory of Semiconductor Junction Devices: A Textbook for Electrical and Electronic Engineers*. PERGAMON PRESS, 1 edition, 1967.
- [35] James Patterson and Bernard Bailey. *Solid- State Physics: Introduction to the Theory*. Springer, 2 edition, 2010.
- [36] Ilgun Yun. *Photodiodes From Fundamentals to Applications*. InTech, 1 edition, 2012.
- [37] Gian-Franco Dalla Betta. *Advances in Photodiodes*. InTech, 1 edition, 2011.
- [38] Joachim Piprek. *Semiconductor Optoelectronic Devices, Introduction to Physics and Simulation*. ACADEMIC PRESS, 1 edition, 2003.
- [39] Muhammad H. Rashid. *Electrónica de Potencia*. Prentice Hall, 2 edition, 1993.
- [40] Daniel W. Hart. *Electrónica de Potencia*. Pearson, 1 edition, 2001.
- [41] Vishay Semiconductors. *Silicon PIN Photodiode*. Vishay Semiconductors GmbH, 1 edition, 1999.
-