



**CENTRO DE INVESTIGACIÓN EN MATERIALES AVANZADOS, S. C.
DEPARTAMENTO DE ESTUDIOS DE POSGRADO**

DESARROLLO DE DIODOS TÚNEL

Tesis como Requisito para obtener el Grado de Maestría en Ciencias
de Materiales presenta:

Jesús Armando León Gil

ASESOR:
Dr. Jaime Alvarez Quintana

Agradecimientos

Primeramente quiero agradecer a mi asesor el Dr. Jaime Alvarez Quinta por apoyarme en el desarrollo de esta tesis ya que sus comentarios y observaciones me fueron de mucha utilidad. De la misma manera, extendiendo los agradecimientos a mis sinodales el Dr. Alfredo Morales y el Dr. Sergio Pérez por sus pertinentes observaciones y aportaciones.

Agradezco al Centro de Investigación en Materiales Avanzados, S. C. por permitirme realizar mis estudios y con ello formarme. De la misma manera, extendiendo mis agradecimientos a los técnicos que me ayudaron con la caracterización necesaria para poder llevar a cabo este trabajo de tesis. Así como también quiero agradecer al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por la financiación de este proyecto.

Así mismo expreso mi gratitud a mis amigos y familiares ya que su apoyo fue muy necesario para motivarme a continuar con este trabajo. En especial a mi madre Nancy por alentarme a continuar con mis estudios. A mis tíos Nicomedes y Lorena por apoyarme durante aquellos tiempos difíciles; y a mi hermana por compartirme su buen ánimo y su cariño. Finalmente agradezco a mi novia Berenice por estar siempre dispuesta a prestarme su ayuda a lo largo de este proceso.

CONTENIDO

Índice de tablas.....	iv
Índice de figuras	iv
RESUMEN.....	1
CAPÍTULO I: INTRODUCCIÓN	2
1.1 Tipos de diodos	4
1.1.1 Diodo de unión p-n	4
1.1.2 Diodo con barrera Schottky	10
1.1.3 Diodo túnel	14
1.2 Mecanismos de transporte de corriente	18
1.2.1 Tunelamiento Fowler-Nordheim.....	19
1.2.2 Tunelamiento directo	20
1.2.3 Emisión Poole-Frenkel.....	21
1.2.4 Conducción óhmica	22
1.3 Sistema cosechador de energía RF.....	23
1.4 JUSTIFICACIÓN	24
1.5 HIPÓTESIS	24
1.6 OBJETIVOS	25
1.6.1 Objetivo general	25
1.6.2 Objetivos específicos.....	25
CAPÍTULO II: DESARROLLO DE UN SISTEMA COSECHADOR DE ENERGÍA DE RADIOFRECUENCIA	26
2.1 Diseño del cosechador de RF.....	27
2.1.1 Antena.....	27
2.1.2 Acoplador de impedancias y circuito resonante	27
2.1.3 Multiplicador de voltaje	28
2.2 Modelo propuesto para la impedancia de entrada y salida del multiplicador de voltaje Cockroft-Walton	30
2.3 Verificación experimental del modelo	32
2.4 Desempeño del cosechador de energía para radioemisiones FM.....	36
2.5 Cosechador de RF: Conclusiones parciales	39
CAPÍTULO III: ESTUDIO DE LA CONDUCTANCIA ELÉCTRICA A NANOESCALA	40
3.1 Modelado de la conductancia eléctrica a nanoescala	41

3.2	Diseño del dispositivo con estructura tipo MIM	48
3.2.1	Diseño de la máscara	49
3.2.2	Limpieza del sustrato	50
3.2.3	Proceso de fotolitografía	50
3.2.3.1	Deshidratación.....	50
3.2.3.2	Recubrimiento por centrifugado para la fotoresina.....	50
3.2.3.3	Cocción suave	51
3.2.3.4	Alineación y exposición a la luz UV	51
3.2.3.5	Desarrollo de los patrones	51
3.2.3.6	Curado de fotoresina	52
3.2.4	Depósito del material dieléctrico	52
3.2.5	Depósito de aluminio y procesos de lift-off.....	53
3.2.5.1	Contacto inferior	53
3.2.5.2	Contacto superior	53
3.3	Verificación experimental.....	54
3.4	Conductancia eléctrica a nanoescala: Conclusiones parciales	58
CAPÍTULO IV: CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS		59
4.1	Conclusiones generales	60
4.1.1	Sistema cosechador de energía RF.....	60
4.1.2	Estudio de la conductancia eléctrica a nanoescala.....	60
4.2	Perspectivas	60
V	BIBLIOGRAFÍA.....	61

Índice de tablas

Tabla 1. Mediciones de corriente en corto circuito, voltajes de circuito abierto, al igual que los valores de corriente calculados en los diodos con CWVM con diferente número de etapas.	32
Tabla 2. Parámetros de los dispositivos que conforman el CWVM.	33
Tabla 3. Comparación entre la impedancia experimental y los valores predichos por varios modelos y también por el que se propone en el grupo de trabajo.	33
Tabla 4. Dimensiones de los electrodos.....	49
Tabla 5. Parámetros de depósito del material dieléctrico.	52
Tabla 6. Parámetros de depósito del electrodo.	53

Índice de figuras

Figura 1. Diodo de unión p-n.....	5
Figura 2. Diodo de unión p-n bajo un voltaje de polarización directa.....	5
Figura 3. Características IV para un diodo de unión p-n.	6
Figura 4. Diodo de unión p-n bajo una polarización inversa.....	6
Figura 5. Características IV bajo una polarización inversa.....	7
Figura 6. Tiempo de recuperación directa.....	9
Figura 7. Características en la respuesta de un diodo de unión p-n.....	10
Figura 8. Estructura de un diodo de barrera Schottky.	11
Figura 9. Diagrama de bandas de energía para una barrera Schottky: (a) Cuando ambos materiales están separados y (b) Al unir ambos materiales.	11
Figura 10. Diagrama de bandas para una barrera tipo Schottky bajo una polarización directa.	12
Figura 11. Diagrama de bandas para una barrera tipo Schottky bajo una polarización inversa.	13
Figura 12. Curvas características IV para un diodo Schottky y un diodo convencional.	13
Figura 13. Diagrama de bandas de energía de un diodo túnel en equilibrio térmico.	14
Figura 14. Función de onda de un electrón durante el efecto túnel.....	15
Figura 15. Características IV de un diodo túnel.....	16
Figura 16. Diagrama de bandas de energía para un diodo túnel: (a) Bajo un equilibrio térmico, (b) Al aplicarle un voltaje de cresta y (c) Al aplicarle un voltaje de valle.	17
Figura 17. Diagrama de bandas de energía de un diodo túnel tipo MIM: (a) En equilibrio térmico y (b) En polarización directa.	18
Figura 18. Diagrama de bandas de energía para una estructura Metal/Dieléctrico/Metal bajo tunelamiento Fowler-Nordheim.	19

Figura 19. Diagrama de bandas de energía para una estructura Metal/Dieléctrico/Metal para el caso del tunelamiento directo.	20
Figura 20. Densidad de corriente vs el campo eléctrico aplicado a un material dieléctrico con diferente espesor	21
Figura 21. Diagrama de bandas de energía para una estructura Metal/Dieléctrico/Metal para el caso de la emisión Poole-Frenkel	21
Figura 22. Diagrama de bandas de energía para una estructura Metal/Dieléctrico/Semiconductor para el caso de la emisión Óhmica	22
Figura 23. Sistema de cosechamiento de energía: (a) Concepto del proceso de captura energética y (b) Descripción general de las etapas del sistema.	23
Figura 24. Multiplicadores de voltaje Cockroft-Walton con diferentes etapas: (a) N=3, (b)=5, (c) N=6 y (d) N=10 etapas.	29
Figura 25. Multiplicadores de voltaje Cockroft-Walton basados en capacitores de 10pF: (a) Diodos Schottky BAT85 y (b) Diodos Schottky HSMS2852.....	29
Figura 26. (a) Diagrama convencional del multiplicador de voltaje Cockroft-Walton, (b) Modelo de una línea de transmisión adaptado al CWVM.	30
Figura 27. Desempeño de los CWVM con diferentes etapas: (a) V_{out} vs R_{load} y (b) Potencia de salida vs R_{load}	34
Figura 28. Corriente en corto circuito y voltaje de circuito abierto en función del número de etapas del CWVM.	35
Figura 29. Potencia de salida vs resistencia de carga: (a) Diodos BAT85 con diferentes capacitores y (b) Capacitores de 10nF con diferentes diodos.	36
Figura 30. (a) Espectro de RF de las emisiones de FM detectadas y (b) Señal de FM detectada por el circuito resonante.....	37
Figura 31. (a) Diagrama pictórico del cosechador de RF y (b) Prototipo real del cosechador de RF.	37
Figura 32. Análisis de la potencia de salida: (a) Comparada con el número de etapas y (b) Efecto de los capacitores y la resistencia de carga.	38
Figura 33. Alimentación de dispositivos de baja potencia: (a) Calculadora y (b) Un LED de alta eficiencia.....	39
Figura 34. Esquema de dos nanocontactos: (a) Desde una vista superior, (b) Desde una vista frontal, (c) Ilustración de los nanoresistores generados en el dieléctrico, (d) Ilustración del área de solapamiento.	42
Figura 35. Microcontactos formados considerando varios nanocontactos apilados.	43
Figura 36. (a) Solución de la integral exponencial, y (b) Rango de validez del modelo verificado mediante los valores permitidos de $\sin(\theta)$, claramente el modelo está limitado a la nanoescala. El recuadro muestra paquetes de nanocontactos que constituyen los microcontactos.	44

Figura 37. Modelado de la conductancia eléctrica en función del ángulo azimutal variando el número de nanocontactos apilados, los cuales tienen un tamaño de 100nm con una distancia de separación de 5nm. Para mayor claridad se muestra el recuadro de esta situación.	45
Figura 38. Modelado de la conductancia eléctrica en función del ángulo azimutal para dos nanocontactos separados una distancia de 5nm entre ellos variando el tamaño de estos. Para mayor claridad se muestra esta situación en el recuadro.....	46
Figura 39. Modelado de la conductancia eléctrica en función del ángulo azimutal para dos nanocontactos traslapados con ancho de 10nm separados por diferentes distancias entre ellos. Para mayor claridad, se ilustra esta situación con el recuadro.....	47
Figura 40. (a) Esquema que describe la posición relativa de dos nanocontactos traslapados debido a los cambios en el ángulo de inclinación y azimutal y (b) Modelado de la conductancia eléctrica en función del ángulo azimutal para dos nanocontactos traslapados variando el ángulo de inclinación.	48
Figura 41. Topología de los electrodos: (a) Contacto inferior, (b) Contacto superior y (c) Vista al solapar ambos electrodos con $\theta=90^\circ$	49
Figura 42. Depósito de la fotoresina: (a) Incorporación de la fotoresina al sustrato, (b) Centrifugado de la fotoresina y (c) Secado de la fotoresina.	51
Figura 43. Patrón del contacto inferior obtenido mediante el proceso de fotolitografía.....	52
Figura 44. Diseño del contacto inferior: (a) Después de haber depositado los metales y (b) Después de haber realizado el proceso de lift-off.	53
Figura 45. Dispositivo final con un ángulo azimutal de $\theta=91.32^\circ$	54
Figura 46. (a) Modelado de la conductancia eléctrica en función del ángulo azimutal para un par de nanocontactos solapados con un ancho de 100nm y separados una distancia de 5nm, (b) Imagen pictórica de nanoresistores de ingeniería basados en el efecto de tunelamiento.	55
Figura 47. (a) Esquema pictórico de los nanoresistores microfabricados, y (b) Imágenes ópticas de los nanoresistores con diferente ángulo azimutal. El recuadro muestra la película de SiO ₂ depositada entre los microcontactos.	56
Figura 48. Curvas características IV para los nanoresistores con diferente ángulo azimutal.	56
Figura 49. Valores experimentales de la conductancia eléctrica en función del ángulo azimutal para nanoresistores con un ancho de 300 μ m y una separación de 5nm.....	57
Figura 50. (a) Comparación entre el modelado y datos experimentales sobre la región de interés, y (b) Verificación de la dependencia lineal de $K(E_i)$ como se señaló en la ecuación (5). Aquí, la línea roja sólo se utilizó sólo como guía.	57

RESUMEN

Los diodos tipo MIM (Metal/Dieléctrico/Metal) son dispositivos que basan su funcionamiento en el tunelamiento de los electrones a través de barreras dieléctricas con espesor menor a los 10nm, debido a esto no hay presencia de capacitancias parásitas. Esta peculiaridad le otorga a los diodos MIM la capacidad de responder a altos niveles de frecuencia y además da origen a una zona de resistencia negativa con la cual es posible amplificar la señal. Debido a estas características los diodos MIM pueden implementarse en sistemas cosechadores de energía RF. Los sistemas cosechadores de energía RF son capaces de capturar las ondas electromagnéticas que se encuentra libres en el medio ambiente y convertirlas en energía eléctrica con la que se pueden alimentar directamente dispositivos de baja potencia o puede ser empleada para recargar las baterías de estos. La etapa más importante en este tipo de sistemas es el conversor AC-DC ya que aquí se incrementa el voltaje de salida dependiendo del número de etapas que constituyen el multiplicador. Aunado a esto, otra característica importante son las impedancias de entrada y de salida del CWVM ya que estas marcan una diferencia importante en la eficiencia de todo el sistema, puesto que un desacople de impedancias origina la pérdida de energía y por consiguiente un desempeño deficiente.

Entonces, la eficiencia del conversor AC-DC en los CWVM queda determinada por los capacitores y diodos que constituyen dicho sistema, pues estos dispositivos a su vez definen la impedancia de entrada y de salida del CWVM. Por lo tanto, aunque existen varias aproximaciones en la literatura para reproducir los valores de la impedancia de entrada y la de salida de dichos convertidores, ninguno de ellos describe de manera precisa tales impedancias y por consiguiente es prácticamente imposible diseñar de manera precisa un cosechador de energía RF. Por otra parte, los convertidores CW actualmente están desarrollados a partir de diodos de unión p-n o barreras Schottky y debido a sus bajos voltajes de operación y capacitancias parásitas solamente pueden utilizarse para el cosechado de energía RF en la región de medias a bajas. Sin embargo, en la región de altas frecuencias es donde la densidad de corriente es mayor siendo prácticamente imposible el funcionamiento de estos dispositivos. Una solución prometedora a este problema es el uso de diodos MIM a causa de sus altas frecuencias de operación. No obstante, ya que la naturaleza de la transferencia de carga de dicho dispositivo es por tunelamiento y la probabilidad de tunelamiento en estos es casi cero dichos dispositivos presentan conductancias eléctricas muy bajas de manera que una gran porción de la energía capturada de RF será disipada en forma de calor generando con ellos grandes deficiencias en los sistemas cosechadores de energía. Una solución a este problema es la de realizar un estudio exhaustivo de la conductancia eléctrica y analizar los factores a nivel macroscópico que permitan su control. Por lo tanto, queda clara la necesidad de la existencia de un modelo físico el cual permita realizar esta tarea. De manera que en el presente trabajo de tesis se han logrado desarrollar modelos que describan los problemas discutidos los cuales han sido corroborados de manera exitosa y además se han logrado desarrollar sistemas cosechadores de energía para la banda comercial de FM de manera exitosa.

CAPÍTULO I: INTRODUCCIÓN

I. INTRODUCCIÓN

En el presente trabajo se busca desarrollar diodos túnel con estructura tipo MIM (Metal/Dieléctrico/Metal) debido a que son dispositivos que en sus curvas IV muestran una zona de resistencia negativa que hace funcionar al diodo como un amplificador, es decir, cuando se aplica una determinada corriente al dispositivo se obtienen valores de voltaje más altos al operar en la zona de resistencia negativa [1-3]. Además como su transferencia de carga ocurre por tunelamiento a través del material dieléctrico, el cual debe ser sumamente delgado (<10 nm), causa que su tiempo de respuesta sea mucho menor al obtenido con los diodos convencionales y con ello los diodos túnel son capaces de funcionar en frecuencias que están por el orden de los terahertz (THz). Por lo tanto, al adaptar los diodos túnel a un sistema de recolección de radiofrecuencia (RF) existe la posibilidad de cosechar la energía suficiente como para alimentar dispositivos de baja potencia y con la gran cantidad de señales de RF dispersas en el ambiente hoy en día se favorece este fin [4-8]. Esto se debe principalmente a que los diodos tipo MIM a diferencia de los diodos convencionales no son afectados por capacitancias parásitas porque su funcionamiento se basa en el tunelamiento del electrón. Por consiguiente se prevé que los diodos túnel adaptados a este tipo de sistemas tienen un gran potencial como cosechadores de energía.

Sin embargo, para este trabajo de tesis se da prioridad a los fundamentos básicos tanto del sistema cosechador de RF como de los diodos túnel. Por tal motivo este trabajo toma dos vertientes una que se enfoca en los fundamentos básicos del diodo y la otra en hacer más eficiente al cosechador de energía. En el caso de los sistemas cosechadores de energía una de las etapas más importantes viene siendo el multiplicador de voltaje que en este caso se realiza usando un multiplicador de voltaje Cockroft-Walton, el cual se fabrica con elementos comercialmente disponibles. El estudio se centra en un análisis de las impedancias del CWVM ya que marcan una diferencia importante en la potencia de salida de todo el sistema. De modo que en vías de comparar nuestros resultados experimentales decidimos buscar modelos que describieran el comportamiento de la impedancia en el multiplicador pero se encontraron algunos detalles en los modelos reportados en la literatura debido a que no predecían correctamente la impedancia. En base a eso se decide desarrollar un modelo que calcule la impedancia tanto de entrada como de salida del CWVM.

De la misma manera durante el desarrollo del estado del arte enfocado a los diodos MIM se encontraron algunas deficiencias en el fundamento teórico referente al transporte de carga para este y otros dispositivos. Tal es el caso de los transistores de efecto de campo con estructura tipo Metal/Óxido/Semiconductor (MOSFETs) donde está siendo muy necesario un escalamiento agresivo para las películas delgadas hechas a base de óxidos. Además, con la aproximación al régimen de los nanómetros se presentan algunos inconvenientes debido a que en los materiales dieléctricos ultradelgados que constituyen estos dispositivos se propicia el transporte de carga por tunelamiento directo a través de la compuerta, lo cual genera corrientes de fuga que afectan el encendido y apagado del transistor [9-11].

Similarmente, están surgiendo nuevas investigaciones y es conveniente tratar de asimilar cómo se comportan los portadores de carga sobre estos materiales, tal es el caso de la electrónica flexible basada en polímeros que son procesados en grandes volúmenes utilizando la impresión de inyección de tinta o depósito por rociado, las cuales representan la tendencia de "la electrónica en todas partes" enfocada en el transporte de electrones a través de dieléctricos orgánicos ubicados entre dos electrodos metálicos [12-14]. Además de esto, compuestos a base de nanoestructuras han atraído gran interés por el aumento significativo de la conductividad eléctrica ocasionado por la adición de las nanoestructuras en matrices poliméricas o cerámicas. En tales sistemas si el número de nanoestructuras por unidad de volumen, n , es relativamente grande provocará que estos se toquen y así la conductancia estará dada por percolación. No obstante, cuando n es más

pequeña que el umbral de percolación, n_c , dichas nanoestructuras estarán aisladas entre sí, por lo cual la conductancia estará controlada por el tunelamiento de la carga [15].

Considerando las diferentes tecnologías que se basan en el tunelamiento de la carga toma mayor importancia un análisis profundo de la conductancia eléctrica ya que a pesar de que existen los fundamentos teóricos que explican los mecanismos de conducción se observa que aún no existe algún fundamento que mencione como manipular la conductancia eléctrica en sistemas nanométricos (nanoresistores) de una manera más ingenieril tal como se hace hoy en día con el diseño de las resistencias electrónicas.

Por lo tanto, se decide hacer un estudio de la transferencia de carga donde se investigue cómo mejorar la conductancia del diodo túnel desde niveles nanométricos a partir de modificaciones en su geometría, es decir, se busca como se afecta la conductancia del dispositivo al momento de variar el área de solapamiento entre ambos electrodos y esto se obtiene cambiando el ángulo azimutal que se forma entre ellos. Es por eso que se propone un modelo físico que sirve para diseñar la resistencia del dispositivo a nivel nanométrico (nanoresistores) basado en el efecto de tunelamiento cuántico tomando en consideración factores como el espesor de la película dieléctrica, el recorrido libre medio del electrón, el ángulo azimutal y el ángulo de inclinación todo esto bajo los fundamentos del formalismo de Landauer.

Por lo tanto, a lo largo de este trabajo se van a presentar dos modelos uno enfocado en el estudio de la impedancia y el otro en la conductancia eléctrica. No obstante para un mejor entendimiento de los modelados en las secciones siguientes se presentan los fundamentos básicos de los fenómenos de carga. Así como también se presenta un marco teórico que explica las características de algunos tipos de diodos y los sistemas de recolección de energía RF.

1.1 Tipos de diodos

Los diodos son unos de los dispositivos más simples pero que juegan un papel muy importante en los sistemas electrónicos. Se caracterizan por tener una baja resistencia en una dirección y una alta resistencia en la otra, generando en ellos curvas IV asimétricas. Sus diversas características les permiten implementarse tanto en sistemas simples como en sistemas complejos, es por ello que conocer su funcionamiento tiene gran importancia. Especialmente para este trabajo los diodos que generan un mayor interés son los diodos semiconductores de unión p-n, los diodos Schottky y los diodos túnel por lo cual en las siguientes secciones se describirán dichos dispositivos.

1.1.1 Diodo de unión p-n

1.1.1.1 Zona de agotamiento

Un diodo de unión p-n es aquel que se forma cuando unen un semiconductor tipo-p con uno tipo-n, dichos semiconductores se crean añadiendo distintas impurezas al material, al acoplar estos semiconductores se dice que tenemos una unión p-n. En estos materiales existe una difusión de los electrones libres ubicados en la región tipo-n a través de la unión para ocupar el lugar de los huecos de la región tipo-p, cuando los electrones abandonan su región de origen dan lugar a una carga positiva localizada en la cercanías de la unión p-n. Similarmente los huecos traspasan esta unión y ocupan los lugares dejados por los electrones, estableciendo una carga negativa en la región tipo-p, como se ilustra en la figura 1.

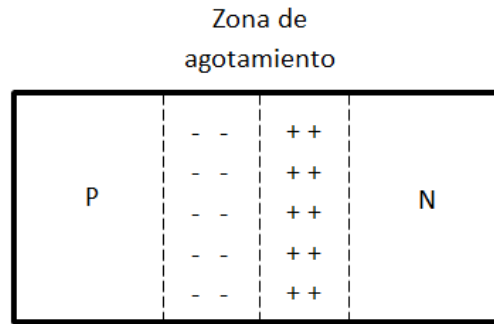


Figura 1. Diodo de unión p-n.

El área constituida por cargas opuestas produce un campo eléctrico a lo largo de la unión p-n dificultando la difusión de portadores adicionales, por consiguiente las cercanías a dicha unión se empobrecen de estos, por lo cual a esa región se le conoce como zona de agotamiento [16]. Debido a lo antes mencionado se sabe que no hay un flujo de corriente a través de la unión y el sistema se encuentra en equilibrio. Por lo general, la zona de agotamiento es del orden de $0.5 \mu\text{m}$ de ancho para este tipo de diodos y esta puede ser calculada de la siguiente manera

$$W = \left[\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r\phi_b}{q} \left(\frac{N_A+N_D}{N_A N_D} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

Donde, ε_r es la permitividad relativa, ε_0 es la permitividad en el vacío, N_A y N_D son la cantidad de impurezas en las regiones tipo-p y tipo-n respectivamente y ϕ_b es la barrera de potencial.

1.1.1.2 Polarización directa e inversa

Aplicando un voltaje de polarización directa, como se ilustra en la figura 2, dicho potencial aplicado actúa de manera opuesta a la barrera de potencial interna e interrumpe el equilibrio. Eventualmente, cuando el potencial aplicado es mayor que la barrera de potencial interna la zona de agotamiento y la barrera de potencial desaparecen permitiendo un flujo de corriente.

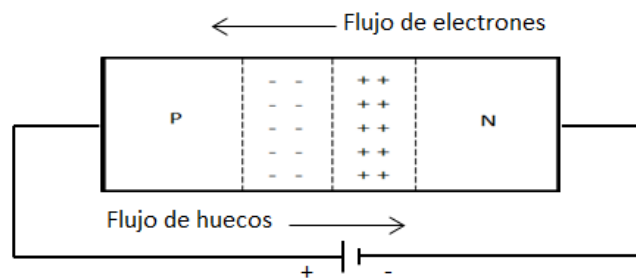


Figura 2. Diodo de unión p-n bajo un voltaje de polarización directa.

Operando bajo la polarización directa el diodo exhibe características específicas de voltaje y corriente, como se observa en la figura 3. Conforme se inicia el incremento de voltaje (V), la corriente (I) es cero, a razón de la barrera de potencial que impide el flujo de los portadores de carga [17]. Sin embargo, cuando V supera la barrera de potencial (ϕ_b) la unión desaparece completamente y los pares electrón-hueco comienzan a fluir, resultando en un incremento abrupto de la corriente que puede determinarse a partir de la siguiente ecuación

$$I = I_0 \left(e^{V/\eta V_T} - 1 \right) \quad (2)$$

Donde, I_0 es la corriente de saturación, η es el coeficiente de emisión y V_T es el voltaje térmico. El voltaje térmico se define a como $V_T = \frac{k_B T}{q}$, donde k_B es la constante de Boltzmann, T es la temperatura de la unión, y q es la carga del electrón.

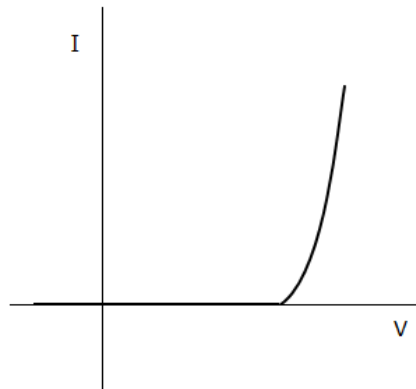


Figura 3. Características IV para un diodo de unión p-n.

En contraste, cuando se opera con polarización inversa el flujo de huecos y electrones ocurre en sentido opuesto, como se muestra en la figura 4, ocasionando que el ancho de la región de agotamiento aumente ya que se ve empobrecida de portadores de carga. Por lo tanto, la barrera de potencial resultante se incrementa impidiendo el flujo de portadores en ambas direcciones y por consiguiente se espera que no exista flujo de corriente.

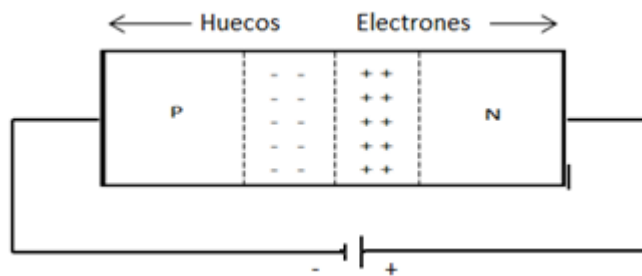


Figura 4. Diodo de unión p-n bajo una polarización inversa.

No obstante, en la práctica se alcanza a detectar una pequeña corriente. Esto sucede porque los electrones del material absorben la energía térmica necesaria para lograr el rompimiento de algunos enlaces y con ello continúan produciéndose pares electrón-hueco. Además cuando se aplican voltajes grandes de polarización inversa, los electrones libres situados en la región tipo-n se mueven con una velocidad lo suficientemente alta para desprender electrones de valencia, y a su vez estos electrones liberados desprenden más electrones. Así, un gran número de electrones libres es generado y pueden ser considerados como una avalancha de electrones los cuales

producen corrientes inversas muy grandes, como se ilustra en la figura 5. El voltaje al cual se lleva a cabo este fenómeno se le conoce como voltaje de ruptura (Breakdown Voltage) [16].

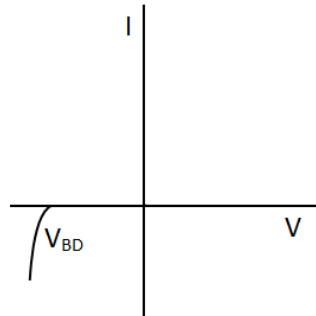


Figura 5. Características IV bajo una polarización inversa.

1.1.1.3 Capacitancias de difusión y de transición

La mayoría de los efectos capacitivos pueden ser ignorados en las bajas frecuencias debido a que la reactancia capacitiva $X_C = 1/2\pi fC$ es muy grande, comparada a la que se obtiene con circuito abierto. Sin embargo, los dispositivos electrónicos son inherentemente sensibles a las altas frecuencias ya que X_C se vuelve demasiado pequeña gracias a los grandes valores de f . En los diodos de unión p-n se presentan dos efectos capacitivos, ambos efectos están presentes tanto en la polarización directa como en la inversa. No obstante, debido a que un efecto capacitivo supera al otro en cada caso se considera como si sólo uno de ellos estuviera presente bajo una polarización determinada. De modo que, bajo una polarización inversa se presenta la capacitancia de unión (C_j) y en la polarización directa tenemos la capacitancia de difusión (C_D) [18].

1.1.1.3.1 Capacitancia de unión

Recordando la ecuación básica para la capacitancia de un condensador, $C = \epsilon A/W$, es posible obtener una idea de cómo se presenta la capacitancia de unión en los diodos. Donde W viene siendo la distancia que separa a las dos placas metálicas, A es el área de las placas y ϵ es la permitividad del material dieléctrico ubicado entre ambas placas. El papel del material dieléctrico en los diodos está representado por la zona de agotamiento ya que se comporta esencialmente como uno puesto que impide el flujo de los portadores de carga; entonces el ancho de la zona de agotamiento es análogo a la distancia existente entre las placas del capacitor. Cuando el diodo de unión p-n opera bajo una polarización inversa la zona de agotamiento no desaparece y con ello se producen más cargas de signos opuestos, tal como se mencionó anteriormente. Por consiguiente, debido a este fenómeno es como se genera la capacitancia de unión. Sin embargo, a pesar de que podríamos disminuir la capacitancia de unión con el aumento del ancho de la zona de agotamiento ya que como es conocido conforme se aumenta el voltaje aplicado sobre el diodo se incrementa el ancho de la zona de agotamiento, aun así se obtendrán capacitancias que se encuentren por el orden de los picofaradios. Además que voltajes de polarización inversa excesivos pueden llegar a dañar el dispositivo por tal motivo no es posible eliminar dicha capacitancia.

El origen de la capacitancia de unión puede comprenderse mejor analizando la ecuación siguiente

$$W = \left[\frac{2\epsilon_0\epsilon_r(\phi_b - V)}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

Donde V es el voltaje aplicado y ϕ_b es la barrera de potencial. Es posible observar que cuando no se aplica ningún voltaje externo ($V=0$) la zona de agotamiento de un diodo de unión p-n conserva su ancho alcanzado mediante un equilibrio térmico. Ya que los electrodos actúan como las placa metálicas de un capacitor esto le da al diodo una capacitancia de unión, C_j , que es de aproximadamente de 2 picofaradios.

Cuando se aplica una polarización directa la barrera de potencial efectiva $\Phi_B = [\phi_b - (+V)]$ disminuye y de la misma manera se reduce el ancho de la zona de agotamiento (W) y por ende C_j aumenta pero esto sólo se va a cumplir hasta cierto punto porque si se continúa aumentando el voltaje desaparece la zona de agotamiento y por ende las cargas estacionarias también. En contraste, bajo la polarización inversa los portadores mayoritarios se alejan de la unión p-n y con ello generan más cargas estacionarias. Ahora la barrera de potencial efectiva, $\Phi_B = [\phi_b - (-V)]$, aumenta y con ello W se incrementa conforme V se hace más grande dando como resultado una disminución en la capacitancia de unión pero en este caso C_j será permanente [16].

1.1.1.3.2 Capacitancia de difusión

Cuando un diodo de unión p-n se polariza directamente la capacitancia de difusión será mucho mayor a la capacitancia de unión. De la misma manera, al estar el diodo bajo una polarización directa se reduce la barrera de potencial y con ello huecos del lado-p son inyectados al lado-n. Igualmente se inyectan electrones del lado-n hacia la región-p. Teniendo en cuenta esto, entonces los huecos inyectados al lado-n vendrían siendo los portadores minoritarios en dicha región. Así que también se puede decir que una carga positiva se inyecta al lado-n desde la región-p. Por lo tanto, la concentración de huecos en el lado-n disminuye exponencialmente al apartarse de la zona unión la cual es proporcional con el voltaje de polarización directa. De modo que la tasa entre el cambio de cargas con el voltaje aplicado es conocida como la capacitancia de difusión C_D y se define de la siguiente manera

$$C_D = \frac{dQ}{dV} \quad (4)$$

Donde dQ representa el cambio en el número de portadores minoritarios almacenados fuera de la zona de agotamiento cuando se aplica un voltaje, dV , a lo largo del diodo. El efecto de C_D es despreciable bajo una polarización inversa puesto que la difusión de portadores minoritarios es muy baja.

Alternativamente también puede definirse la capacitancia de difusión de la siguiente manera

$$C_D = \frac{\tau I}{\eta V_T} \quad (5)$$

Donde τ es el tiempo de vida de los portadores, $\tau = RC$, e I es la corriente del diodo. La capacitancia de difusión, C_D , aumenta exponencialmente con el voltaje de polarización directa. Dicho de otra manera, C_D es directamente proporcional con la corriente, I , que se transfiere por el diodo. Los valores de C_D se encuentran en una rango de 10 a 1000pF asociando los valores más grandes con las corrientes más altas. Sin embargo, aumentos en los niveles de corriente dan como resultado niveles bajos en la resistencia del diodo que generan a su vez tiempos de vida bajos los cuales son muy importantes en aplicaciones de alta velocidad [17].

1.1.1.4 Tiempos de respuesta

Cuando se cambia la polarización de un diodo de directa a inversa o viceversa a la corriente le toma una cierta cantidad de tiempo llegar a su valor de estado estacionario es por ello que este parámetro también toma importancia al momento de diseñar los dispositivos.

1.1.1.4.1 Tiempo de recuperación directa (TFR)

El tiempo de recuperación directa se define como el tiempo necesario para que el voltaje o corriente de polarización directa alcancen un valor determinado después de cambiar el diodo de una polarización inversa a una polarización directa. Dicho de otra forma es el tiempo que le toma al diodo alcanzar el 90% del voltaje aplicado empezando a contar una vez que llegó al 10% de dicho voltaje, tal como se muestra en la figura 6. Generalmente este tiempo de respuesta tiene valores pequeños por lo cual no genera muchas preocupaciones. Por lo tanto, en la práctica sólo se considera el tiempo de recuperación inversa.

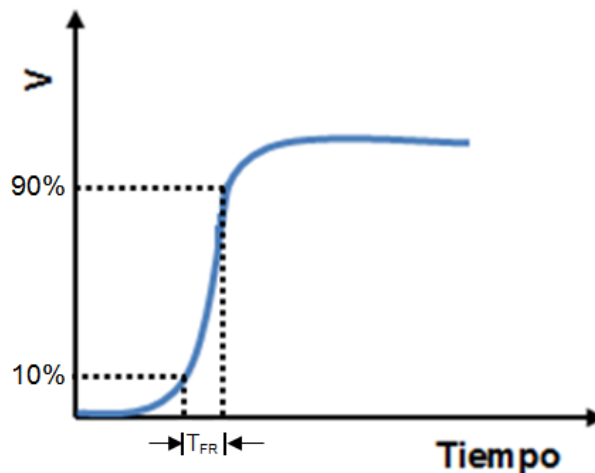


Figura 6. Tiempo de recuperación directa.

1.1.1.4.2 Tiempo de recuperación inversa

Cuando el diodo se opera bajo una polarización directa se propicia el movimiento de un gran número de electrones desde el material tipo-n hacia el material tipo-p y de la misma manera huecos originados en el material tipo-p se transfieren hacia el material tipo-n, tal como se mencionó previamente. Los electrones que progresan hacia el material tipo-p y los huecos que hacen lo mismo hacia el material tipo-n establecen una gran cantidad de portadores minoritarios en cada material. Si el voltaje aplicado debe ser polarizado de manera contraria para establecer una polarización inversa tal como se muestra en la figura 7(a), lo ideal sería que el cambio se diera instantáneamente de un estado de conducción a un estado de no conducción. Sin embargo, debido al gran número de portadores minoritarios en cada material la corriente del diodo tendrá la respuesta que se muestra en la figura 7(c) y se mantendrá así durante cierto tiempo, el cual es conocido como tiempo de almacenamiento (t_s) y es el tiempo que se requiere para que los portadores minoritarios regresen a su región de origen. Eventualmente, cuando esta fase de tiempo de almacenamiento haya terminado va a disminuir la corriente hasta niveles asociados con el estado de no conducción, el tiempo que dura esta segunda fase es conocido como tiempo de transición (t_t). Por consiguiente el tiempo de recuperación inversa es la suma de ambos intervalos

$t_{rr} = t_s + t_r$. Naturalmente, es importante obtener tiempos bajos si se buscan aplicaciones de alta respuesta [17].

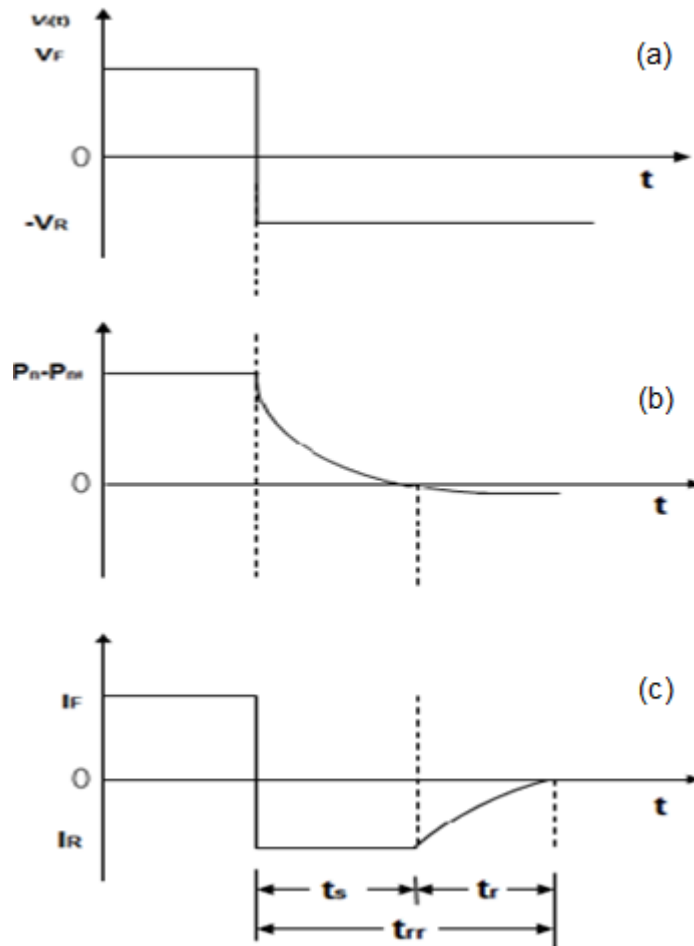


Figura 7. Características en la respuesta de un diodo de unión p-n.

Debido a que en los diodos de unión p-n no fue posible disminuir en gran medida el tiempo de recuperación inversa surgieron diferentes dispositivos los cuales sí que presentaban un tiempo de respuesta menor, uno de estos dispositivos son los llamados diodos Schottky que exhiben algunas ventajas sobre los diodos de unión p-n. En la siguiente sección se describirán algunas de sus características y debido a cuales presentan un mejor desempeño que sus antecesores.

1.1.2 Diodo con barrera Schottky

Este dispositivo se fabrica mediante la unión de una material semiconductor con un metal, el semiconductor puede ser tanto tipo-p como tipo-n. En la figura 8 se muestra la estructura de este dispositivo utilizando un semiconductor tipo-n donde vale la pena resaltar que a diferencia de lo que se presenta en los diodos convencionales ambos materiales que constituyen la barrera Schottky tienen como portador mayoritario al electrón.

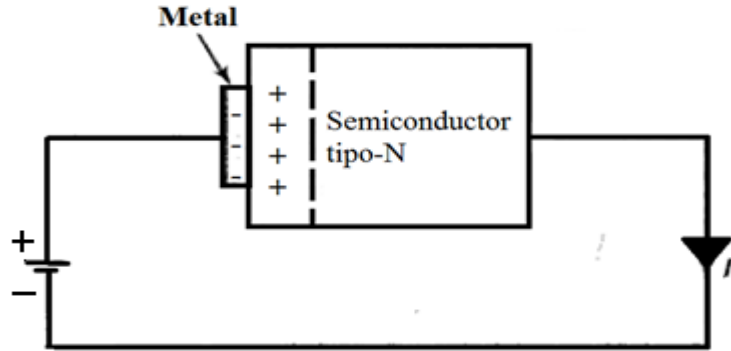


Figura 8. Estructura de un diodo de barrera Schottky.

1.1.2.1 Diagrama de bandas

A continuación se lleva a cabo un análisis de los diagramas de bandas de energía los cuales ayudarán a identificar las barreras que se forman en estos dispositivos. Considerando el caso cuando los materiales aún no están en contacto, el cual lo se puede apreciar observar en la figura 9(a). Aquí es posible observar que ambos materiales están alineados sobre la energía de vacío (E_{VA}): Nótese que cuando se utiliza un semiconductor tipo-n la función de trabajo del metal es mayor que la del semiconductor. Una vez que se hayan unido los materiales se promueve el flujo de los electrones desde el semiconductor hacia el metal y a diferencia de lo que sucede en los diodos convencionales los electrones se movilizan hacia una zona en la que también ellos son los portadores mayoritarios. Vale la pena resaltar que en la barrera Schottky la zona de agotamiento sólo se origina en el material semiconductor. En el metal, la difusión de los electrones genera una superficie con carga negativa que da como resultado la creación de un campo eléctrico y con ello se propicia la modificación de las bandas de conducción y de valencia, tal como se observa en la figura 9(b). Lo antes mencionado continúa hasta que los niveles de Fermi de ambos materiales se hayan alineado y con ello se adquiere un equilibrio térmico.

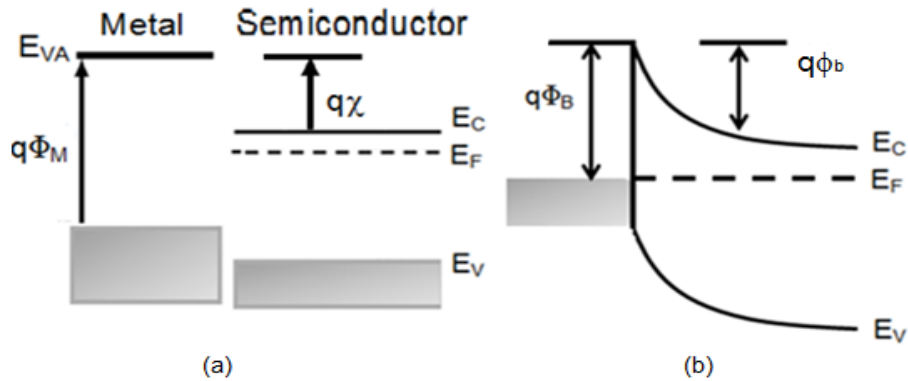


Figura 9. Diagrama de bandas de energía para una barrera Schottky: (a) Cuando ambos materiales están separados y (b) Al unir ambos materiales.

También se puede apreciar en la figura 9(b) que la altura de la barrera energética, definida como Φ_B , es la diferencia que existe entre el nivel de Fermi del metal y el borde de la banda de conducción del semiconductor. Para un semiconductor tipo-n, la altura de la barrera viene dada por

la diferencia existente entre la función de trabajo del metal (Φ_M) y la afinidad electrónica del semiconductor (χ), tal como se muestra en la ecuación.

$$\Phi_{BN} = \Phi_M - \chi \quad (6)$$

Para el caso de semiconductor tipo-P la altura de la barrera energética está dada por la diferencia presente entre la banda de valencia del material semiconductor y el nivel de Fermi del metal, la cual se define de la siguiente manera:

$$\Phi_{BP} = \chi + \frac{E_g}{q} - \Phi_M \quad (7)$$

Donde E_g es la banda prohibida que existe entre la banda de conducción y la banda de valencia. Observe que la suma de las barreras energéticas que se obtienen en ambos casos es igual a la banda prohibida, E_g , la cual viene dada por la siguiente ecuación:

$$q(\Phi_{BN} + \Phi_{BP}) = E_g \quad (8)$$

Sin embargo en la práctica estas expresiones tan simples no llegan a cumplirse. Por el hecho de que la función de trabajo en los metales es muy sensible a la contaminación superficial.

Alternativamente en las barreras Schottky se crea una barrera de potencial (ϕ_b), la cual se define mediante la siguiente ecuación tomando en cuenta la unión metal-semiconductor tipo-n.

$$\phi_{bN} = \Phi_{BN} - \frac{k_B T}{q} \ln \frac{N_C}{N_D} \quad (9)$$

En el caso de la unión con semiconductores tipo-P nos queda lo siguiente.

$$\phi_{bP} = \Phi_{BP} - \frac{k_B T}{q} \ln \frac{N_V}{N_A} \quad (10)$$

Estas últimas son las barreras energéticas que deben de superar los portadores de carga para que exista un flujo de corriente en este dispositivo cuando se aplica una polarización directa.

1.1.2.2 Polarización directa e inversa.

Cuando se aplica una polarización externa sobre el dispositivo se afecta la barrera de potencial ya sea que se ve disminuida al momento de aplicar una polarización directa o se aumenta bajo una polarización inversa. Cuando se trabaja bajo una polarización directa el nivel de Fermi del semiconductor se incrementa, y por lo tanto la barrera de potencial se reduce generando así una zona de agotamiento más angosta que favorece el flujo de los portadores, esta situación se ilustra en la figura 10.

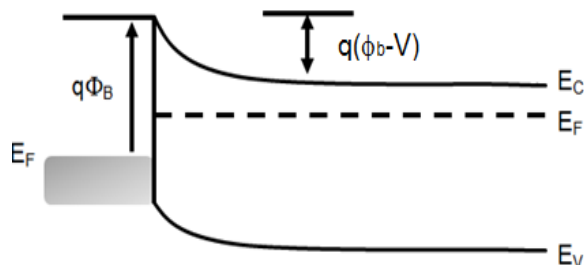


Figura 10. Diagrama de bandas para una barrera tipo Schottky bajo una polarización directa.

Por consiguiente el número de electrones que se difunden desde el semiconductor hacia el metal es ahora más grande que el número de electrones que se jalan del metal hacia el semiconductor dando como resultado una corriente positiva que circula por el dispositivo.

En contraste al desempeñarse bajo una polarización inversa el material metálico obtiene aún más electrones ocasionando que el nivel de Fermi del este aumente, es por ello que los electrones del semiconductor son repelidos aún más provocando que la zona de agotamiento se haga más ancha y la barrera de potencial en el semiconductor crezca, dicha situación se muestra en la figura 11. No obstante, la barrera en el lado metálico permanece intacta y limita el flujo de electrones a una corriente pequeña la cual se genera como resultado de la excitación térmica de algunos electrones.

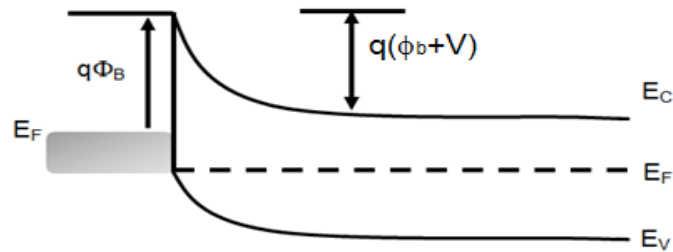


Figura 11. Diagrama de bandas para una barrera tipo Schottky bajo una polarización inversa.

Las curvas características IV para un dispositivo de barrera Schottky son muy similares a las que exhiben los diodos convencionales. Sin embargo se encuentran algunas diferencias la cuales marcan ciertas ventajas de estos sobre los diodos convencionales. Por ejemplo lo más destacado a simple vista en la figura 12 es el encendido del dispositivo, podemos observar como para los diodos Schottky se requiere un menor voltaje para que el dispositivo entre en funcionamiento. Esto se debe principalmente a que la zona de agotamiento en los diodos Schottky es menor comparada con la de los diodos convencionales por lo cual se favorece más el transporte de carga. Además, similarmente a lo que ocurren en los diodos de unión p-n bajo una polarización inversa la corriente se debe principalmente a los electrones excitados térmicamente. No obstante, es posible observar que el voltaje de ruptura para estos dispositivos se presenta en valores menores que en los diodos convencionales pero dicha característica presenta una desventaja porque esto hace que el dispositivo sea más sensible.

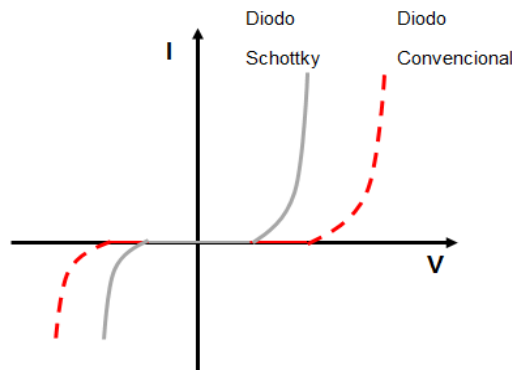


Figura 12. Curvas características IV para un diodo Schottky y un diodo convencional.

Otra de las ventajas que tienen los diodos Schottky es que pueden operar en frecuencias más altas que los diodos de unión p-n, dichas frecuencias están por el orden de los gigahertz. Esto se debe principalmente a la ausencia de portadores minoritarios, en este caso a los huecos, y cómo podemos recordar estos tenían una gran influencia sobre el tiempo de recuperación inversa en los diodos convencionales ya que les tomaba cierto tiempo regresar a su lugar de origen. Sin embargo, con niveles de concentración significativamente menores se logran obtener tiempos de almacenamiento menores y por ende también tiempos de recuperación inversa más pequeños [19]. A pesar de esto cada vez que se requiere dispositivos con la capacidad de funcionar en frecuencias mucho mayores es por ello el nacimiento de los diodos túnel lo cuales además de contar con esa característica cuentan con un distintivo que resulta de mayor provecho.

1.1.3 Diodo túnel

El físico japonés Leo Esaki fue quien descubrió los diodos túnel en el año de 1958 dicho descubrimiento lo obtuvo provocando un alto dopaje sobre materiales semiconductores, la relación de impurezas que se introducen a estos diodos es de $1:10^3$ mientras que los diodos convencionales tiene una relación de $1:10^8$ [20]. Las altas concentraciones de impurezas generaron una zona de agotamiento mucho más pequeña de la obtenida en los diodos de unión p-n. Esto se puede comprobar a partir de la ecuación (1) donde podemos observar que W es inversamente proporcional a la concentración de impurezas. Por lo general con esa cantidad de impurezas el ancho de la zona de agotamiento se encuentra alrededor de los 10 nanómetros.

En la figura 13 se observa el diagrama de bandas correspondiente a los diodos túnel cuando se encuentran bajo un equilibrio térmico. En caso contrario a lo que ocurre con los diodos previamente mencionados en los diodos túnel no es necesario que los electrones superen la barrera energética para generar una corriente, es decir, los electrones ubicados en la banda de conducción del semiconductor tipo-n puede atravesar la zona de agotamiento y ocupar los espacios disponibles de la banda de valencia del semiconductor tipo-p, a este fenómeno se le conoce como efecto túnel. A causa de dicho efecto estos dispositivos son capaces de operar en frecuencias en el orden de Giga Hertz o hasta Tera Hertz [21, 22] convirtiendo al diodo túnel en un dispositivo con mayor potencial. Por el hecho de que el transporte de carga en estos diodos se vea dominado por el efecto túnel se considera pertinente dar una breve descripción del fenómeno y así familiarizarse con el funcionamiento de este dispositivo.

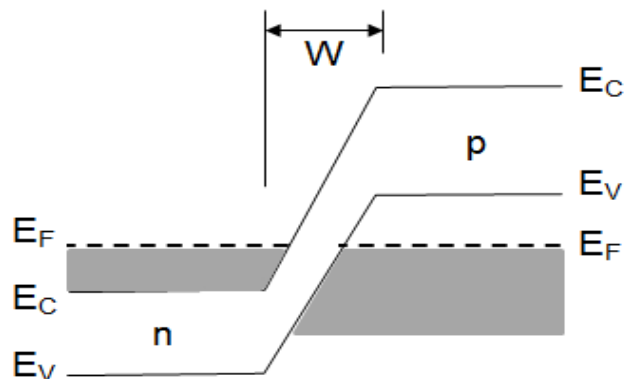


Figura 13. Diagrama de bandas de energía de un diodo túnel en equilibrio térmico.

1.1.3.1 Efecto Túnel

El efecto túnel es un fenómeno mecánico-cuántico. En la mecánica clásica, los portadores están completamente confinados por barreras de potencial, únicamente aquellos portadores con un exceso de energía superior al de las barreras energéticas podrán escapar. En la mecánica cuántica un electrón puede ser representado por su función de onda. La función de onda no decae abruptamente al encontrarse con las barreras de potencial que cuentan con una altura finita, por lo tanto dicha función de onda puede penetrar la barrera y atravesarla, tal como se muestra en la figura 14. Entonces, la probabilidad para que un electrón pase a través de una barrera energética con altura y ancho finitos mediante el efecto túnel no será de cero.

Para calcular la probabilidad de tunelamiento hay que determinar la función de onda, ψ , utilizando la ecuación de Schrödinger

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U(x)]\psi = 0 \quad (11)$$

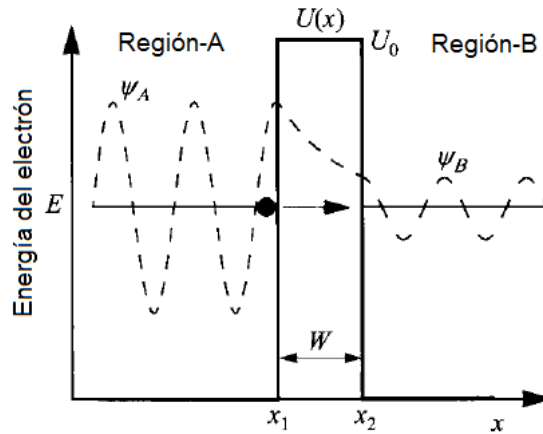


Figura 14. Función de onda de un electrón durante el efecto túnel.

Considerando una barrera rectangular simple de altura U_0 y ancho W , ψ tiene la forma general de $\exp(\pm ikx)$ donde $k = \sqrt{2m(E - U_0)}/\hbar$. Nótese que para el tunelamiento, la energía del electrón es menor que la barrera de potencial ($E < U_0$), por lo tanto el término dentro de la raíz cuadrada es negativo y por ende k imaginario. Siendo la solución a las funciones de onda y la probabilidad de tunelamiento

$$T = \frac{|\psi_B|^2}{|\psi_A|^2} = \left[1 + \frac{U_0^2 \sinh^2(|k|W)}{4E(U_0 - E)} \right]^{-1} \quad (12)$$

$$T \sim \exp\left(-2\sqrt{\frac{2m(U_0 - E)}{\hbar^2}} W\right) \quad (13)$$

Del resultado obtenido es claro que para obtener una probabilidad de tunelamiento alta es necesaria una pequeña diferencia entre la barrera de potencial y la energía del electrón. Sin

embargo se puede apreciar que un factor más determinante es W ya que al tener valores muy pequeños se promueve el tunelamiento del electrón. Por consiguiente, al contar los diodos túnel con una zona de agotamiento cuyo ancho es de 10nm aproximadamente o incluso hasta menor se propicia que los electrones atraviesen dicha zona mediante el efecto túnel [23].

1.1.3.2 Característica IV

Las características previamente mencionadas ocasionan que el diodo túnel presente curvas IV diferentes a las de los diodos mencionados con anterioridad, tal como se puede apreciar en la figura 15. Primeramente se puede observar que bajo una polarización inversa los diodos exhiben un comportamiento lineal en la cual no se forma la zona de resistencia negativa. En contraste, durante la polarización directa primeramente se observa que no se requieren voltajes altos para accionar el funcionamiento del diodo, más bien con voltajes cercanos a cero se logra este objetivo, lo cual le confiere una ventaja a los diodos túnel puesto que prácticamente no existe pérdida de energía en el encendido del dispositivo. Sin embargo la característica más importante se puede observar conforme se va aumentando la corriente hasta alcanzar un valor determinado I_p , corriente de cresta, ya que a partir de este punto inicia una región de resistencia negativa donde la corriente va disminuyendo hasta llegar a un valor mínimo denominada corriente de valle, I_v . La zona de resistencia negativa tiene la particularidad de amplificar la señal, por ejemplo para un mismo valor de corriente (I_v) se adquieren voltajes mayores al operar en la zona de resistencia negativa. Una vez superada la corriente de cresta, I_v , el diodo inicia su funcionamiento tal como lo haría un diodo convencional.

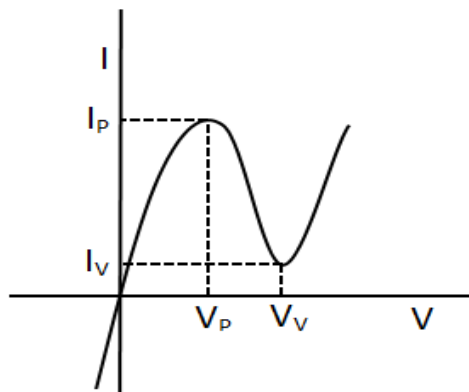


Figura 15. Características IV de un diodo túnel.

1.1.3.3 Zona de resistencia negativa

El origen de la zona de resistencia negativa puede comprenderse mejor analizando el diagrama de bandas de energía para este dispositivo. En la figura 16 se muestra el diagrama de bandas para el diodo túnel donde se pueden destacar tres aspectos durante la polarización del dispositivo. Las áreas sombreadas representan los estados energéticos ocupados por los electrones en la banda de valencia y en la banda de conducción para los semiconductores tipo-p y tipo-n respectivamente. Cuando no existe polarización alguna sobre el diodo los niveles energéticos en la banda de conducción y en la banda de valencia se encuentran a la misma altura como se puede ver en la figura 16(a). Una vez que se les brinda energía a los electrones desde una fuente externa se promueve la modificación en dichos niveles, sin embargo la energía que poseen los electrones en la región-n no es la suficiente como para superar la barrera energética y pasar al semiconductor tipo-p. No obstante, como se mencionó anteriormente la mecánica cuántica nos demuestra que

existe una pequeña probabilidad para que los electrones traspasen la unión mediante el efecto de tunelamiento, siempre y cuando hayan estados energéticos disponibles en el material tipo-p del mismo nivel energético que poseen los electrones de lo contrario la corriente por tunelamiento del dispositivo sería cero.

Cuando se aplica un voltaje pequeño sobre la unión los niveles energéticos en el material tipo-p disminuyen comparados a los del material tipo-n, tal como se muestra en la figura 16(b). Entonces electrones en la banda de conducción del semiconductor tipo-n observan lugares disponibles en el material tipo-p. Por consiguiente, se promueve el movimiento de los electrones del semiconductor tipo-n para que ocupen los lugares vacíos en el semiconductor tipo-p todo esto realizado mediante el tunelamiento de los electrones. Sin embargo, cuando se alcanza la corriente de cresta (I_p) la cantidad de lugares disponibles se ve perturbada, tal como se puede apreciar en la figura 16(c), provocando que la corriente disminuya y con ello dando lugar a la zona de resistencia negativa. Esto va a continuar hasta que se llenen por completo los estados disponibles en la banda de valencia del semiconductor tipo-p y con ello la corriente decaerá hasta I_v tal como se ilustró anteriormente. Una vez superada la zona de resistencia negativa significa que los electrones ya tienen la energía suficiente para superar la barrera energética y por ende la corriente aumente exponencialmente con el voltaje aplicado con lo cual se observan características IV similares a las de los diodos convencionales.

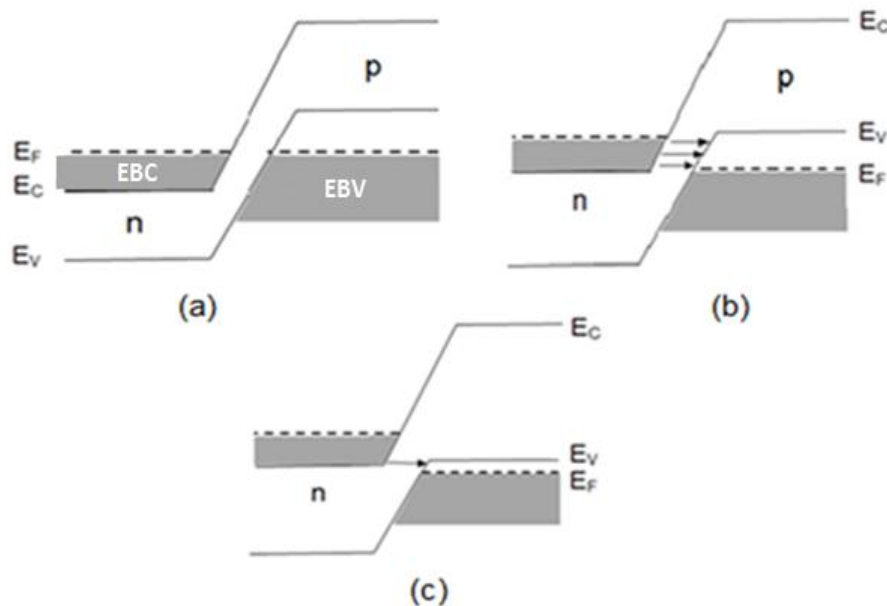


Figura 16. Diagrama de bandas de energía para un diodo túnel: (a) Bajo un equilibrio térmico, (b) Al aplicarle un voltaje de cresta y (c) Al aplicarle un voltaje de valle.

No obstante, en la actualidad es posible fabricar diodos túnel prescindiendo del uso de materiales semiconductores. Esto se puede lograr diseñando diodos que tenga una estructura tipo MIM (Metal/Dieléctrico/Metal). Estos diodos tiene las mismas característica que los diodos túnel hechos a base de semiconductores presentando en sus curva IV la zona de resistencia negativa. Es por ello que en el grupo de trabajo se decidió fabricar dispositivos en base a esta estructura. Adicionalmente, con dicha estructura existe la facilidad de realizar un estudio sobre la conductancia eléctrica ya que al emplear el mismo metal para ambos electrodos las curvas

características IV tienen un comportamiento óhmico. De modo que también se dará una breve explicación de este tipo de diodos.

1.1.3.4 Diodos MIM

El estudio del tunelamiento en dispositivos con estructura tipo MIM ha generado gran interés debido a que se pueden emplear para desarrollar sistemas cosechadores de energía y detectores de infrarrojo. Aunque el interés en diodos MIM inició varios años atrás han atraído la atención nuevamente en los últimos años debido a las aplicaciones mencionadas previamente. Las características del diodo dependen en gran medida de los metales elegidos, materiales dieléctricos y el espesor del dieléctrico. El espesor del dieléctrico como se ha venido mencionando debe ser menor a los 10nm con el fin de mantener un corriente de tunelamiento en el dispositivo. Las figuras de mérito de los diodos MIM son: Un alto grado de asimetría en sus bandas energéticas, la capacidad de responder a frecuencias ultra altas, y amplificación de la señal [24].

A pesar de que los diodos túnel tipo MIM tienen las mismas características que los diodos túnel hechos con materiales semiconductores siempre y cuando se emplee metales con diferentes funciones de trabajo, se consideró importante ilustrar su diagrama de bandas de modo que este varía puesto se emplean otros tipos de materiales. La figura 17 muestra el diagrama de bandas de energía de un diodo MIM apreciándose que los niveles de fermi están localizados en el mismo nivel cuando se está en equilibrio térmico tal como se muestra en la figura 17(a) de forma que no hay flujo de corriente entre los dos electrodos. El flujo de corriente se puede obtener aplicando una polarización externa igual como sucede en todos los diodos mencionado con anterioridad, su diagrama de bandas respectivo se observa en la figura 17(b). A diferencia de los diodos túnel a base de materiales semiconductores el papel de la zona de agotamiento lo juega la capa del dieléctrico, por lo tanto el mecanismos de difusión de los portadores de carga es diferente y con ello surgen nuevas cuestiones referentes al material dieléctrico como puede ser el atrapamiento de la carga o la ruptura de esta capa. Por consiguiente, surge el interés en conocer algunos de los diferentes mecanismos del transporte de carga que se presentan en estas películas ultra delgadas.

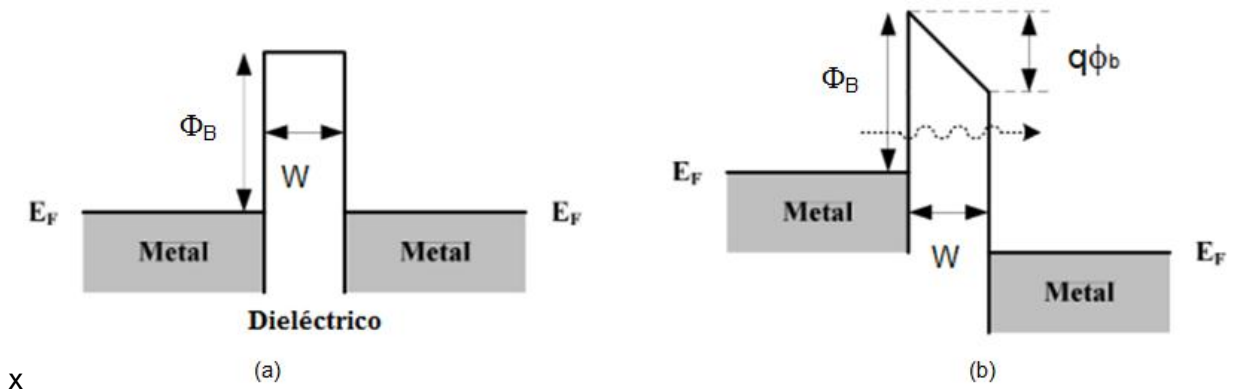


Figura 17. Diagrama de bandas de energía de un diodo túnel tipo MIM: (a) En equilibrio térmico y (b) En polarización directa.

1.2 Mecanismos de transporte de corriente

El empleo de películas dieléctricas ha sido un tema muy importante para la industria semiconductor y la comunidad científica tal como se mencionó anteriormente en el caso de MOSFET, diodos MIM, etc. Puesto que la corriente de conducción en dieléctricos bajo una campo eléctrico con intensidad baja sería muy pequeña porque la conductividad en estos materiales es

inherentemente baja, por el orden de los $10^{-20} \sim 10^{-8} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$, es necesario que se empleen campos eléctricos relativamente grandes con el objetivo de producir corrientes representativas a través del material dieléctrico. Dichas corrientes de conducción se deben a varios mecanismos. Por consiguiente, la comprensión de los diferentes mecanismos de conducción que ocurren a través de una película dieléctrica es de gran relevancia.

Los diversos mecanismos de conducción existentes se clasifican en dos categorías, los mecanismos de conducción originados por el contacto electrodo-dieléctrico y aquellos que nacen únicamente por las propiedades que posea nuestro material. Los mecanismos de conducción que se ven influenciados por la unión electrodo-dieléctrico son conocidos como mecanismos de conducción limitados por el electrodo o mecanismo de conducción limitados por la entrada. Algunos de los mecanismos de conducción limitados por el electrodo son: (1) El tunelamiento Fowler-Nordheim y el (2) Tunelamiento directo. Los mecanismos de conducción que sólo dependen de las propiedades del material dieléctrico son conocidos como mecanismos de conducción limitados por el bulto o mecanismos de conducción limitados por el transporte y de la misma manera se mencionan algunos de ellos tales como: (1) La Emisión Poole-Frenkel y (2) la Conducción Óhmica. Los métodos para distinguir entre estos mecanismos de conducción son esenciales porque hay casos en los que contribuyen varios mecanismos a la vez en el transporte de corriente. Existen varios mecanismos de conducción que son afectados por la temperatura pero esto se da en diferentes rangos, por lo cual medir las corrientes de conducción en un temperatura determinada puede ayudar a conocer que mecanismos originan dicha corriente en nuestro dispositivo [25].

1.2.1 Tunelamiento Fowler-Nordheim

El tunelamiento Fowler-Nordheim es un proceso mecánico cuántico donde los electrones pueden transportarse a través de un material dieléctrico como por ejemplo el dióxido de silicio. Sin embargo el tunelamiento Fowler-Nordheim puede presentarse en casi todos los tipos de óxidos siempre y cuando se haya aplicado un campo eléctrico lo suficiente grande para que los electrones traspasen la barrera energética [26]. Algunas de sus características son: (1) La aparición de una barrera energética en forma triangular como se puede observar en la figura 18 y (2) que el transporte de carga sólo se da por una sección del dieléctrico.

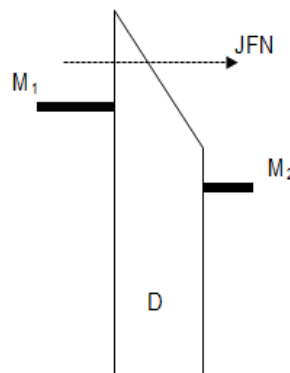


Figura 18. Diagrama de bandas de energía para una estructura Metal/Dieléctrico/Metal bajo tunelamiento Fowler-Nordheim.

En este mecanismo de transporte la densidad de corriente es dependiente del voltaje aplicado e incrementa exponencialmente conforme se aumenta dicho voltaje y está definida por la siguiente ecuación [23]

$$J = \frac{q^3 m_0 E^2}{16\pi^2 \hbar m^* \phi_b} \exp \left[\frac{-4\sqrt{2m^*} (q\phi_b)^{\frac{3}{2}}}{3\hbar q E} \right] \quad (14)$$

Donde E es la magnitud del campo eléctrico, q es el valor absoluto de la carga del electrón, m_0 es la masa del electrón libre, m^* es la masa efectiva del electrón dentro del óxido, \hbar es la constante de Planck reducida, $q\phi_b$ es la altura de la barrera energética [27, 28]. Nótese que en esta ecuación no se toma en cuenta el espesor de la película si no únicamente el campo eléctrico. No obstante para que se presente el tunelamiento Fowler-Nordheim se requiere que el espesor del material sea menor a los 10 nm. Igualmente se omite la temperatura en la ecuación ya que para que se presente este mecanismo de transporte no son necesarias las altas temperaturas [29].

1.2.2 Tunelamiento directo

El tunelamiento directo ocurre a través de una barrera con forma trapezoidal tal como se muestra en la figura 19, en este mecanismo de transporte el voltaje aplicado al dieléctrico es menor que la altura de la barrera en la interfase por la que se inyectan los portadores ($V < q\phi_b$), es decir, para que ocurra el tunelamiento directo no es necesario emplear campos eléctricos altos [26].

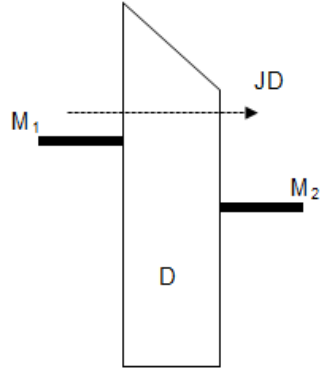


Figura 19. Diagrama de bandas de energía para una estructura Metal/Dieléctrico/Metal para el caso del tunelamiento directo.

Sin embargo se presenta en dieléctricos cuyo espesor está por debajo de los 5 nanómetros. Además conforme se disminuye el espesor del dieléctrico la densidad de corriente aumenta de una manera exponencial [30]. La expresión para calcular la densidad de corriente se muestra a continuación

$$J = \left(\frac{q^3}{8\pi\hbar\phi_b} \right) \left(\frac{\phi_b}{V} \right) \left(\frac{2\phi_b}{V} - 1 \right) E^2 \exp \left[\frac{- \left(\frac{8\pi\sqrt{2m^*} (\phi_b)^{\frac{3}{2}}}{3\hbar q} \right) \left(1 - \left\{ 1 - \frac{V}{\phi_b} \right\}^{3/2} \right)}{E} \right] \quad (15)$$

Donde $E = (V/t)$. t es el espesor del dieléctrico, V es el voltaje aplicado sobre el dieléctrico, m^* es la masa efectiva del dieléctrico [31]. Nótese que a pesar de que hay dependencia en la densidad de corriente con el voltaje que se aplica existe una mayor dependencia con el espesor de la película tal como lo muestran W.-K. Shih *et al* en la figura 20, donde se muestran cambios abruptos en la corriente al modificar el espesor de la película [32].

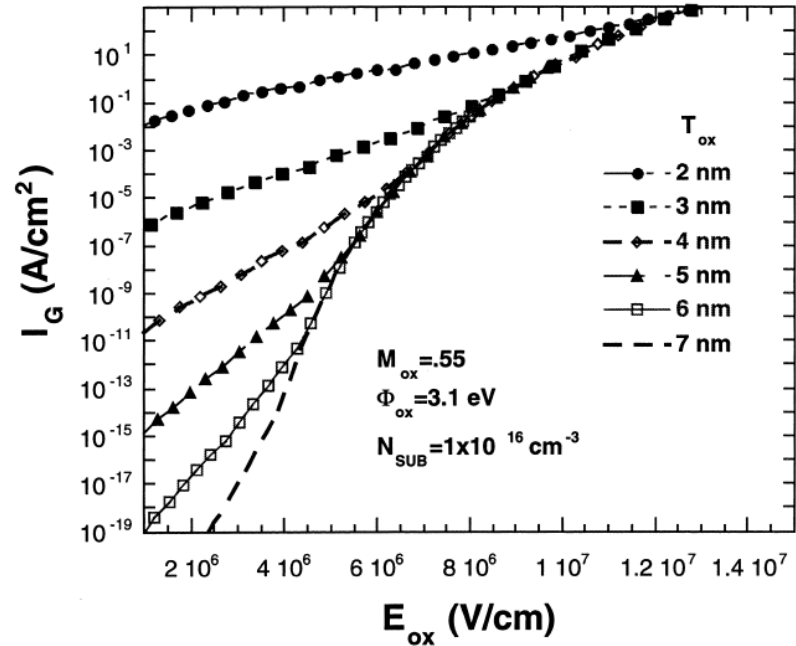


Figura 20. Densidad de corriente vs el campo eléctrico aplicado a un material dieléctrico con diferente espesor [32].

1.2.3 Emisión Poole-Frenkel

La emisión Poole-Frenkel se ilustra en la figura 21, este mecanismo de transporte involucra la emisión térmica de los electrones provenientes de trampas que se ubican en la banda de conducción del material dieléctrico, aquí la altura de la barrera energética viene siendo la profundidad del pozo potencial generado por la trampa [33]. Considerando un electrón ubicado en un centro de atrapamiento la energía potencial Coulombica del electrón puede ser reducida al aplicar un campo eléctrico. La reducción en la energía potencial aumentará la probabilidad de que un electrón sea excitado térmicamente fuera de su trampa hacia la banda de conducción del dieléctrico generando así una corriente.

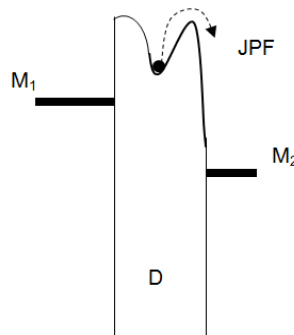


Figura 21. Diagrama de bandas de energía para una estructura Metal/Dieléctrico/Metal para el caso de la emisión Poole-Frenkel.

La expresión para deducir la densidad de corriente mediante emisión Poole-Frenkel se define a continuación

$$J = q\mu N_C E \exp \left[-\frac{q(\phi_T - \sqrt{qE/\pi\epsilon_r\epsilon_0})}{k_B T} \right] \quad (16)$$

Donde μ es la movilidad del electrón, N_C es la densidad de estados en la banda de conducción, $q\phi_T$ es el nivel energético de la trampa. A razón de que la emisión Poole-Frenkel se origina por la activación térmica bajo un campo eléctrico este mecanismo de conducción se observa comúnmente en altas temperaturas y campos eléctricos altos [25].

1.2.4 Conducción óhmica

El mecanismo de conducción óhmica es causado por el movimiento de los electrones en la banda de conducción y por el movimiento de los huecos en la banda de valencia. El movimiento de los portadores de carga se origina con bajos voltajes y temperaturas altas. En la figura 22 se muestra el diagrama de bandas para este mecanismo que en este caso viene dado por el movimiento de los electrones.

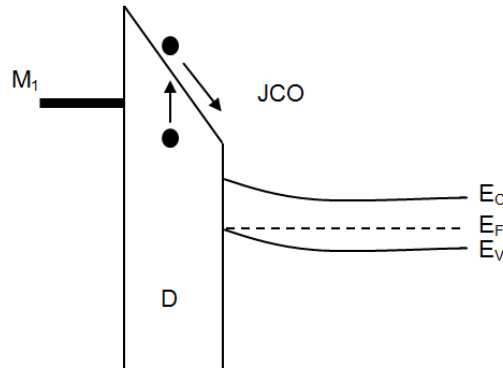


Figura 22. Diagrama de bandas de energía para una estructura Metal/Dieléctrico/Semiconductor para el caso de la emisión Óhmica.

La expresión para calcular la densidad de corriente en la conducción Óhmica viene dada por la siguiente ecuación [25]:

$$J = q\mu N_C E \exp \left[\frac{-\Delta E_{ac}}{k_B T} \right] \quad (17)$$

Donde q es la carga absoluta del electrón, μ es la movilidad electrónica en el dieléctrico, N_C es la densidad de estados efectiva que se define de la siguiente manera:

$$N_C = 2 \left[\frac{2\pi m^* k_B T}{h^2} \right]^{3/2} \quad (18)$$

Donde m^* es la masa efectiva del electrón, k_B es la constante de Boltzmann, T es la temperatura absoluta, y $\Delta E_{ac} = E_C - E_F$ es la energía de activación del electrón [34]. A pesar de que la barrera energética es muy grande existe una pequeña cantidad de portadores que se van a generar debido a la excitación térmica en el dieléctrico. Por ejemplo, los electrones pueden ser excitados hacia la banda de conducción ya sea desde la banda de valencia o desde niveles energéticos generados por algunas impurezas por lo cual este mecanismo muestra una dependencia

exponencial con la temperatura, así como también depende del voltaje aplicado pero de una manera lineal [33].

1.3 Sistema cosechador de energía RF

Hoy en día el uso de dispositivos inalámbricos está creciendo rápidamente para diferentes aplicaciones como lo son los reproductores mp3, teléfonos móviles, redes de sensores, etc. Muchas aplicaciones imponen movilidad y un trabajo autónomo lo que a aumentando rápidamente la utilización de baterías recargables. Dispositivos móviles que se utilizan diariamente no tienen ningún problema para localizar suministros de energía. Sin embargo, dispositivos autónomos como nodos de sensores inalámbricos ubicados en entornos de difícil acceso tienen que trabajar sin la intervención humana durante muchos años. Esto representa problemas al momento de reemplazar baterías o también en la recarga de estas. Conforme se van implementado cada vez más este tipos de dispositivos se ve la necesidad en la creación de una tecnología capaz de alimentar vía inalámbrica estos dispositivos. Una solución viable a las deficiencias mencionadas arriba es la captura de la energía RF proveniente de fuentes externas y con ello extender la vida útil de las baterías o en dado caso disminuir el uso de estas [35, 36].

La energía de radio frecuencia está presente en el ambiente debido a la continua emisión de fuentes externas tales como la televisión, el radio, teléfonos celulares, señales de Wi-Fi, etc. Y se prevé como una fuente viable de energía. Existen diferentes estudios acerca del cosechamiento de energía RF que se enfocan especialmente en las bandas ISM (900-928 MHz y 2.4-2.4835 GHz) [37-44] donde la mayoría de las frecuencias son relativamente altas y por lo tanto, la distancia entre la fuente de RF y el sistema cosechador son relativamente cortas [45]. Con el objetivo de superar esta problemática es necesario explorar este tipo de sistemas pero a bajas frecuencias, por ejemplo las emisiones de FM, las cuales tienen la ventaja tienen de cubrir gran parte tanto de las áreas urbanas como inurbanas a causa de su naturaleza comercial. El concepto del sistema a emplear para el cosechamiento de la energía RF en específico de las emisiones de FM se presenta en la figura 23(a). Básicamente, la energía RF irradiada por el transmisor comercial de FM se detecta por el sistema cosechador de energía y posteriormente es usada para alimentar dispositivos de baja potencia.



Figura 23. Sistema de cosechamiento de energía: (a) Concepto del proceso de captura energética y (b) Descripción general de las etapas del sistema.

La figura 23(b) muestra un diagrama de bloques del sistema cosechador de FM propuesto el cual consiste de una antena, un acoplador de impedancias, un circuito resonante, un convertidor de AC-

DC y la carga. La antena se encarga de transferir la onda electromagnética detectada al circuito resonante el cual se encarga de convertir dicha energía a una señal eléctrica. Luego en la etapa de acoplamiento de impedancia se busca proporcionar el valor máximo de la señal a circuito resonante de FM. Después la onda electromagnética se convierte en una señal continua en la etapa del multiplicador de voltaje y así finalmente poder almacenar esa energía o emplearla en la alimentación de un dispositivo. Aunque todas las etapas presentes en este sistema son importantes una de las más trascendentales es la del convertidor AC-DC. La etapa de conversión de la energía no sólo debe ser capaz de transformar las ondas electromagnéticas de AC a DC si no también debe ser capaz de aumentar el nivel voltaje y con ello transferir la máxima potencia hacia la carga. Sin embargo, este objetivo es algo muy retador ya que implica la optimización de varios factores tales como las impedancias de entrada y salida del convertidor. En este trabajo se expone un sistema de recolector de FM optimizado usado para alimentar dispositivos de baja potencia empleando el multiplicador de voltaje Cockroft-Walton como conversor de RF [46]. Por tal motivo en la sección siguiente se estudia el circuito convencional de una CWVM considerándolo como una línea de transmisión y se propone un modelo para la impedancia de entrada y de salida. Con el objetivo de validar el modelo se contrastan los resultados con mediciones experimentales y otros modelos reportados en la literatura.

1.4 JUSTIFICACIÓN

Actualmente con el avance de la tecnología se han implementado diversos sistemas transmisores de radiofrecuencia tal como son emisores de televisión, radio, Wi-Fi, GSM, etc., cuya finalidad es transferir información y datos a sus respectivos dispositivos receptores. Sin embargo durante la emisión mucha de la energía transmitida no es utilizada y se disipa en el ambiente. Debido a que dicha energía está libre puede ser recolectada y hacer un buen uso de ella, para lograr su aprovechamiento es necesario implementar sistemas capaces de convertir la energía residual de RF en energía eléctrica, el dispositivo capaz de lograr esta tarea es el diodo túnel. Mediante el desarrollo de diodos túnel adaptados a un sistema de recolección es posible generar potencias que se encuentran alrededor de los $0.001\text{mW}/\text{cm}^2$ las cuales son suficientes para hacer funcionar dispositivos portátiles de baja potencia como marcadores de pasos, auxiliares auditivos o celulares. Por lo tanto, se puede lograr la recarga de dispositivos vía inalámbrica y con ello reducir el uso de cables ya que dichos dispositivos mostrarán una autonomía energética. Adicionalmente, dispositivos autónomos como nodos de sensores inalámbricos ubicados en entornos difíciles acceso tienen que trabajar si la intervención humana durante muchos años. Esto representa problemas al momento de reemplazar baterías o también en la recarga de estas. Conforme se van implementando cada vez más este tipo de dispositivos se ve la necesidad en la creación de una tecnología capaz de alimentar vía inalámbrica estos dispositivos. A partir del desarrollo de sistemas recolectores de energía RF también se ve la posibilidad de atacar esta problemática, a razón de que los cosechadores de energía son sistemas pequeños que pueden abastecerse de diferentes energías.

1.5 HIPÓTESIS

El formalismo de la ley de Ohm en forma puntual ha dado lugar a desarrollar modelos los cuales han permitido el diseño de dispositivos que se oponen al flujo de la corriente eléctrica de una forma muy precisa. Sin embargo, a nivel nanoescala dichos modelos pierden aplicabilidad haciendo difícil el desarrollo de resistencias eléctricas a nivel nanoescala. En el presente estudio se pretende adoptar el formalismo de la teoría de Landauer para el desarrollo de dispositivos de control de flujo eléctrico de bajas dimensiones basado en el hecho de que en dicho formalismo la transferencia de carga se lleva a cabo por tunelamiento. Por lo tanto las variables macroscópicas pueden correlacionarse con el sistema de una manera infinitesimal simulando el comportamiento de un

sistema a nanoescala y con ello la generación de modelos los cuales pudieran permitir el diseño de tales dispositivos a nivel nanoescala, y por ende abrir la posibilidad de una posible aplicación como sistemas recolectores de energías residuales. Por consiguiente, previo a su aplicación viene siendo necesario un estudio de las impedancias en el circuito para aprovechar la mayor cantidad de energía que sea capaz de otorgar el sistema.

1.6 OBJETIVOS

1.6.1 Objetivo general

- Análisis teórico y experimental de la conductancia eléctrica a nanoescala en estructuras tipo MIM en función de sus parámetros geométricos, así como implementación de un modelo físico el cual explique de manera precisa las impedancias de entrada y de salida en el CWVM.

1.6.2 Objetivos específicos

- Estudio y desarrollo de modelos para la conductancia eléctrica en sistemas de bajas dimensiones y su adaptación a estructuras tipo MIM generadas por procedimientos de fotolitografía estándar y la técnica de erosión catódica.
- Estudio y desarrollo de modelos los cuales predigan de una manera precisa las impedancias del CWVM.
- Comprobación de ambos resultados teóricos mediante procedimientos experimentales.

CAPÍTULO II: DESARROLLO DE UN
SISTEMA COSECHADOR DE ENERGÍA DE
RADIOFRECUENCIA

II. DESARROLLO DE UN SISTEMA COSECHADOR DE ENERGÍA DE RADIOFRECUENCIA

2.1 Diseño del cosechador de RF

A continuación se dará una brevemente explicación sobre cada etapa que constituye el sistema recolector de energía RF utilizado en este trabajo, así como también las consideraciones que se tomaron para fabricar cada etapa del sistema.

2.1.1 Antena

La captura de la señal RF dispersa en el ambiente se realiza con la ayuda de una antena dipolar de media onda la cual cuenta con varillas ajustables que permiten modificar la longitud de estas y así captar una frecuencia específica. Esta antena comercial tiene una impedancia de 75Ω . Mientras que la impedancia total de la antena viene dada por

$$Z_{antena} = R_{rad} + jX_{rad} \quad (19)$$

Teóricamente, la resistencia de radiación R_{rad} y la reactancia X_{rad} para la antena dipolo de media onda son exactamente de 73.12Ω y $42.5\Omega j$ respectivamente [47]. En la práctica, la reactancia debe ser cero con el objetivo de facilitar el acoplamiento de impedancias por eso se diseña la antena de tal forma que $X_{rad}=0$. Esta condición se puede lograr reduciendo la longitud de la antena de $L=0.5\lambda$ a $L=0.485\lambda$, donde λ es la longitud de onda a detectar. Esto es porque la reactancia inductiva de la antena dipolo desciende abruptamente a cero conforme se reduce su longitud. Bajo esta situación la impedancia de la antena dipolo es 73.12Ω . Sin embargo, en este sistema la antena dipolo está acoplada directamente al circuito resonante, en este caso el inductor va a fungir como un acoplador de impedancias así como también formará parte del circuito resonante.

2.1.2 Acoplador de impedancias y circuito resonante

Para prevenir disminuciones innecesarias en la fuerza de la señal que está siendo transferida de la antena al circuito tanque; la diferencia en impedancias debe ser acoplada con otro dispositivo. Tal como se mencionó anteriormente, el inductor del circuito LC va jugar este papel. En vías de desempeñar esta función se ha seleccionado una antena bucle. La antena bucle o lazo es un filamento de forma circular que se usa como buscador direccional en la detección de señales de ultra alta frecuencia. La resistencia de radiación de una antena bucle está dada por

$$R_{bucle-rad} = \frac{320\pi^4 S^2}{\lambda^4} \quad (20)$$

Donde $S=\pi r^2$ es el área de la antena, para una antena con un determinado número de vueltas N , $S=N\pi r^2$. Para acoplar la impedancia de la antena dipolo con el circuito resonante es necesario que la resistencia de radiación de la antena dipolo de media onda iguale la resistencia de radiación de la antena bucle, es decir que $R_{bucle-rad}=R_{rad}=73.12 \Omega$. Tomando en cuenta eso y en vías de detectar una señal FM con una frecuencia de 90 MHz aproximadamente se requiere una antena bucle con un radio de 10cm para realizar esta tarea de acuerdo con la ecuación (21). Por otra parte, una característica importante de las antenas bucle es su inductancia. La inductancia está íntimamente relacionada con la frecuencia de resonancia (F_r) del circuito LC, y está dada por

$$F_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (21)$$

Lo que sucede cuando se alcanza la resonancia es bastante interesante. Con reactancias capacitivas e inductivas del mismo valor se provoca que la impedancia total aumente infinitamente.

Por lo tanto, el circuito resonante no absorbe corriente de la fuente de AC haciendo que todo el sistema de la antena dipolo y el circuito resonante actúe como una etapa de alta impedancia. Dando como resultado que el sistema no detecte pérdidas en la fuerza de la señal RF.

2.1.3 Multiplicador de voltaje

El multiplicador de voltaje Cockroft-Walton es uno de los circuitos más baratos y comunes con los cuales se pueden generar grandes voltajes a corrientes relativamente bajas. A diferencia de los transformadores este método elimina el uso de núcleos pesados y aislantes gruesos. Puesto que el CWVM simplemente se constituye de capacitores y diodos, además este multiplicador puede aumentar voltajes relativamente bajos hasta valores extremadamente altos siendo un dispositivo mucho más ligero y barato que los transformadores; esta característica lo hace ideal en aplicaciones de sistemas móviles. El voltaje de salida teórico que puede ser generado con este tipo de multiplicadores está potenciado por el número de etapa añadidas al circuito, y este se define como $V_0=2NV_P$, donde N es el número de etapas, de modo que a mayor número de etapas mayor será el voltaje de salida. Finalmente el voltaje de salida del dispositivo puede ser utilizado para alimentar directamente a dispositivos de baja potencia o almacenarlo para su posterior uso. No obstante, para poder obtener una cantidad de potencia significativa por parte del sistema es necesario hacer un estudio a diferentes resistencias de carga ya que de esta manera podemos conocer a cuales dispositivos puede alimentar eficientemente.

Por consiguiente, se realiza un análisis de las impedancias de entrada y de salida del multiplicador de voltaje Cockroft-Walton (CWVM). Se construyen cuatro CWVM con $N=3, 5, 6$ y 10 etapas. Los CWVM previamente mencionados están basados en diodos Schottky BAT85 y capacitores de $10\mu\text{F}$ comercialmente disponibles que fueron elegidos arbitrariamente, los diseños se muestran en la figura 24(a)-(d) respectivamente. Empleando un generador de funciones seleccionando una señal de entrada arbitraria con una frecuencia de 10.2 MHz y un voltaje de 1 V para evitar cambios significativos en la capacitancia del diodo unión ya que depende de factores como el voltaje, temperatura y la frecuencia [48]. Para determinar las impedancias de entrada y de salida se realizaron mediciones de corriente y de voltaje en los multiplicadores con un multímetro de alta precisión. En el caso de la impedancia de salida se mide la corriente en corto circuito (I_{sc}) y el voltaje de circuito abierto (V_{oc}). Estas mediciones se realizaron de esta manera para conocer la potencia máxima que brinda el dispositivo ya que si se hubiera conectado un dispositivo este hubiera disminuido el valor de la potencia por la resistencia interna del dispositivo en sí. Los resultados experimentales fueron comparados con estudios teóricos de otros grupos pero existe una amplia diferencia entre los valores aquí reportados y los de la literatura. Por ende, en el grupo de trabajo se realizó un modelo matemático el cual se mencionará más adelante que predice satisfactoriamente la impedancia de entrada y de salida.

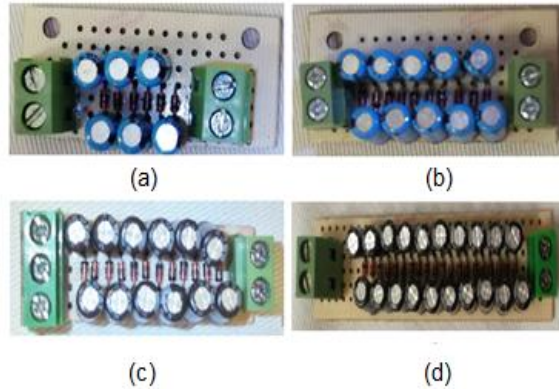


Figura 24. Multiplicadores de voltaje Cockroft-Walton con diferentes etapas: (a) $N=3$, (b) $N=5$, (c) $N=6$ y (d) $N=10$ etapas.

Adicionalmente, se implementaron dos CWVM más de $N=6$ etapas y ambos fueron diseñados con capacitores de 10pF pero diferentes diodos, uno cuenta con diodos BAT85 y el otro tiene diodos HSMS2852 los cuales se muestran en la figura 25(a) y (b) respectivamente. Estos multiplicadores se usaron para observar el efecto que provocan diferentes diodos en la impedancia de salida y con ello comprobar que la impedancia no se ve influenciada por las capacitancias de los condensadores sino más bien por las capacitancias de los diodos, las cuales son deducciones en las que se basa el modelo propuesto en este trabajo. Además, se compara el desempeño de los CWVM cuando se fabrican con los mismos diodos pero diferentes capacitores con el objetivo de soportar lo previamente mencionado.

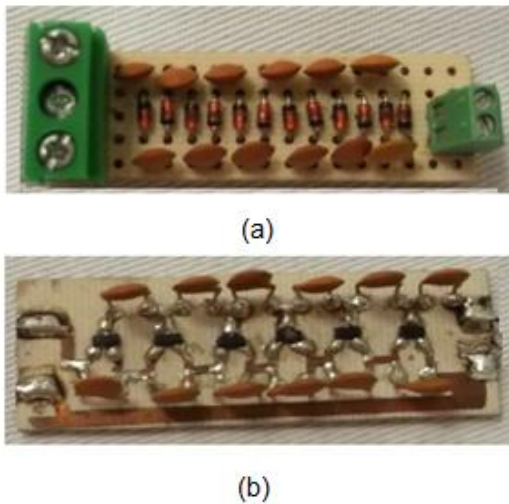


Figura 25. Multiplicadores de voltaje Cockroft-Walton basados en capacitores de 10pF : (a) Diodos Schottky BAT85 y (b) Diodos Schottky HSMS2852.

2.2 Modelo propuesto para la impedancia de entrada y salida del multiplicador de voltaje

Cockroft-Walton

A continuación se presenta la propuesta de un modelo matemático que predice la impedancia de entrada y de salida en los CWVM de una manera precisa ya que se tienen en consideración diferentes elementos a los que se habían venido implementando. Los multiplicadores de voltaje se emplean comúnmente en funciones donde se trabaje con altos voltajes y bajas corrientes, especialmente cuando un transformador de alto voltaje no es conveniente. Uno de los multiplicadores de voltaje más comunes es el multiplicador de voltaje Cockroft-Walton el cual fue desarrollado a principios de 1932 [46]. Este multiplicador se ha vuelto esencial en diversas aplicaciones tanto en la industria como en la investigación como por ejemplo en sistemas UPS, sistemas de respaldo en DC e incluso como parte del acelerador de electrones [49-54].

La figura 26(a) muestra el circuito convencional del CWVM, en tal sistema la ganancia de voltaje depende principalmente del número de etapas implementadas, idealmente dicha ganancia de voltaje se define como $V_o=2NV_p$, donde N es el número total de etapas y V_p es el voltaje de entrada pico-pico.

Claramente se puede observar que conforme N aumenta el voltaje de salida también aumenta. No obstante, cuando se emplean demasiadas etapas las capacitancias parásitas originadas en los diodos darán pie a un flujo de corriente sobre las capacitancias en serie de cada etapa. Estas corrientes causan que se disminuya el voltaje de salida y con un gran número de etapas la ganancia de voltaje será despreciable [37]. La figura 26(b) muestra un circuito de una línea de transmisión el cual es equivalente al circuito mostrado en la figura 26(a) cuando no hay una carga. Donde C_j es la capacitancia de unión y C_s son las capacitancias en serie.

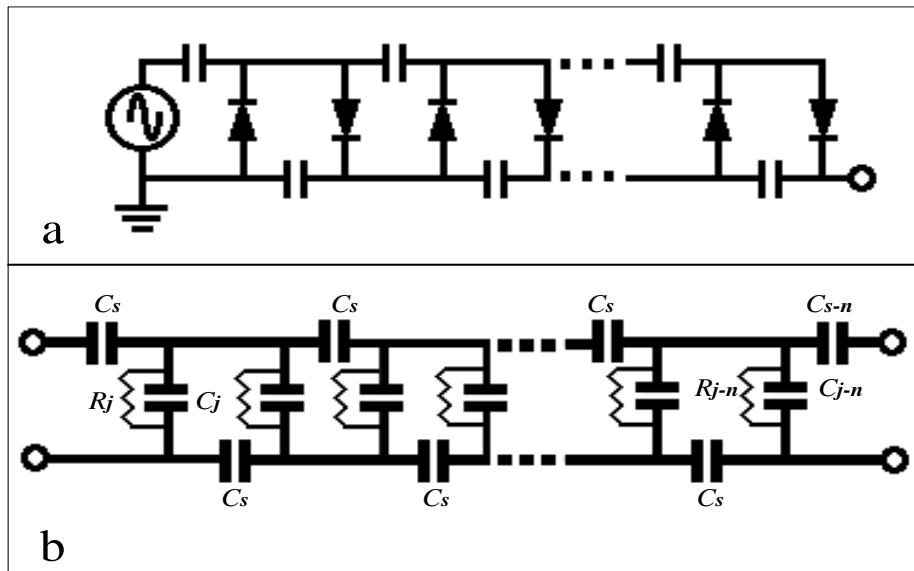


Figura 26. (a) Diagrama convencional del multiplicador de voltaje Cockroft-Walton, (b) Modelo de una línea de transmisión adaptado al CWVM.

En tal circuito la corriente y el voltaje de la n -ésima etapa están dados por las siguientes ecuaciones [55]:

$$I_n(n, t) = Ae^{(i\omega t - \gamma_P n)} + Be^{(i\omega t + \gamma_P n)} \quad (22)$$

$$V_n(n, t) = Z_c [Ae^{(i\omega t - \gamma_P n)} - Be^{(i\omega t + \gamma_P n)}] \quad (23)$$

De acuerdo con la figura 26(b) la impedancia característica viene dada por $Z_c = [X_{Cs}(R_j || X_{Cj})]^{1/2}$, donde X_{Cs} y X_{Cj} son las reactancias capacitivas de las capacitancias en serie y las capacitancias parásitas respectivamente, R_j es la resistencia del diodo unión. Por lo tanto Z_c también se puede definir como:

$$Z_c = \left[\frac{R_j}{\omega C_s (1 + \omega^2 C_j^2 R_j^2)^{1/2}} \right]^{1/2} \quad (24)$$

Así, la impedancia en la enésima etapa Z_n se puede deducir usando las ecuaciones (22), (23) y (24), la cual queda como

$$Z_n = \left[\frac{R_j}{\omega C_s (1 + \omega^2 C_j^2 R_j^2)^{1/2}} \right]^{1/2} \text{Coth} \left[\frac{1}{\sqrt{C_s/C_j}} (N - n) \right] \quad (25)$$

Donde n es el número de la etapa y N es el número total de etapas que conforman el CWVM. Es importante mencionar que la ecuación (25) se obtiene tomando en cuenta el modelo de la línea de transmisión mostrado en la figura 26(b) cuando está abierto en la última etapa, y por lo tanto Z_N es infinito.

Sin embargo, con el fin de conocer la impedancia total de salida se consideran todas las etapas y la ecuación (25) se transforma a

$$Z_{out} = \left[\frac{R_j}{\omega C_s (1 + \omega^2 C_j^2 R_j^2)^{1/2}} \right]^{1/2} \sum_{n=0}^{N-1} (n+1) \text{Coth}[\gamma_P (N - n)] \quad (26)$$

Aquí, γ_P es la constante de propagación definida como $\gamma_P = \frac{1}{\sqrt{C_s/C_j}}$ y ω la frecuencia angular.

En general, la constante de propagación es $\gamma_P \ll 1$ debido a la capacitancia de unión así el argumento en la ecuación (25) está controlado básicamente por γ_P .

Por otra parte, las series de Laurent para la $\text{Coth}(x)$ viene dada por

$$\text{Coth}(x) = \frac{1}{x} + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{2^{2i} B_{2i}}{(2n!)} x^{2i-1} \quad (27)$$

Donde B_n son los números de Bernoulli.

Claramente se puede observar que para $x \ll 1$ el término de la sumatoria en la ecuación (27) tiene una contribución mínima y el primer término contribuye significativamente por lo tanto al aplicar las series de Laurent en la ecuación (26), se reduce a

$$Z_{out} = \left[\frac{R_j}{\omega C_j (1 + \omega^2 C_j^2 R_j^2)^{1/2}} \right]^{1/2} \sum_{n=0}^{N-1} \frac{(n+1)}{(N-n)} \quad (28)$$

La ecuación (28) es uno de los resultados más importantes en este trabajo ya que indica claramente que las capacitancias en serie del CWVM no afectan la impedancia de salida Z_{out} y únicamente depende de la frecuencia angular ω de la señal de entrada, el número total de etapas N y la capacitancia unión del diodo, C_j .

Adicionalmente, al aplicar las series de Laurent en la ecuación (25) se tiene

$$Z_n = \left[\frac{R_j}{\omega C_j (1 + \omega^2 C_j^2 R_j^2)^{1/2}} \right]^{1/2} \left[\frac{1}{N-n} \right] \quad (29)$$

Naturalmente, la impedancia de la n -ésima etapa es independiente de las capacitancias en serie del CWVM. Por otra parte, con $n=0$ es posible obtener la impedancia de entrada del CWVM, la cual viene dada por

$$Z_{in} = \left[\frac{R_j}{\omega C_j (1 + \omega^2 C_j^2 R_j^2)^{1/2}} \right]^{1/2} \left[\frac{1}{N} \right] \quad (30)$$

Z_{in} es un factor importante porque se requiere para diseñar la etapa del acoplador de impedancias. Entonces, al acoplar la impedancia de entrada del CWVM con la impedancia de la antena se garantiza que no haya pérdidas de energía.

2.3 Verificación experimental del modelo

En un esfuerzo por comprobar lo propuesto por el modelo se implementaron los CWVM mencionados en secciones anteriores. La impedancia de salida experimental se obtuvo realizando mediciones de la corriente en corto circuito I_{sc} y voltaje de circuito abierto V_{oc} . Por lo tanto, la impedancia de salida se define de la siguiente manera

$$Z_{out} = \frac{V_{oc}}{I_{sc}} \quad (31)$$

En la tabla 1 se muestran las mediciones de la corriente en corto circuito y el voltaje de circuito abierto para los CWVM basados en el diodo BAT85 y capacitores de $10\mu F$ con $N=3, 5, 6, 10$ etapas respectivamente, al igual que los valores de corriente calculados en los diodos tomando en consideración el número de etapas tal como lo hacen en la referencia [48]. Estos valores fueron utilizados para estimar la impedancia de salida experimental a partir de la ecuación (31).

Tabla 1. Mediciones de corriente en corto circuito, voltajes de circuito abierto, al igual que los valores de corriente calculados en los diodos del CWVM con diferente número de etapas.

Número de etapas	I_{sc} (μA)	V_{oc} (V)	I_d BAT85 (μA)
3	331	2.72	248
5	202	4.66	131
6	173	5.4	102
10	92	7.54	62

La tabla 2 muestra los parámetros de los diodos utilizados para calcular la impedancia de salida a partir del modelo aquí presentado implementando la ecuación (28). Estos valores fueron extraídos de las hojas de datos pertenecientes a cada dispositivo y como se mencionó anteriormente estos parámetros dependen de diversos factores. De la misma manera la resistencia unión, R_j , es dependiente del voltaje, temperatura y frecuencia. Sin embargo, a temperatura ambiente tiene valores definidos por $R_j = 0.026/(I_d + I_s)$, donde I_s es la corriente de saturación que por lo general tiene valores por el orden de los nA y por lo tanto se considera despreciable. I_d es la corriente externa aplicada.

Tabla 2. Parámetros de los dispositivos que conforman el CWVM.

Dispositivo	Capacitancia Unión C_j	Resistencia Unión R_j
BAT85	2pF-10pF	$R_j \sim 0.026/I_d + I_s$
HSMS2852	0.16pF-1pF	$R_j \sim 0.026/I_d + I_s$

Además, la tabla 3 muestra los resultados experimentales para Z_{out} obtenidos con los datos experimentales de I_{SC} y V_{OC} empleando la ecuación (31). También se exhiben datos teóricos de la impedancia de salida obtenidos con la ecuación (28) y a modo de comparación se muestran otros resultados obtenidos por diferentes autores.

Tabla 3. Comparación entre la impedancia experimental y los valores predichos por varios modelos y también por el que se propone en el grupo de trabajo.

Etapas	$Z_{out}(\Omega)$ [Experimental]	$Z_{out}(\Omega)$ [Modelado]	$Z_{out}(\Omega)$ [*]	$Z_{out}(\Omega)$ [**]
3	8217.52	8232.71	0.246	0.022
5	23069.3	22653.3	1.089	0.102
6	33700.98	32931.08	1.688	0.176
10	81956.52	81906.25	7.312	0.817

Las ecuaciones de los modelados previamente reportados se muestran a continuación. No obstante, es importante resaltar que en los modelados previos N se toma como número de etapas conformadas por el par de diodos, mientras que en este trabajo N se toma como el número de etapas formada por diodos individuales debido al modelo de transmisión.

$$[56]^* \quad Z_{out} = \frac{1}{fC_s} \left(\frac{2}{3}N^3 + \frac{3}{4}N^2 + \frac{1}{12}N \right) \quad (32)$$

$$[57]** \quad Z_{out} = \frac{N^3}{12fC_s} \quad (33)$$

Evidentemente, los resultados obtenidos por el modelado propuesto en este trabajo son los que más se acercan a los resultados experimentales. En contraste, los datos predichos por otros modelos se encuentran muy lejos de los resultados esperados, el motivo principal para este suceso es que los modelados previos predicen una dependencia de la impedancia de salida con las capacitancias en serie del CWVM y por lo tanto desprecian las características del diodo. En cambio, la impedancia de salida calculada por el modelo propuesto en este trabajo si depende de los parámetros del diodo tales como la resistencia unión, capacitancia unión y estos parámetros a la vez dependen del voltaje, temperatura y frecuencia, haciendo a este modelo más preciso al predecir la impedancia de salida y también la de entrada.

La figura 27(a) muestra el voltaje de salida en función de la resistencia de carga para los diferentes CWVM. Observando que en todos los CWVM cuando $Z_{out} > R_{load}$ (existe una baja resistencia de carga) el voltaje de salida aumenta conforme vamos disminuyendo el número de etapas. En caso opuesto, cuando $Z_{out} < R_{load}$ (alta resistencia de carga) el voltaje de salida aumenta conforme van aumentado las etapas. Este es un resultado muy importante, ya que para cargas mayores o menores que la impedancia de salida el sistema se comporta como un amplificador de voltaje o como un atenuador de voltaje respectivamente. Sin embargo, cuando la impedancia de salida y la resistencia de carga tienen valores muy similares parece existir una competencia entre los voltajes de salida de los CWVM de 5 y 6 etapas. En vías de aclarar esta situación se analiza la figura 27(b) donde se ilustra la potencia disipada contra la resistencia de carga. De acuerdo con dicha figura se aprecia que el CWVM que disipa más potencia es el multiplicador de N=5 etapas.

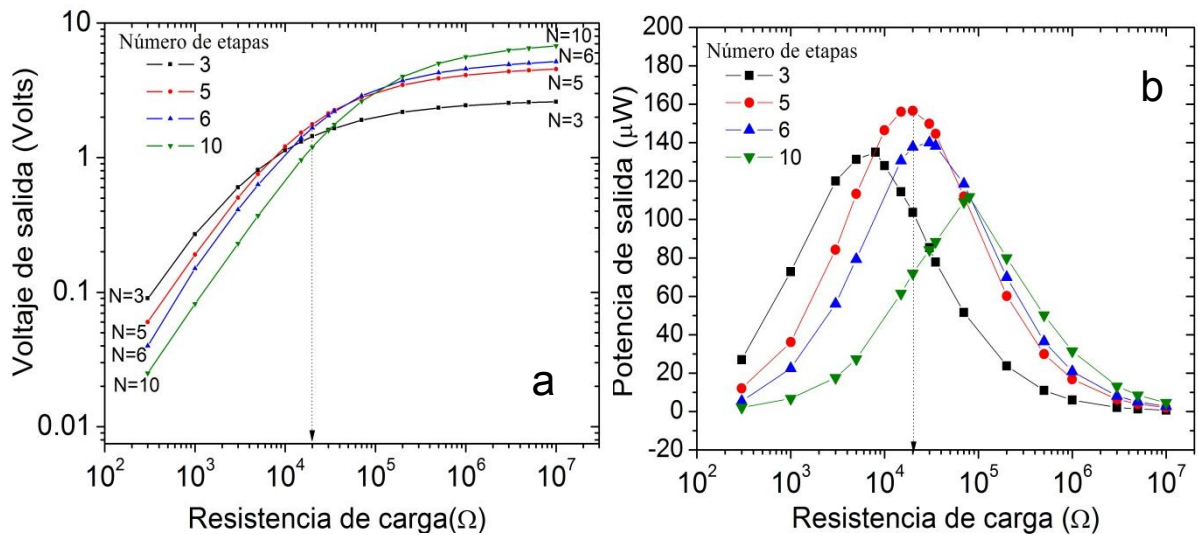


Figura 27. Desempeño de los CWVM con diferentes etapas: (a) V_{out} vs R_{load} y (b) Potencia de salida vs R_{load} .

Evidentemente, la resistencia de carga que corresponde con la máxima potencia disipada se acopla con la que se predijo en el modelo aquí propuesto y los valores experimentales deducidos por las ecuaciones (28) y (31) respectivamente. Además, se puede observar otro resultado importante al graficar I_{SC} y V_{OC} contra el número de etapas tal como se muestra en la figura 28. Naturalmente, ambas curvas se intersecta en el CWVM de N=5, por lo tanto, bajo este método se prevé una alternativa para determinar y optimizar experimentalmente el número de las etapas en un CWVM y con ello poder obtener la máxima potencia de carga.

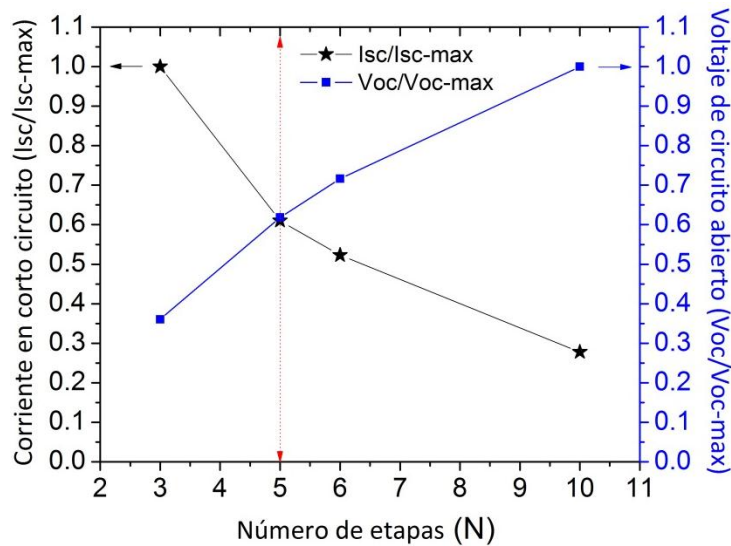


Figura 28. Corriente en corto circuito y voltaje de circuito abierto en función del número de etapas del CWVM.

Adicionalmente, en vías de sustentar el modelo aquí presentado se hizo una comparación entre dos CWVM con $N=6$ etapas, en ambos se emplearon diodos BAT85 pero se utilizaron capacitores diferentes, el primero contenía capacitores de $10\mu\text{F}$ y el segundo tenían capacitores de 10nF ; Así, cualquier diferencia en la impedancia de salida estaría influenciada por las capacitancias, y por ende la ecuación (28) propuesta por el grupo de trabajo no sería válida. También se comparan dos CWVM más en los cuales se mantienen el mismo número de etapas ($N=6$) con el mismo tipo de capacitores (10 nF) pero emplean diferentes diodos en cada uno de ellos, diodos BAT85 y diodos HSMS2852, los cuales se ilustraron en la figura 25(a) y (b), de esta manera cualquier diferencia en la impedancia de salida se vería influenciada por las capacitancias y resistencia pertenecientes a los diodos y con ello se válida también el modelado propuesto. En la figura 29(a) se pueden observar los resultados experimentales del CWVM diseñado con distintos capacitores y se aprecia como las impedancias de salida son prácticamente iguales, por lo tanto este hecho confirma que diferentes capacitancias en el circuito no afectan la impedancia de salida, lo cual da validez a la ecuación (28). Además, en la figura 29(b) se aprecian los resultados para los CWVM fabricados con distintos diodos y en este caso se puede ver una clara diferencia entre las impedancias de salida, por lo tanto los parámetros de los diodos tales como la resistencia y capacitancia unión juegan un papel muy importante. Así nuevamente se confirma que el modelo propuesto calcula la impedancia de salida. Sobre la misma figura se exhibe una diferencia en los valores máximos de potencia entre ambos CWVM, las cuales se originan debido a las propiedades intrínsecas de cada diodo y puesto que los diodos Schottky HSMS2852 presentan un mejor desempeño que los diodos Schottky BAT85 exhiben ese valor más alto.

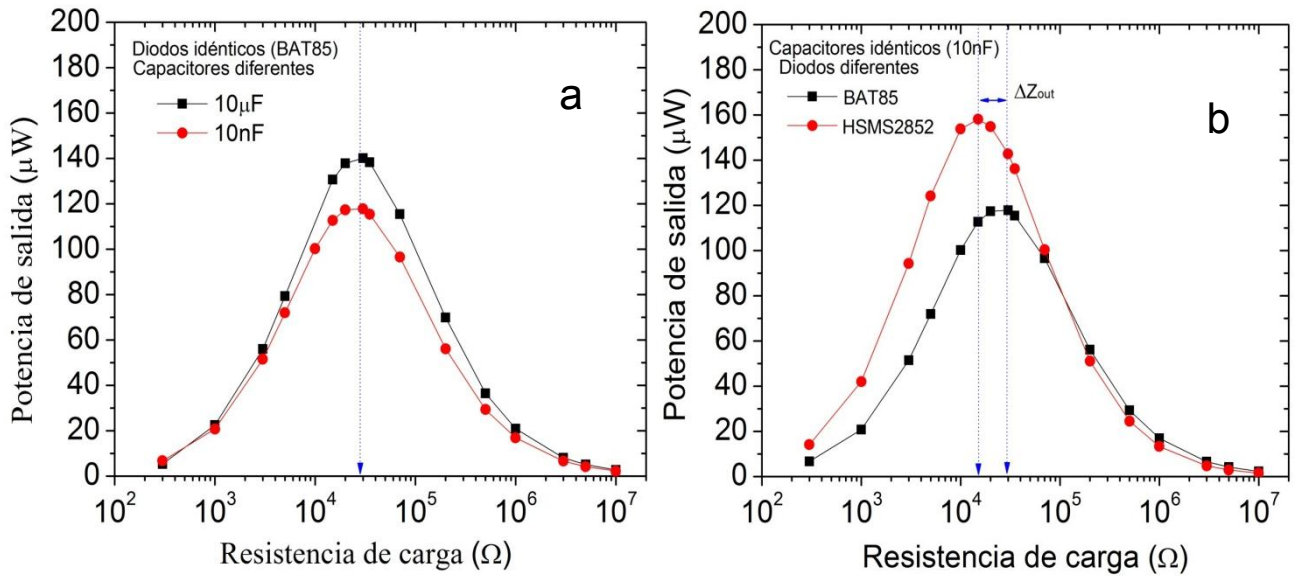


Figura 29. Potencia de salida vs resistencia de carga: (a) Diodos BAT85 con diferentes capacitores y (b) Capacitores de 10nF con diferentes diodos.

2.4 Desempeño del cosechador de energía para radioemisiones FM

Para evaluar el desempeño del sistema cosechador de RF se empleó un prototipo basado en el diseño de la sección 2.1. Una de las etapas más importantes en el sistema es la etapa de la detección (Antena dipolo y circuito resonante) porque de ella depende la cantidad de energía RF que va a ser capturada del ambiente, y así poder obtener un alto factor de calidad Q en el circuito LC. Con el objetivo de obtener una Q alta se utilizó adicionalmente una antena de lazo. La ventaja que brinda esta topología es que si se desea tener la capacidad de detectar señales con diferentes frecuencias y niveles de potencia en la banda FM es posible realizarlo con cierta facilidad ya que solo basta con ajustar el capacitor variable. La figura 30(a) muestra un espectro de RF de las señales presentes en el ambiente dentro del laboratorio de trabajo las cuales pertenecen a las bandas comerciales de FM. La parte central del espectro exhibe la señal de 90.5 MHz siendo la que presenta una mayor intensidad al resto de estaciones FM (marcada con una flecha roja y amarilla respectivamente). Por tal motivo, la etapa de detección se sintoniza a 90.5 MHz con la ayuda del capacitor variable, el recuadro de la figura 30(a) muestra el circuito para dicha etapa. La figura 30(b) ilustra la señal detectada por el circuito, dicha señal tiene alrededor de 1V de voltaje pico a pico y una frecuencia de 90.5MHz. Estas fueron las características que se tuvieron de señal RF que fungió como energía, dicha señal se mide utilizando un osciloscopio Tektronix modelo TDS 2022B.

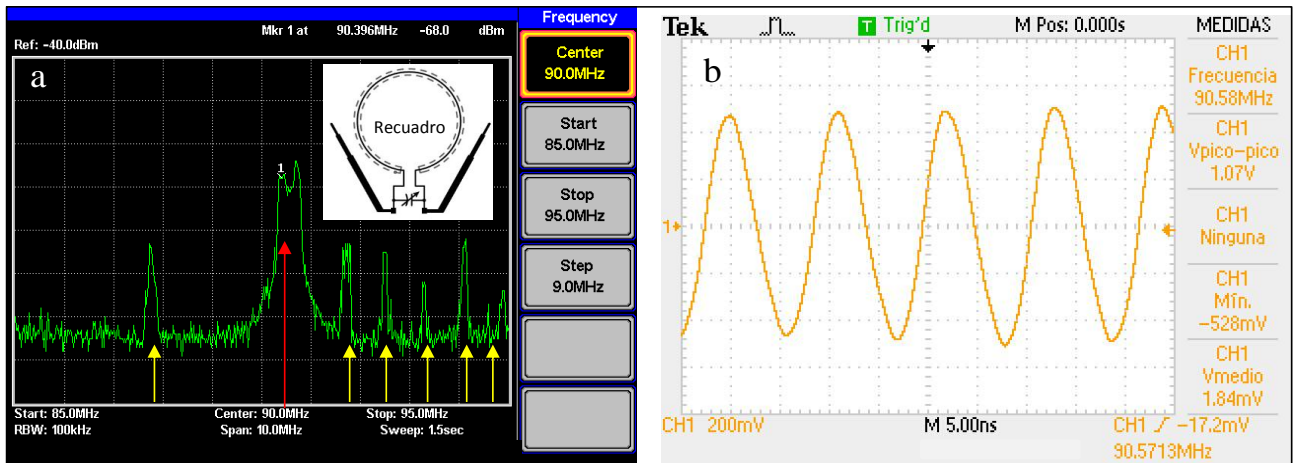


Figura 30. (a) Espectro de RF de las emisiones de FM detectadas y (b) Señal de FM detectada por el circuito resonante.

La figura 31(a) muestra un diagrama pictórico de todo el sistema cosechador de energía RF. El cual se constituye básicamente de una antena tipo dipolo cuya resistencia es de 75Ω , una antena de bucle de 230nH , un capacitor variable de $5\text{-}30\text{pF}$, un CWVM de 6 etapas que está fabricado con diodo HSMS2852 y capacitores de 10nF . Usando la ecuación (21) y los valores de inductancia y capacitancia mencionados arriba es posible sintonizar el circuito en un rango de frecuencia que va desde 60.5 MHz hasta 148.5 MHz el cual cubre la radioemisión de FM. En la figura 31(b) se exhibe el prototipo del cosechador de energía RF sintonizado a una frecuencia de 90.5 MHz .

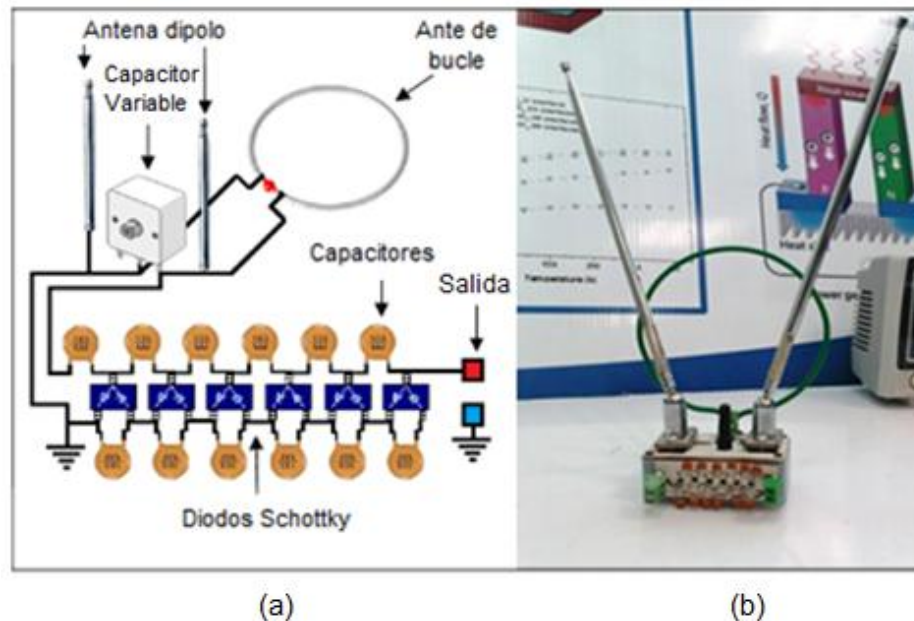


Figura 31. (a) Diagrama pictórico del cosechador de RF y (b) Prototipo real del cosechador de RF.

En vías de evaluar el desempeño del dispositivo cosechador de energía RF se realizaron mediciones de la potencia de salida en función de la resistencia de carga y los capacitores que

conforman el multiplicador de voltaje. Así, se construyeron tres cosechadores de energía RF con diodos idénticos pero diferentes capacitores cuyas capacitancias eran de 0.1nF, 10nF y 100nF respectivamente. Los resultados de dichos experimentos se muestran en la figura 32(a). Mostrando que la impedancia de salida es independiente de los capacitores pero no en el caso de la potencia; de hecho existe una capacitancia óptima con la cual se obtiene la máxima potencia de salida. En este caso, el valor intermedio de 10nF fue con el cual se obtuvo el mejor desempeño, y los valores por encima o debajo de este resultaron en potencias menores. Este comportamiento puede ser observado con mayor claridad en la figura 32(b); En los tres sistemas cosechadores se observan impedancias de salida similares pero diferentes potencias de salida, la cual depende de los capacitores empleados, tal como se mencionó previamente. Entonces con estos resultados aunados a los resultados anteriores se obtiene un sistema con el cual se genera la suficiente energía para alimentar dispositivos de baja potencia.

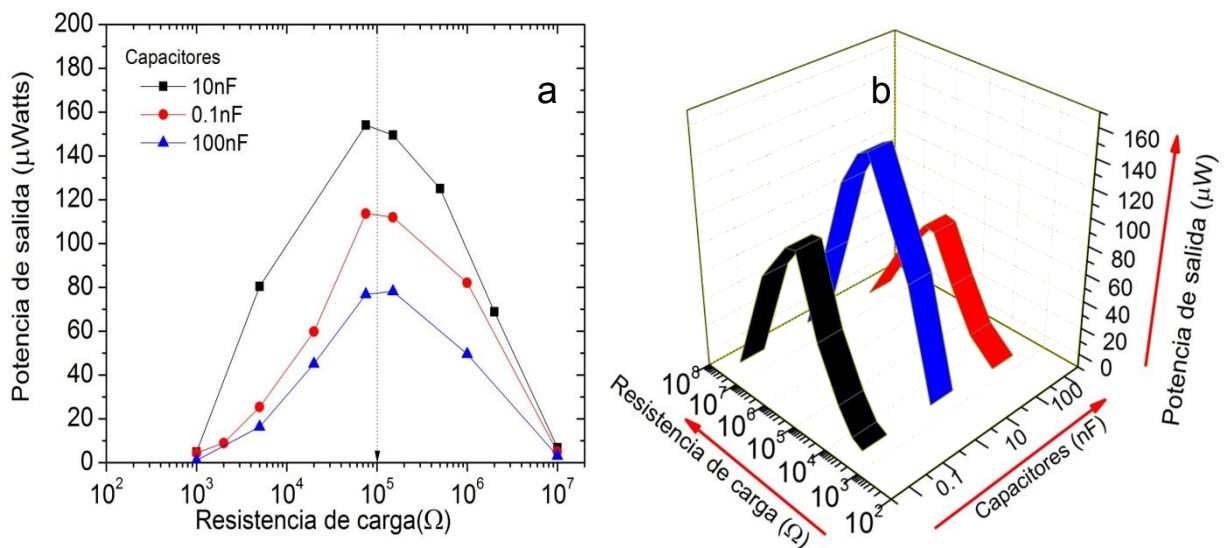


Figura 32. Análisis de la potencia de salida: (a) Comparada con el número de etapas y (b) Efecto de los capacitores y la resistencia de carga.

En las figuras 33(a) y 33(b) se exhibe este sistema conectado a una calculadora y a un LED de alta eficiencia respectivamente. Claramente se aprecia que los dispositivos funcionan adecuadamente; y es importante mencionar que previamente a estas acciones la batería y la celda solar de la calculadora fueron removidas. Con estos resultados mostrados previamente se probó que las señales de RF pueden servir para alimentar a dispositivos de baja potencia implementado cosechadores de energía que se constituyen con los componentes ya mencionados.

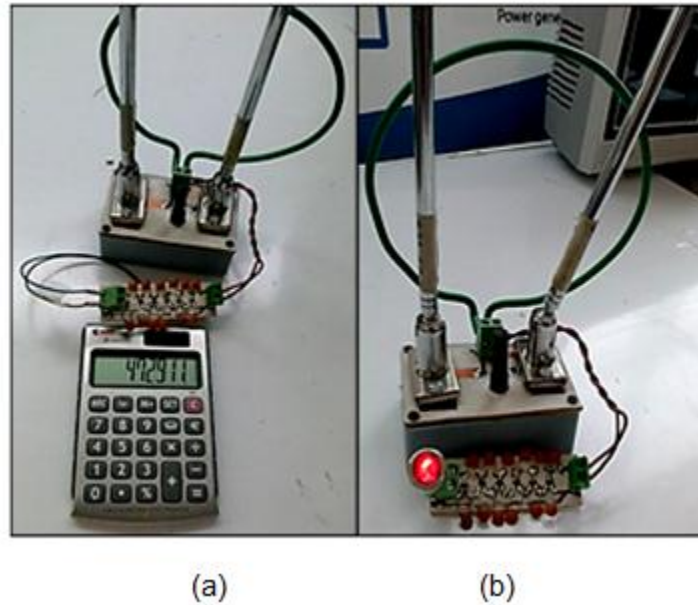


Figura 33. Alimentación de dispositivos de baja potencia: (a) Calculadora y (b) Un LED de alta eficiencia.

2.5 Cosechador de RF: Conclusiones parciales

- Considerando el modelo de la línea de transmisión en el multiplicador de voltaje Cockcroft-Walton es posible obtener una expresión mediante la cual se calcule la impedancia de entrada y de salida del multiplicador de manera precisa.
- Controlando la impedancia de salida se le otorga al multiplicador de voltaje la versatilidad de funcionar como una atenuador o amplificador de voltaje. Sin embargo, para obtener la máxima potencia de salida es necesario que se iguale la impedancia de salida con la resistencia de carga.
- La impedancia en el CWVM no depende de las capacitancias en serie sino más bien de los factores provenientes del diodo como son la capacitancia y la resistencia de la unión así como también de la frecuencia y el número de etapas. Contrastando con lo reportado por otros modelos en la literatura en los cuales la impedancia de salida depende de las capacitancias en serie.
- La capacitancia de unión C_j permite el flujo de corrientes que afectan el voltaje de salida del CWVM y por ende este a su vez altera la impedancia de salida, por tal motivo al implementar diodos con C_j bajas se puede incrementar la Z_{out} .
- Implementando un sistema cosechador de energía de RF como el realizado en este trabajo es posible generar la energía suficiente para alimentar dispositivos de baja potencia a través de la banda comercial de FM.
- Es posible determinar el número de etapas óptimo en el CWVM a partir de resultados experimentales mediante una gráfica de corriente en corto circuito y el voltaje de circuito abierto con sus valores normalizados en función del número de etapas y con ello obtener la máxima potencia de salida.

CAPÍTULO III: ESTUDIO DE LA
CONDUCTANCIA ELÉCTRICA A
NANOESCALA

III. ESTUDIO DE LA CONDUCTANCIA ELÉCTRICA A NANOESCALA

3.1 Modelado de la conductancia eléctrica a nanoescala

A continuación se propone un modelo matemático que predice la conductancia eléctrica a nanoescala que puede emplearse para conocer como varía dicha conductancia en sistemas compuestos, diodos MIM, FETs, etc. Bajo este contexto es útil considerar un sistema compuesto por dos nanocontactos. Las figuras 34(a) y 34(b) exhiben esta situación por medio de dos nanocontactos superpuestos y separados una distancia d respectivamente. Las mismas figuras también ilustran el ángulo de inclinación (α) y el ángulo azimutal (θ) formado entre los electrodos. Además, a través del área traslapada ocurre la transferencia de carga por tunelamiento entre los nanocontactos. En general, la conductancia eléctrica de una material con área de sección transversal A , longitud d y conductividad σ se define como

$$K = \frac{\sigma A}{d} \quad (34)$$

La conductividad por medio de tunelamiento se define en base al formalismo de Landauer $\sigma = (2e^2/h)T$, donde T es la probabilidad de transmisión dada por $T = \gamma e^{(-2\kappa d)}$; Aquí κ es el vector de onda característico para tunelamiento o el recíproco de la longitud de decaimiento, d es la separación entre los nanocontactos y γ está determinada por las características de los electrodos. Realizando una sustitución de las ecuaciones anteriores entonces la conductancia por tunelamiento para un fragmento infinitesimal del material de acuerdo con la ecuación (34) es la siguiente

$$dK = \gamma \left(\frac{2e^2}{h} \right) \left(\frac{e^{-2\kappa d}}{d} \right) A dk \quad (35)$$

Cuando se describe el tunelamiento del electrón en términos de un solo estado evanescente en la capa dieléctrica podemos definir el vector k en términos de k_0 cuando $k_{||} = 0$ de la siguiente manera $k^2 = k_0^2 + k_{||}^2$, por lo tanto al integrar sobre k la conductancia total viene dada como

$$K = \frac{\gamma k_0}{4\pi} \left(\frac{2e^2}{h} \right) \left(\frac{e^{-2k_0 d}}{d} \right) A \quad (36)$$

No obstante, bajo un contexto de ingeniería es importante controlar la conductancia eléctrica iniciando con parámetros de fácil acceso durante el proceso de micro-fabricación tales como los parámetros geométricos d y A . Bajo el régimen de los nanómetros controlar el parámetro de d puede ser algo tedioso e impráctico porque significa que hay que controlar el espesor de la película dieléctrica y mantenerlo por debajo de la distancia mínima para que haya tunelamiento entre los contactos con el fin de obtener diferentes valores de conductancia. En cambio, controlar el área de sección transversal con el aumento o disminución del ancho de los contactos induce un tunelamiento angular debido a los efectos de borde provocados por el campo eléctrico. Por lo tanto, la única manera de variar la conductancia eléctrica en la ecuación (36) es alterando el área de la sección transversal A mediante el ángulo azimutal entre los contactos, esta acción mantiene el ancho de los contactos constante y así se evitan los efectos de borde pero cambia la sección transversal; como resultado la conductancia eléctrica es alterada.

Basándose en las declaraciones anteriores, en el presente análisis con el fin de calcular la conductancia eléctrica total se considera que un conjunto de conductancias infinitesimales llenan el espacio entre los electrodos (un conjunto de canales individuales del dieléctrico), tal como se muestra en la figura 34(c). Por lo tanto, la conductancia eléctrica de una resistor infinitesimal viene dada por $dK = \frac{\sigma}{d}dA$, donde por analogía con la ecuación (36) la conductividad de tunelamiento es

$$\sigma = \frac{\gamma k_0}{4\pi} \left(\frac{2e^2}{h} \right) e^{-2k_0 d}.$$

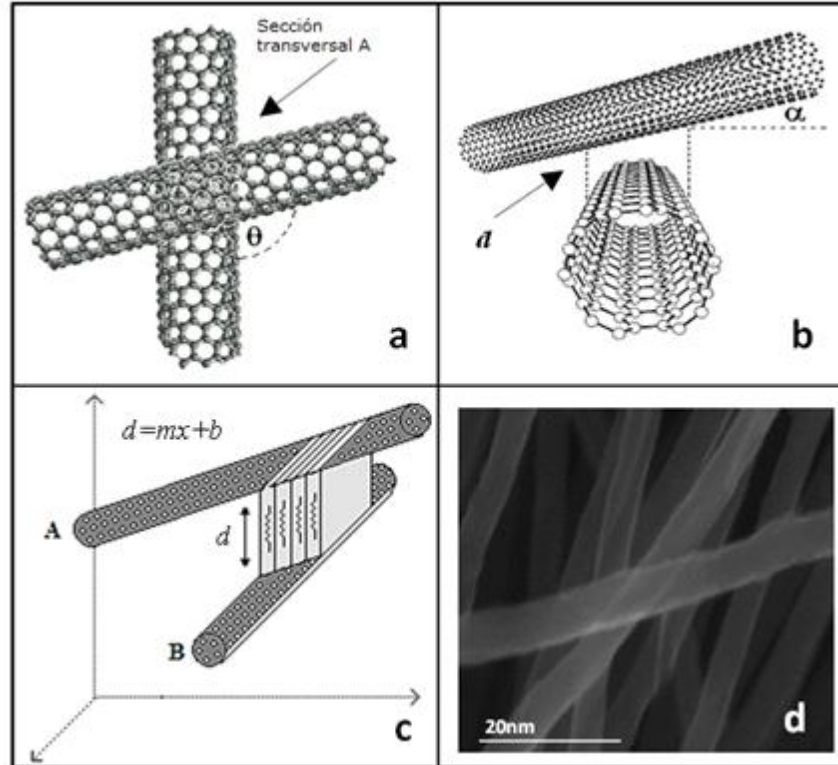


Figura 34. Esquema de dos nanocontactos: (a) Desde una vista superior, (b) Desde una vista frontal, (c) Ilustración de los nanoresistores generados en el dieléctrico, (d) Ilustración del área de solapamiento.

Además, evidentemente la sección transversal A y la separación entre los contactos d no son constantes, sino más bien dependen del ángulo azimutal θ y el ángulo de inclinación α respectivamente. Por consiguiente, $d = \tan(\alpha)x + b$ y $A = Dx$. Aquí D es el tamaño del nanocontacto, $x = D/\sin(\theta)$ y b es la distancia mínima que se requiere para iniciar el tunelamiento entre los electrodos. Aplicando algo de algebra e integrando $dK = \frac{\sigma}{d}dA$ en términos de la variable x , la conductancia eléctrica total viene dada por

$$K = \frac{\gamma k_0 D}{4\pi \tan(\alpha)} \left(\frac{2e^2}{h} \right) \int_0^{x_0} \frac{e^{-2k_0[\tan(\alpha)x+b]} [2k_0 \tan(\alpha)]}{2k_0 [\tan(\alpha)x+b]} dx \quad (37)$$

La ecuación (37) es el resultado principal de esta parte del presente trabajo la cual sigue la forma general de $E_i = \int_{U_0}^{U_i} \frac{e^{-U}}{U} dU$; a la cual se le llama Integral de la función exponencial, aquí $U=2k_0[Tan(\alpha)x+b]$. Debido a que x está en función del ángulo azimutal θ , $x(\theta)$; entonces, la ecuación (37) puede ser útil en la ingeniería de resistores en la nanoescala simplemente variando el ángulo entre los contactos, el modelo incluso predice la conductancia eléctrica de nanoresistores con diferentes anchos D así como también para diferentes distancias de separación d entre los contactos. En la figura 34(d), se exhibe una imagen de SEM de un conjunto de nanoestructuras solapadas que elucidan el concepto del área de solapamiento. Adicionalmente, aunque los nanocontactos se pueden encontrar aislados también pueden estar apilados en paquetes, si este es el caso, la ecuación (37) se transforma a

$$K = \frac{N\gamma k_0 D}{4\pi Tan(\alpha)} \left(\frac{2e^2}{h} \right) E_i \quad (38)$$

Aquí N es el número de nanocontactos apilados, cuando $N=1$, la ecuación (38) se transforma a la ecuación (37). Esta modificación es muy importante porque de esta manera el modelo puede considerar que los contactos se forman por un grupo de nanocontactos tal como se muestra en la figura 35.

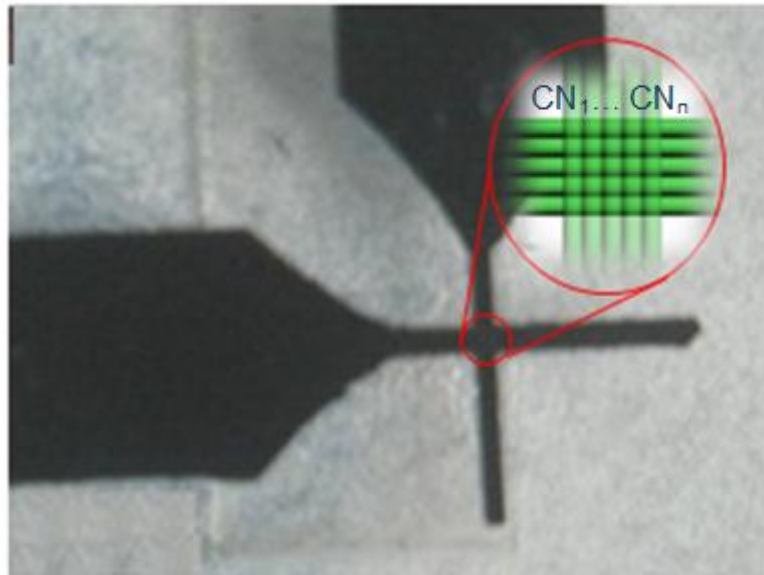


Figura 35. Microcontactos formados considerando varios nanocontactos apilados.

La figura 36(a) muestra la solución de E_i resuelta empleando el programa Matlab; El recuadro muestra un conjunto de nanocontactos formando dos contactos solapados tal como se consideró en la ecuación (38). Alternativamente, se pueden obtener aproximaciones de E_i a través de series de potencia y series asintóticas para valores pequeños y grandes de U . Además de la ecuación (37) se puede demostrar que el ángulo azimutal sigue la siguiente condición

$$\sin(\theta) = \frac{2k_0 D Tan(\alpha)}{U - 2bk_0} \quad (39)$$

Porque, $0 \leq \sin(\theta) \leq 1$, entonces la ecuación (39) resulta en la desigualdad

$$U - 2bk_0 \geq 2Dk_0 \tan(\alpha) \quad (40)$$

Por lo tanto, para mantener la condición dada en la ecuación (40) el tamaño del electrodo D debe estar en el orden de nanómetros para poder cancelar la tasa de decaimiento de la función de onda k_0 , el cual está relacionado con la longitud de decaimiento l , por medio de $k_0=1/2l$, donde l varía entre 4.6 \AA y 3.7 \AA para la mayoría y minoría de electrones respectivamente. Como consecuencia de tal condición, el tamaño del contacto D está restringido solo a algunas decenas de nanómetros con el fin de mantener la longitud de decaimiento en su valor real que se encuentra en el orden de \AA . La figura 36(b) muestra una gráfica de la ecuación (39), claramente se observa que conforme crece el tamaño del sistema desde nm a μm la curva muestra valores irreal para $\sin(\theta)$. En el caso contrario, para el sistema a nanoescala $0 \leq \sin(\theta) \leq 1$; por lo tanto, la ecuación (37) está restringida a sistemas en nanoescala.

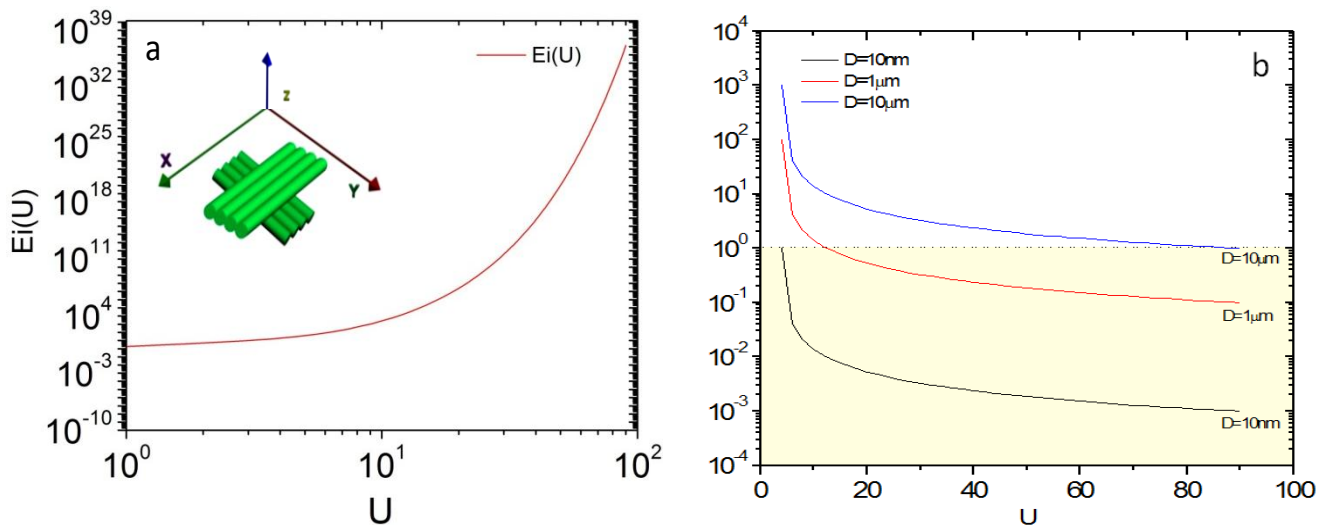


Figura 36. (a) Solución de la integral exponencial, y (b) Rango de validez del modelo verificado mediante los valores permitidos de $\sin(\theta)$, claramente el modelo está limitado a la nanoescala. El recuadro muestra paquetes de nanocontactos que constituyen los microcontactos.

La figura 37 muestra los resultados del modelado adquiridos para la conductancia eléctrica en función del ángulo azimutal de dos nanocontactos solapados con un ancho de 100 nm y separados por una distancia de 5 nm entre ellos. Por otra parte, se muestran gráficas para diferentes números de nanocontactos apilados. Por ejemplo, para $n=1$ la conductancia mínima se obtuvo para $\theta=\pi/2$, sin embargo conforme el ángulo azimutal se varía desde $0 \rightarrow \pi/2$ y desde $\pi/2 \rightarrow \pi$ aumenta el área de solapamiento; consecuentemente la conductancia eléctrica aumenta. Obviamente, cuando ambos nanocontactos están completamente solapados ($\theta=\pi$ o $\theta=0$) la conductancia tiende al infinito, este comportamiento se origina porque el modelo se basa en dos nanocontactos con una longitud infinita. Además, se puede observar que al aumentar el número de nanocontactos solapados también aumenta el área de solapamiento, y por lo tanto se mejora la conductancia eléctrica. En vías de ilustrar claramente ese efecto se exhiben modelados para $n=1$, $n=3000$ y $n=6000$; evidentemente la conductancia eléctrica se mejora significativamente por varios ordenes de magnitud acorde al número de nanocontactos, como se muestra en el recuadro. Este resultado

es importante ya que de esta manera se puede calcular la conductancia eléctrica en sistemas donde los contactos cuentan con dimensiones superiores a unas decenas de nanómetros.

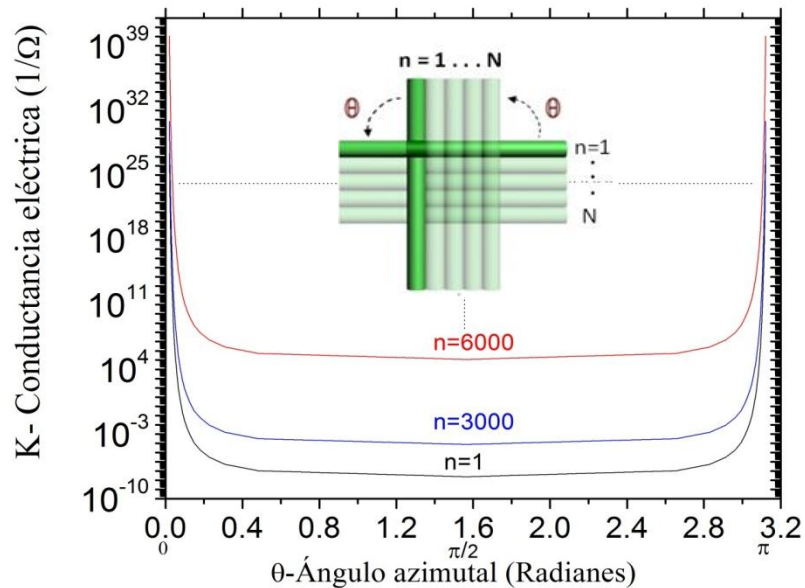


Figura 37. Modelado de la conductancia eléctrica en función del ángulo azimutal variando el número de nanocontactos apilados, los cuales tienen un tamaño de 100nm con una distancia de separación de 5nm. Para mayor claridad se muestra el recuadro de esta situación.

Por otra parte, la figura 38 muestra el modelado de la conductancia eléctrica en función del ángulo azimutal para dos nanocontactos solapados separados por una distancia de 5nm entre ellos a los cuales se les varió su tamaño. Como se esperaba, con el aumento en el tamaño del nanocontacto desde 10nm a 100nm se incrementa la conductancia y esto es debido a que crece el área de solapamiento entre ellos, tal como se muestra en el recuadro. Notablemente, contactos muy pequeños exhiben una conductancia eléctrica despreciable, sin embargo, a pesar del valor tan pequeño en la conductancia este se puede mejorar significativamente aumentando el área de solapamiento entre los contactos por medio del ángulo azimutal.

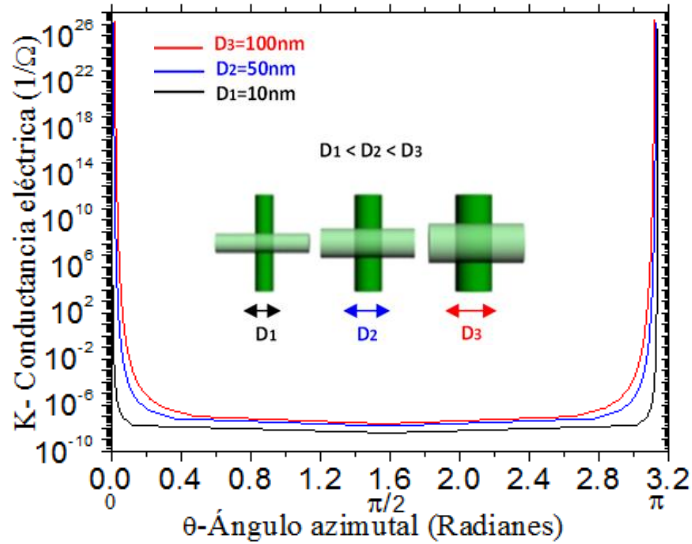


Figura 38. Modelado de la conductancia eléctrica en función del ángulo azimutal para dos nanocontactos separados una distancia de 5nm entre ellos variando el tamaño de estos. Para mayor claridad se muestra esta situación en el recuadro.

El espesor de película dieléctrica ubicada entre los nanocontactos también juega un papel importante sobre la conductancia eléctrica. Retomando la expresión de la probabilidad de tunelamiento $T = \gamma e^{(-2\kappa d)}$, definitivamente predice que la corriente de tunelamiento debe de decaer con el espesor de la barrera d , es decir, la conductancia eléctrica debe decaer al incrementar el espesor de la barrera. En este caso, la figura 39 muestra un modelado de la conductancia eléctrica en función del ángulo azimutal para nanocontactos traslapados con un tamaño de 10nm variando la separación entre ellos tal como se aprecia en el recuadro. Indudablemente, cuando d se reduce de 8nm a 1nm la conductancia se promueve altamente; además, tal valor se puede aumentar aún más mediante la variación del ángulo azimutal entre los contactos.

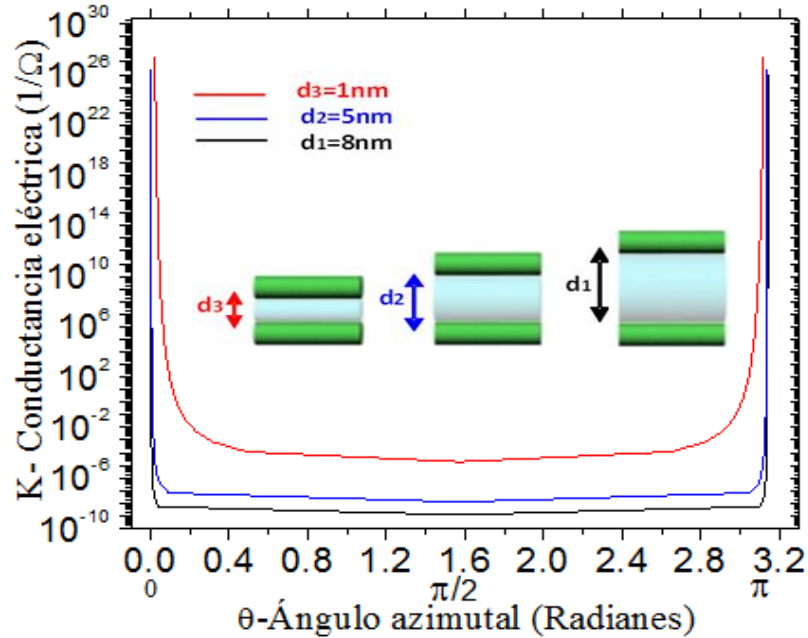


Figura 39. Modelado de la conductancia eléctrica en función del ángulo azimutal para dos nanocontactos traslapados con ancho de 10nm separados por diferentes distancias entre ellos. Para mayor claridad, se ilustra esta situación con el recuadro.

Otro parámetro importante a analizar sobre la conductancia eléctrica es el efecto del ángulo de inclinación formado entre los nanocontactos. La figura 40(a) muestra desde una vista frontal el esquema de dos nanocontactos traslapados con $\theta=90^\circ$ y tres diferentes α ; en específico a 0° , 15° y 45° respectivamente. Evidentemente, la distancia promedio entre los nanocontactos crece con el incremento del ángulo de inclinación; así, se puede inferir que la conductancia eléctrica disminuye con el aumento del ángulo de inclinación. No obstante, se presenta una situación curiosa cuando el ángulo azimutal $0 \rightarrow 0$ o $0 \rightarrow \pi$, tal como se puede observar en una vista lateral de la figura 40(a). Bajo esta situación, la distancia de separación entre uno de los extremos de los nanocontactos se acerca conforme el ángulo de inclinación crece mientras que el otro par de extremos se aleja, así la transferencia de carga por tunelamiento se espera que sea mayor por los extremos que están más cercanos. Por lo tanto, para pequeños y grandes valores de θ cercanos a 0 y π respectivamente, la conductancia eléctrica de nanocontactos altamente inclinados muestra valores mayores que aquellos que no han sido inclinados. En la figura 40(b) se aprecian los resultados del modelado para las situaciones descritas con anterioridad para dos nanocontactos solapados que están separados una distancia de 5nm y que tienen un ancho de 10nm. Interesantemente, el modelo revela tal comportamiento; la conductancia eléctrica crece con la disminución del ángulo de inclinación con ángulos azimutales ubicados en el rango de $[0^\circ + \Delta\theta] \leq \theta \leq [180^\circ - \Delta\theta]$. Sin embargo, existe una región de cruce para ángulos azimutales pequeños o grandes donde si se toma arbitrariamente un punto de las curvas de conductancia eléctrica el comportamiento se invierte. Esto significa que altos α corresponden a grandes valores de conductancia eléctrica y viceversa. Para mayor claridad, el recuadro muestra los resultados del modelado para la conductancia eléctrica en la región con θ pequeño.

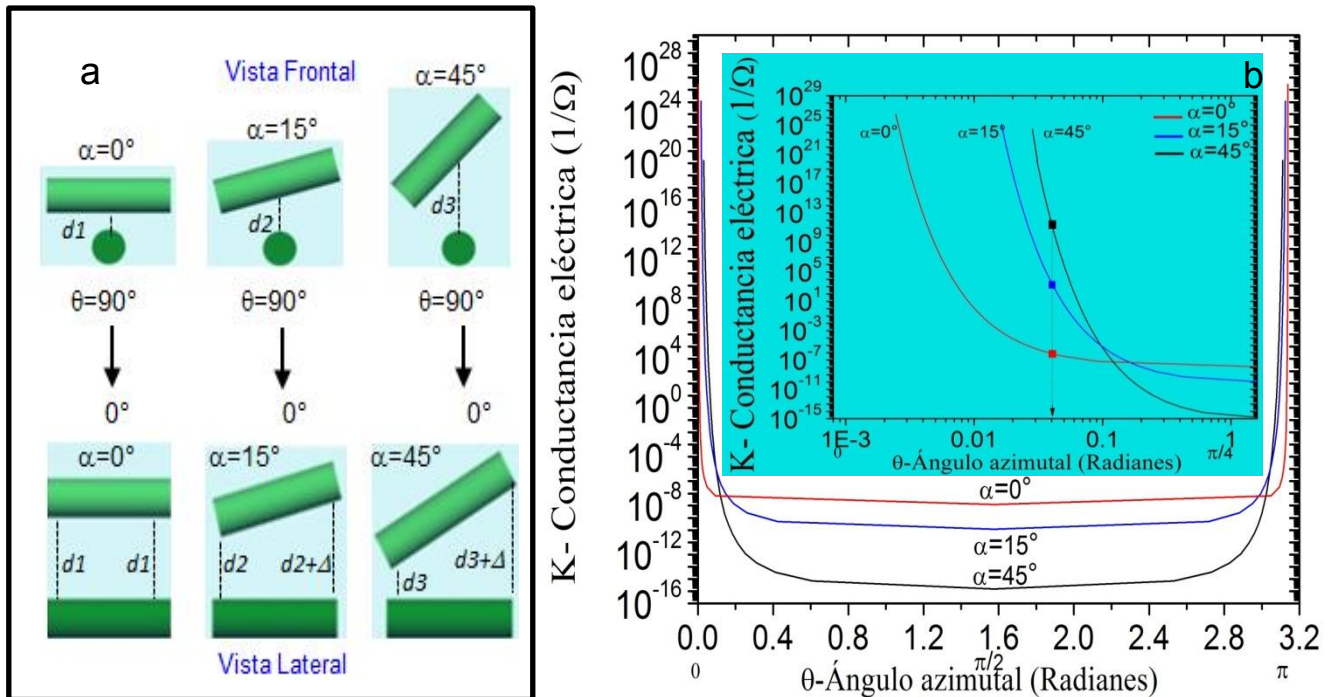


Figura 40. (a) Esquema que describe la posición relativa de dos nanocontactos traslapados debido a los cambios en el ángulo de inclinación y azimutal y (b) Modelado de la conductancia eléctrica en función del ángulo azimutal para dos nanocontactos traslapados variando el ángulo de inclinación.

Bajo un contexto de ingeniería, la resistencia de un resistor en bulto es dependiente del material y su forma; así, modificando tales parámetros la resistencia puede diseñarse a través de la ecuación constitutiva de la ley de Ohm la cual resulta en la ecuación (34). Este control preciso cubre la manera de su uso en la ingeniería; los diversos usos de los resistores en bulto incluyen, el control de ganancia, ajuste de polaridades, fijar constantes de tiempo, circuitos de carga y acoplamiento, divisiones de voltaje y generación de calor. Por lo tanto, la importancia de la ecuación (37), la cual es equivalente a la ecuación (34) en la nanoescala.

3.2 Diseño del dispositivo con estructura tipo MIM

En un esfuerzo por corroborar lo propuesto con el modelado referente al estudio de la conductancia eléctrica a nanoescala se decide realizar un dispositivo con estructura tipo MIM con el cual exista la capacidad de generar nanoresistores que alteren su conductancia eléctrica. Sin embargo, para realizar este análisis con mayor exactitud hay que contar con la virtud de controlar el área por la cual se transfiera la carga en el dispositivo. Igualmente hay que tener en consideración la región destinada para el suministro de corriente. De modo que se dice dar a los electrodos una geometría específica. Por lo tanto, el método para fabricar este dispositivo involucra el diseño de una máscara, procedimientos de fotolitografía, depósito por erosión catódica en DC y RF, (RF-DC Magnetron Sputtering) y técnicas de lift-off. Primeramente se diseña la máscara para generar patrón en la muestra mediante el proceso de fotolitografía. Una vez terminado con el proceso de fotolitografía se procede a realizar el depósito del material metálico, en este caso aluminio, mediante la técnica de erosión catódica en DC. Luego se deposita un material dieléctrico por medio de erosión catódica en RF (dióxido de silicio). Finalmente se repiten el proceso de

fotolitografía y el de depósito de aluminio para obtener el contacto superior y así tener el dispositivo terminado.

3.2.1 Diseño de la máscara

El diseño de las máscaras se realiza con el programa **Easily Applicable Graphical Layout Editor** (EAGLE) ya que este software permite diseñar con gran facilidad y buena exactitud diferentes geometrías. La topología seleccionada para los electrodos se observa en la figura 41(a)-(c), donde es posible observar el diseño de ambos electrodos por separado y también cuando se solapan. Específicamente al apreciar detenidamente la figura 41(c) es posible darse una idea de cómo es que va a quedar el dispositivo final en el cual la única región en común que tendrán ambos electrodos sería la zona por la que se cruzan ambas líneas. En este estudio se va a ir variando el ángulo azimutal (θ) y apreciar los cambios en la conductancia eléctrica del dispositivo.

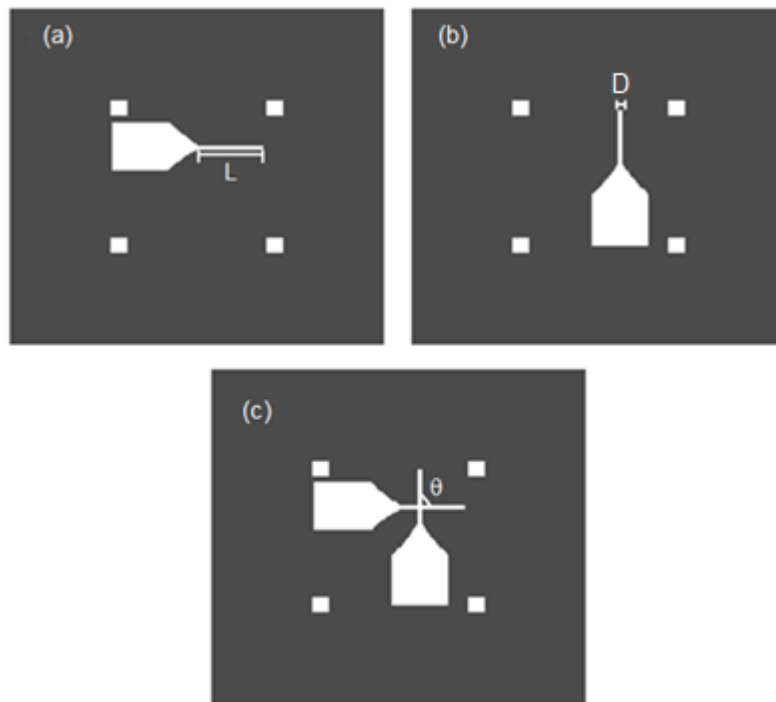


Figura 41. Topología de los electrodos: (a) Contacto inferior, (b) Contacto superior y (c) Vista al solapar ambos electrodos con $\theta=90^\circ$.

Por consiguiente, para este estudio se realizaron diversas máscaras y en la tabla 4 se muestran las dimensiones empleadas. De modo que se realizaron máscaras de todos los ángulos aquí propuestos para fabricar varios dispositivos.

Tabla 4. Dimensiones de los electrodos.

D	d	q
(mm)	(nm)	(°)
300	5	90,130, 150,170

Estos diseños fueron impresos sobre papel acetato para permitir el paso de la luz UV durante el proceso de fotolitografía. Además, vale la pena resaltar que los cuadrados alrededor de los electrodos se colocaron sólo con el objetivo de poder utilizarlos como referencia al momento de realizar la alineación del electrodo superior con el inferior. Entonces una vez que se tiene el diseño de la máscara se procede a generación de patrones.

3.2.2 Limpieza del sustrato

Antes de empezar con el proceso de fotolitografía es muy importante asegurar que la superficie esté libre de polvo, suciedad, o grasa residual. Algunos contaminantes típicos pueden ser removidos haciendo los pasos siguientes:

- Lavar 15 min con acetona en un baño ultrasónico.
- Lavar 15 min con etanol en un baño ultrasónico.
- Lavar 15 min con agua desionizada en una baño ultrasónico.
- Enjugar 30 seg con un flujo de agua desionizada.
- Secar los sustratos con nitrógeno.

3.2.3 Proceso de fotolitografía

La fotolitografía es un proceso utilizado para transferir patrones desde una máscara sobre un sustrato. El sustrato es recubierto con una película que es sensible a la luz (fotoresina), la cual se degradada cuando se expone a la luz a través de la foto-máscara. Después la muestra se expone a un baño con una solución y las áreas degradadas son removidas. Normalmente los procesos de fotolitografía estándar que se usan para transferir cualquier tipo de patrón son realizados mediante los pasos que se mencionan a continuación. Por lo tanto, este es el proceso que se ha seguido para realizar los contactos del dispositivo diseñado en este trabajo de tesis.

3.2.3.1 Deshidratación

La deshidratación por cocción va a asegurar que el agua presente en la muestra se evapore. Esto tiene importancia ya que las muestras pueden crear enlaces con el vapor de agua disponible en el ambiente provocando que la fotoresina depositada sobre la muestra se adhiera a las moléculas de agua y no directamente al sustrato. En este trabajo el recocido térmico fue realizado durante 10 minutos a 150°C con el fin de eliminar cualquier molécula de agua sobre la superficie del sustrato.

3.2.3.2 Recubrimiento por centrifugado para la fotoresina

Una vez que se tiene el sustrato deshidratado el siguiente paso es extender la fotoresina mediante la técnica de recubrimiento por centrifugado (Spin Coating). En este trabajo se usó una fotoresina positiva AZ 4533 y un Spin-Coater KW-4A CHEMAT TECHNOLOGY ubicado en el laboratorio de Materiales Nanoestructurados Funcionales.

La técnica de recubrimiento por centrifugado genera un espesor constante sobre la superficie del sustrato. Dicho espesor tiene una relación inversamente proporcional con la velocidad de centrifugado (rpm), que viene dada por la siguiente ecuación:

$$T_{FR} = \frac{cp^2}{\sqrt{v}} \quad (42)$$

Donde C es una constante del spin-coater que por lo general toma los valores de 80 y 100, p es el contenido de sólidos en la resina en porcentaje y v es la velocidad de rotación del equipo en rpm/1000. Normalmente, el sustrato se sujeta al spin-coater con una bomba de vacío y luego se aplica la fotoresina usando un gotero hasta que se cubra por completo la superficie del sustrato como se muestra en la figura 42. Mediante este procedimiento se obtienen recubrimientos

uniformes a 1500 rpm durante 45 segundos. En un proceso típico, se obtiene una capa uniforme de fotoresina con un espesor de alrededor de 5 μm .

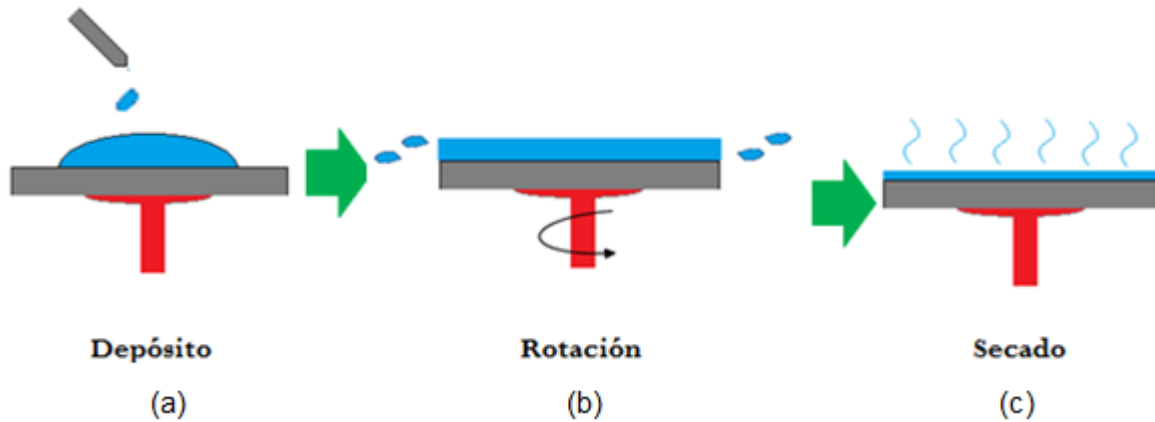


Figura 42. Depósito de la fotoresina: (a) Incorporación de la fotoresina al sustrato, (b) Centrifugado de la fotoresina y (c) Secado de la fotoresina.

3.2.3.3 Cocción suave

El recocido es un punto clave para los procesos de fotolitografía porque hace que la fotoresina sea sensible a la luz UV removiendo los componentes del solvente en ella. Una cocción corta previene que la luz UV alcance a degradar la resina debido a un exceso de solvente presente. En contraste, una cocción duradera sobre la muestra aumentará la sensibilidad de la resina con respecto a la luz UV y en casos extremos puede dañar el componente fotoactivo y reducir la solubilidad de la fotoresina.

En este caso una cocción óptima se logra durante un recocido de 1 minuto a 100°C. Una vez que la mayoría del solvente ha sido removido mediante el calor aplicado, al mismo tiempo se reduce el espesor de la fotoresina aproximadamente en un 25% tal como se ilustra en la figura 42(c).

3.2.3.4 Alineación y exposición a la luz UV

El siguiente paso es exponer la muestra a la luz UV usando una máscara para crear ambos tipos de zonas, zona expuesta y zona sin exponerse. El área que fue expuesta a la luz UV sufrirá una reacción química la cual en este caso va a debilitar esa región. El tiempo suficiente para transferir los patrones a las muestras fue de 15 segundos.

3.2.3.5 Desarrollo de los patrones

Una vez que se ha expuesto la muestra a la luz UV se procede a revelar los patrones sumergiendo la muestra en un solvente revelador durante 15 segundos con el cual se ataca únicamente a las zonas que fueron expuestas. A partir de un seguimiento de los pasos anteriores se obtienen patrones como los que aprecian en la figura 43.

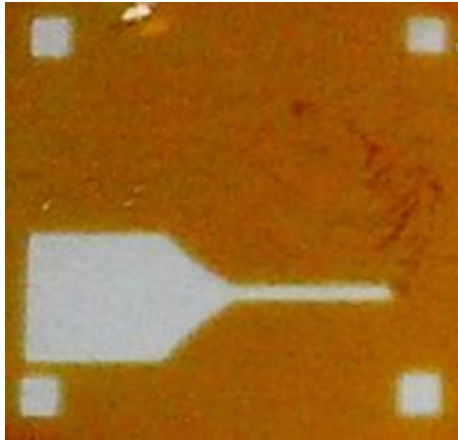


Figura 43. Patrón del contacto inferior obtenido mediante el proceso de fotolitografía.

3.2.3.6 Curado de fotoresina

Darle una cocción adicional a la fotoresina a una temperatura de 115°C por 1 minuto va a provocar que se fortalezca y va a mejorar su adhesión al sustrato. Es importante encontrar la temperatura y el tiempo de recocidos óptimos para este paso debido a que cocciones con tiempos o temperaturas mayores pueden dificultar la remoción de la fotoresina. Además procesos de este tipo también pueden hacer que la fotoresina alcance su temperatura de transición vítrea y con ello la fotoresina puede fluir y deteriorar la estructura final de los patrones.

Vale la pena resaltar que todo el procedimiento descrito arriba se siguió tanto para el diseño del contacto inferior como para diseño del contacto superior. Sin embargo, es evidente que al realizar el patrón del contacto superior la única diferencia es que se utiliza una máscara con un ángulo azimutal (θ) diferente a 0°.

3.2.4 Depósito del material dieléctrico

El material dieléctrico que se eligió para este trabajo fue el dióxido de silicio (SiO_2) debido a que tiene una buena movilidad de portadores de carga en la interfase y una tasa relativamente baja de zonas de atrapamiento para los portadores de carga. Debido a dichas características ha sido empleado ampliamente en la fabricación de transistores de efecto de campo con estructura tipo Metal-Óxido-Semiconductor con el objetivo de aislar la compuerta de la corriente que circula por el canal del dispositivo [26]. El SiO_2 se deposita mediante erosión catódica en RF (RF Magnetron Sputtering) con el equipo de Torr International, los parámetros que se siguen para su depósito se pueden apreciar en la tabla 5.

Tabla 5. Parámetros de depósito del material dieléctrico.

Material	Potencia	Tiempo	Flujo Ar	Rotación	Presión	Temperatura
SiO_2	100 W	250 Seg	204.8 sccm	12 rpm	6.3E-3 Torr	150 °C

Este método es ampliamente utilizado para depositar este material, además que se tiene un buen control sobre el espesor de la película. De modo que con esta técnica es posible obtener una película que presente una mayor ausencia de contaminantes debido a que al realizar el depósito en vacío se disminuye la presencia de estos. En contraste, cuando se crece el dieléctrico por tratamiento térmico sin atmosfera controlada se promueve la contaminación de la película ya que se pueden adherir contaminantes presentes en el ambiente [58].

3.2.5 Depósito de aluminio y procesos de lift-off

3.2.5.1 Contacto inferior

Finalizado el proceso de fotolitografía se procede a depositar el primer contacto metálico, en este caso utiliza aluminio como contacto y además fue agregada una película delgada de cromo para mejorar la adhesión del aluminio a la muestra. Ambos materiales son depositados por el proceso de erosión catódica en DC (DC Magnetron Sputtering). Las condiciones de depósito para ambos materiales se presentan en la tabla 6.

Tabla 6. Parámetros de depósito del electrodo.

Material	Potencia	Tiempo	Flujo Ar	Rotación	Presión	Temperatura
Al	100 W	200 Seg	50 sccm	12 rpm	3.7-4E-3Torr	23 °C
Cr		80 Seg	100 sccm			

En la figura 44(a) se puede observar una fotografía de la muestra una vez que se le ha depositado el metal. Los patrones previamente diseñados con la fotoresina se transfieren a la película metálica después del proceso de lift-off. El proceso de lift-off consiste en la remoción de la fotoresina a partir de un ataque químico. Para el caso de una fotoresina positiva el solvente más indicado para esta tarea es la acetona. Para esto se sumerge la muestra en acetona durante un tiempo de 45 segundos con lo que se removió la capa de fotoresina de la superficie del sustrato, en la figura 44(b) se aprecia el resultado de la muestra después de haber sido sometida al proceso de lift-off.

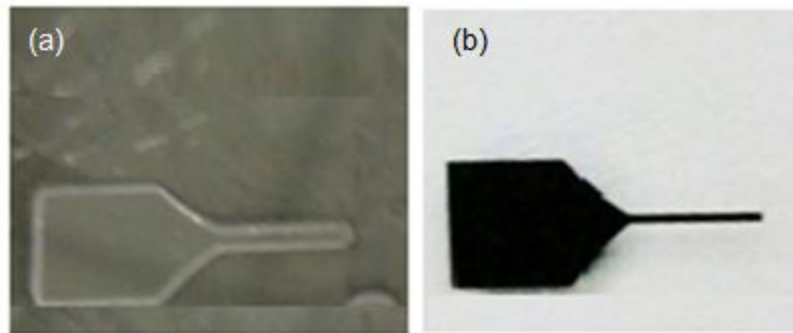


Figura 44. Diseño del contacto inferior: (a) Después de haber depositado los metales y (b) Después de haber realizado el proceso de lift-off.

3.2.5.2 Contacto superior

El depósito del contacto superior se realiza una vez que se tienen el contacto inferior y el material dieléctrico depositados cuyos pasos fueron descritos con anterioridad. De la misma manera se realiza el patrón en base al procedimiento de fotolitografía explicado previamente. Además, se depositaron los metales bajo las mismas condiciones listadas en la tabla 6. Una vez realizados los procedimientos de lift-off obtenemos nuestro dispositivo terminado como se puede apreciar en la figura 45.

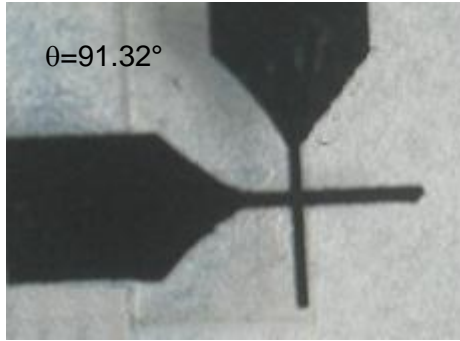


Figura 45. Dispositivo final con un ángulo azimutal de $\theta = 91.32^\circ$.

Las mediciones de los ángulos azimutales se realizaron utilizando una herramienta llamada toupview la cual permite medir el ángulo con alta exactitud ya que se tomaron fotografías de los dispositivos con la ayuda de este software empleando un monocular. Habiendo obtenido las muestras necesarias para este estudio se procede a realizar la caracterización eléctrica. Para la caracterización eléctrica se realizaron curvas características IV con las cuales se busca obtener un aumento en la conductancia eléctrica conforme varía el ángulo azimutal (θ).

3.3 Verificación experimental

Suponiendo que existe un interés en diseñar un conjunto de nanoresistores con valores arbitrarios de 60Ω , $3k\Omega$, $5.5k\Omega$ y $13.5k\Omega$. Por simplicidad, es mejor construir nanoresistores en los cuales se varíe únicamente el ángulo azimutal en lugar de las otras variables (i.e. ángulo de inclinación o el espesor de la película dieléctrica debido a los factores que se mencionaron anteriormente). Si definimos el espesor a 5nm para el material dieléctrico en vías de asegurar el tunelamiento y de la misma manera mantenemos el ancho de los contactos alrededor de los $300\mu\text{m}$. Entonces, de acuerdo con la desigualdad definida en la ecuación (40), y la figura 36(b) es necesario dividir el microcontacto de $300\mu\text{m}$ en varios nanocontactos con el objetivo de aplicar la ecuación (38) correctamente y obtener predicciones confiables. Por consiguiente, podemos dividir los contactos de $300\mu\text{m}$ en 3000 nanocontactos que tengan un ancho de 100nm . Entonces, dividiendo cada conductancia eléctrica por 3000 obtendremos valores de conductancia referentes a las resistencias mencionadas previamente, i. e. $5.55 \times 10^{-6}\Omega^{-1}$, $1.11 \times 10^{-7}\Omega^{-1}$, $6.06 \times 10^{-8}\Omega^{-1}$ y $2.47 \times 10^{-8}\Omega^{-1}$ respectivamente. Además, si damos un vistazo en la figura 38 podemos ver el modelado para $n=1$ de un par de nanocontactos traslapados con un ancho de 100nm y separados una distancia de 5nm . Para elucidar esto en la figura 46 se presenta un acercamiento de la región de interés para el mismo modelado. Sobre esta figura, es posible localizar los valores de θ correspondientes a cada nanoresistor de las conductancias mencionadas arriba, dichos ángulos vienen siendo 167.3° , 149.5° , 130.4° y 90.7° . Así, en resumen, mediante la fabricación de nanoresistores con una intercapa dieléctrica de 5nm de espesor y microcontactos de $300\mu\text{m}$ con su correspondiente ángulo azimutal obtenido a partir de la ecuación (38) logramos diseñar nanoresistores con la conductancia o resistencia eléctrica deseada.

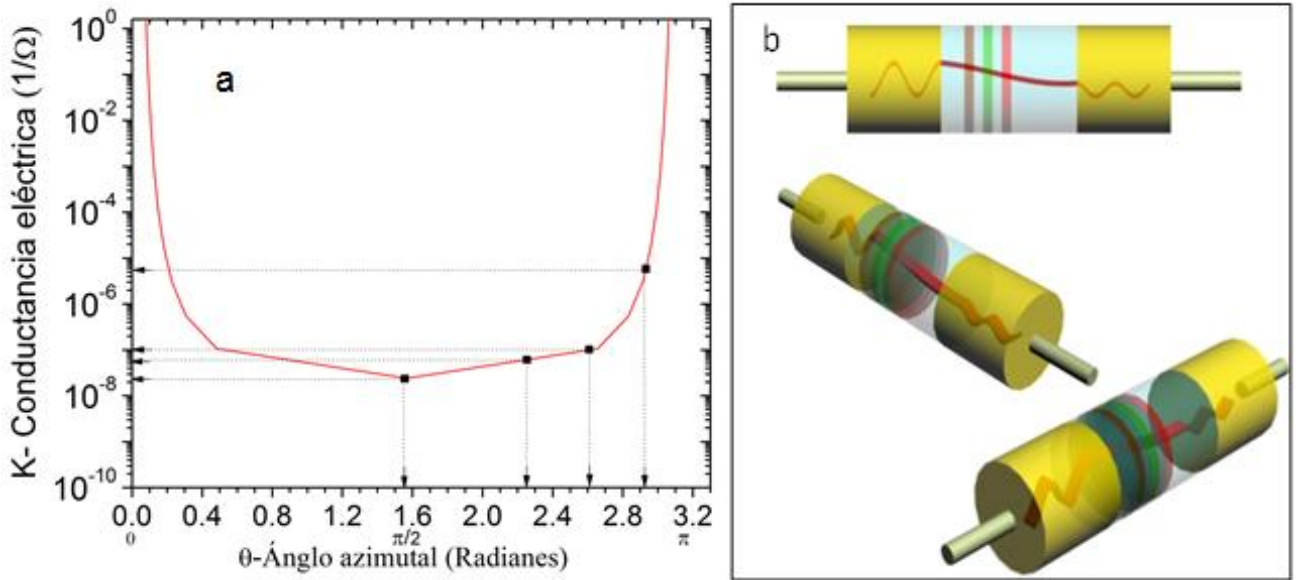


Figura 46. (a) Modelado de la conductancia eléctrica en función del ángulo azimutal para un par de nanocontactos solapados con un ancho de 100nm y separados una distan de 5nm, (b) Imagen pictórica de nanoresistores de ingeniería basados en el efecto de tunelamiento.

En un esfuerzo por probar experimentalmente el comportamiento de la conductancia eléctrica predicho por el modelo aquí propuesto se desarrollan un conjunto de nanoresistores por métodos de fotolitografía estándar. Básicamente, vía RF sputtering se depositó una película delgada de SiO₂ con un espesor de 5nm entre dos contactos metálicos de aluminio con un ancho de 300μm tal como se muestra en la figura 47(a), tal como se mencionó en la sección 3.1. Tales microcontactos fueron hechos con patrones para los ángulos predichos previamente con la ecuación (38). La calidad y el espesor de la película dieléctrica son muy importantes, necesita estar libre de defectos como huecos o fracturas con el objetivo de lograr el tunelamiento. Así, para evaluar la calidad de la película dieléctrica se realizaron análisis con TEM, en el recuadro de la figura 47(a) se muestran las micrografías correspondientes donde se puede observar un sólido amorfo y libre de defectos el cual corresponde al SiO₂. La figura 47(b) muestra imágenes ópticas de los nanoresistores desarrollados con diferente ángulo azimutal entre los microcontactos. Además, se realizaron mediciones eléctricas de la siguiente manera. Con el objetivo de mantener la condición de una polarización baja se hizo pasar una pequeña corriente en dc desde 0 a 100μA con incrementos de 10μA en polarización directa e inversa utilizando una fuente AC/DC Keithley 6221, estas acciones inducen el crecimiento de voltaje a lo largo del dispositivo el cual ha sido medido con un nanovoltmetro Keithley modelo 2182. Luego, a partir de esos datos se generaron curvas características IV y se obtuvieron diferentes tendencias para cada nanoresistor.

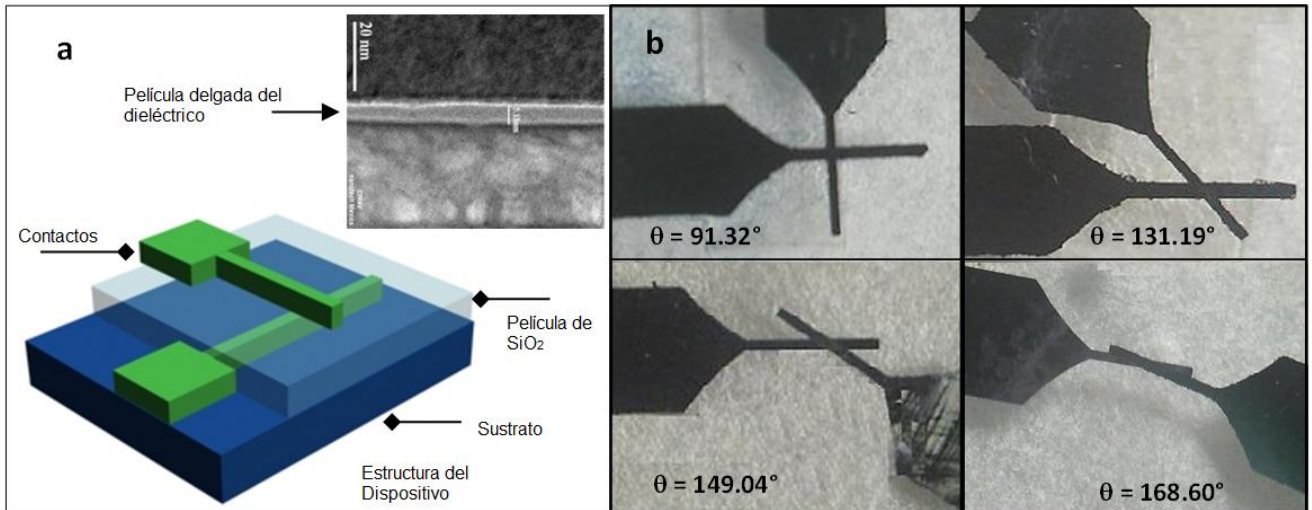


Figura 47. (a) Esquema pictórico de los nanoresistores microfabricados, y (b) Imágenes ópticas de los nanoresistores con diferente ángulo azimutal. El recuadro muestra la película de SiO₂ depositada entre los microcontactos.

La figura 48 muestra graficas IV de los nanoresistores con diferente ángulo azimutal que se encuentran en un rango de 90° a 180° como se indicó. Evidentemente, se puede observar que la conductancia crece conforme el ángulo azimutal crece, además se percibe el seguimiento típico de la ley de ohm. Por lo tanto de la pendiente de las curvas obtuvimos la conductancia eléctrica directamente, y en términos de resistencia los valores son 57.4Ω, 3039.5Ω, 5370.6Ω, y 13324.3Ω para 168.6°, 149.04°, 131.19°, y 91.32° respectivamente. Naturalmente, estos valores son muy similares a los propuestos para el diseño. Las pequeñas diferencias se deben a las significativas variaciones en los ángulos obtenidos durante el proceso de microfabricación.

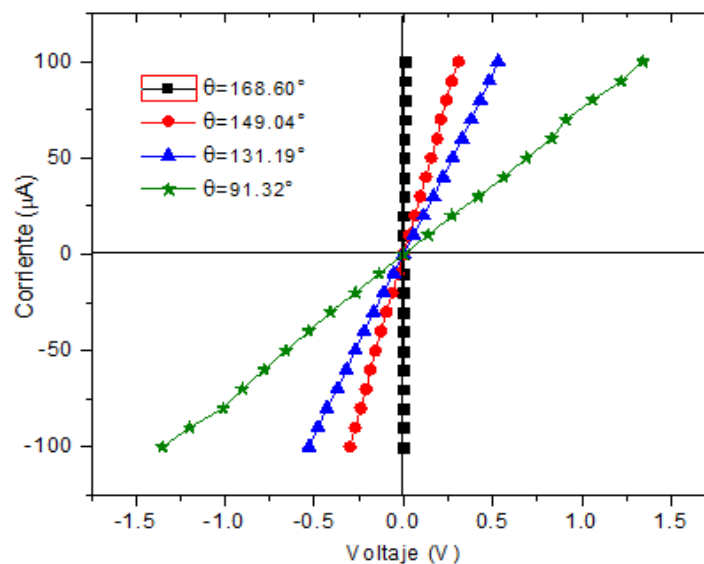


Figura 48. Curvas características IV para los nanoresistores con diferente ángulo azimutal.

En la figura 49 se muestra un gráfico con valores de conductancia eléctrica obtenidos experimentalmente que están en función del ángulo azimutal, los cuales son comparados por el modelo que se propuso. En vías de comparar esos datos el sistema se dividió en 3000 nanoresistores con una ancho de 100nm (i.e. $300\mu\text{m}/100\text{nm}=3000$) como se mencionó anteriormente, así se ha modelado solo un elemento con ancho de 100nm empleando la ecuación (37), y luego los resultados se multiplicaron por 3000 para tomar en cuenta todo el conjunto de nanocontactos de acuerdo con la ecuación (38), el resultado obtenido se muestra como una línea roja en la misma figura. Claramente, el modelado es significativamente preciso. No obstante, para elucidar la precisión del modelo en la figura 50(a) se aprecia un acercamiento en la región de interés referente a los datos experimentales y el modelo brindado por la ecuación (38).

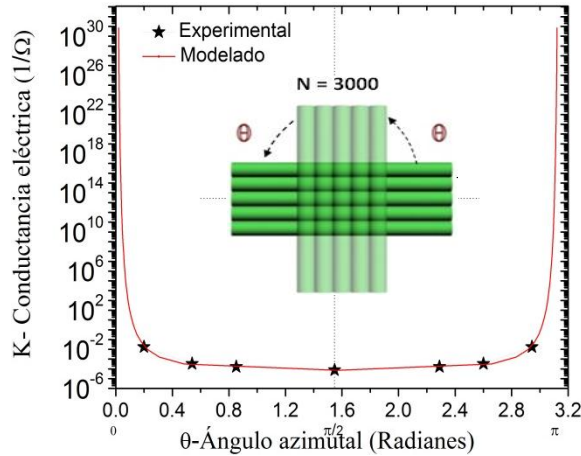


Figura 49. Valores experimentales de la conductancia eléctrica en función del ángulo azimutal para nanoresistores con un ancho de $300\mu\text{m}$ y una separación de 5nm.

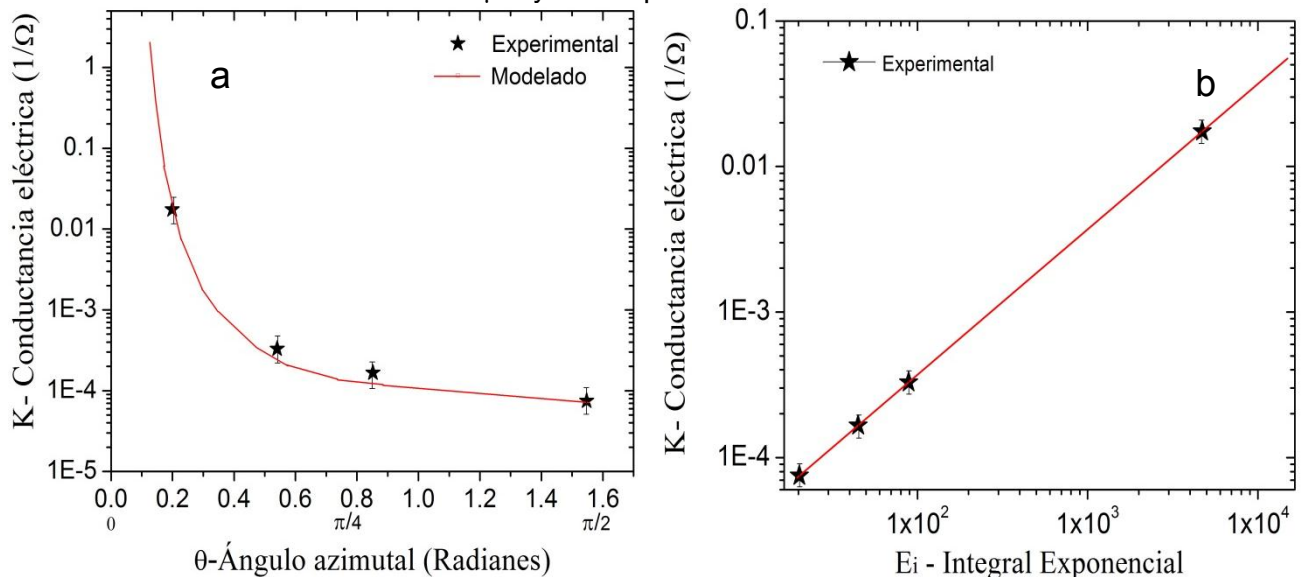


Figura 50. (a) Comparación entre el modelado y datos experimentales sobre la región de interés, y (b) Verificación de la dependencia lineal de $K(E_i)$ como se señaló en la ecuación (5). Aquí, la línea roja sólo se utilizó sólo como guía.

Además, dando una vistazo en la ecuación (39) podremos observar que la conductancia eléctrica es una función lineal de $K(E_i)$. Por lo tanto, una prueba crucial para validar el modelo propuesto fue graficar los datos experimentales de la conductancia eléctrica contra los valores de la integral exponencial que se obtuvieron a partir del software, interesantemente el resultado muestra un comportamiento lineal que está en concordancia con la ecuación (38), tal como se puede apreciar en la figura 50(b).

3.4 Conductancia eléctrica a nanoescala: Conclusiones parciales

- Basándonos en el formalismo de Landauer para el tunelamiento de carga y en la ley de Ohm en su forma constitutiva es posible obtener un modelo el cual permite manipular la conductancia eléctrica a nanoescala a partir de parámetros geométricos dando lugar con ello al diseño hecho a la medida de nanoresistencias.
- El presente modelo se enfoca al desarrollo de nanoresistencias. Sin embargo es posible su extensión a dispositivos de orden micrométrico, esto a través de la integración de los nanoresistores de manera serial y así conformar un sistema a microescala.
- La conductancia eléctrica puede manipularse con modificaciones sobre el área de solapamiento entre los electrodos. Sin embargo, el área de solapamiento depende a la vez del ángulo azimutal y del tamaño de los electrodos.
- Similarmente, la conductancia eléctrica depende fuertemente de la distancia de separación, la cual puede ser modificada con variaciones en el espesor de la capa dieléctrica.
- La conductancia eléctrica también se ve influenciada por otro parámetro como lo es el ángulo de inclinación. Sin embargo en este caso se presentan dos comportamientos. Considerando que los nanocontactos tienen un $\theta=90^\circ$ la conductancia será inversamente proporcional al ángulo de inclinación. Por otra parte cuando $\theta=0^\circ$ o $\theta=180^\circ$ se invierte este comportamiento lo cual se debe a que la distancia de separación en uno de los extremos de los nanocontactos disminuye y por ende promueve el tunelamiento de la carga.

CAPÍTULO IV: CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS

IV. CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS

4.1 Conclusiones generales

4.1.1 Sistema cosechador de energía RF

- Se ha desarrollado un modelo preciso que predice tanto la impedancia de entrada como la de salida para un CWVM tomando parámetros referentes a los diodos que lo constituyen a diferencia de los que se reportaban en la literatura que usaban factores del condensador. Mediante el uso de este modelo podemos adaptar el CWVM a dispositivos con diferente resistencia de carga ya que podemos variar su impedancia en función del número de etapas, la frecuencia, resistencia unión y capacitancia unión. Por lo tanto, un sistema compuesto con esta configuración puede implementarse para aprovechar las radioemisiones de la banda FM y alimentar dispositivos de baja potencia.

4.1.2 Estudio de la conductancia eléctrica a nanoescala

- La conductancia eléctrica a nanoescala puede ser controlada a partir de modificaciones en la ingeniería del dispositivo como por ejemplo variando el ángulo azimutal, el número y tamaño de los nanocontactos ya que estos cambios afectan directamente sobre el área de solapamiento la cual marca una alteración en la conductancia. Además otro parámetro que altera la conductancia es el ángulo de inclinación y este a su vez modifica la distancia de separación y con ello se modifica la probabilidad de tunelamiento originando una variación en el transporte de carga. Por lo general la conductancia eléctrica a nanoescala tiene valores relativamente pequeños cuando el ángulo azimutal toma valores en el rango de $[0^\circ + \Delta\theta] \leq \theta \leq [180^\circ - \Delta\theta]$. En cambio la conductancia se dispara con $\theta = 0^\circ$ o $\theta = 180^\circ$, en ambos casos esto se presenta independientemente de los factores geométricos (i.e. ángulos de inclinación, tamaño de los electrodos, etc.)

4.2 Perspectivas

- Realizar un diodo túnel con estructura tipo MIM empleando metales con diferentes funciones de trabajo y con ello poder observar la zona de resistencia negativa. Entonces al realizar el estudio de la conductancia eléctrica en función del ángulo azimutal se podrá apreciar un cambio de pendiente y también el aumento o disminución de la zona de resistencia negativa.
- Realizar un estudio experimental más completo de la conductancia eléctrica a nanoescala variando el espesor de la película dieléctrica, así como también realizar estos estudios variando el tamaño de los microcontactos para sustentar el modelo también por estas vertientes.

V BIBLIOGRAFÍA

1. Hou, Y.T., et al., *Direct tunneling hole currents through ultrathin gate oxides in metal-oxide-semiconductor devices*. Journal of Applied Physics, 2002. **91**(1): p. 7.
2. Chang-Hoon Choi, K.-H.O., Jung-Suk Goo, Zhiping Yu, and RobertW. Dutton, *Direct Tunneling Current Model for Circuit Simulation*. p. 4.
3. Ranuárez, J.C., M.J. Deen, and C.-H. Chen, *A review of gate tunneling current in MOS devices*. Microelectronics Reliability, 2006. **46**(12): p. 1939-1956.
4. Grover, S., et al., *Traveling-WaveMetal/Insulator/Metal Diodes for Improved Infrared Bandwidth and Efficiency of Antenna-Coupled Rectifier*. IEEE TRANSACTIONS ON NANOTECHNOLOGY, 2010. **9**(6): p. 7.
5. Heiblum, M., et al., *Characteristics of Integrated MOM Junctions at dc and at Optical Frequencies*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1978. **QE-14**(3): p. 11.
6. Fumeaux, C.O., *Nanometer Thin-film Ni-NiO-Ni Diodes for Detection and Mixing of 30 THz Radiation*, in *Swiss Federal Institute of Technology*1997: Zurich. p. 108.
7. Raju, M., *Energy Harvesting ULP meets harvesting: A game-changing combination for desing engineers*. Texas Instruments, 2008: p. 5.
8. M., K., *What is Energy Harvesting and How Does it Work?* Energy Harvesting Forum, 2012: p. 4.
9. Muller, D.A., et al., *The electronic structure at the atomic scale of ultrathin gate oxides*. Nature, 1999. **399**(24): p. 4.
10. Lo, S.-., et al., *Quantum-Mechanical Modeling of Electron Tunneling Current from the Inversion Layer of Ultra-Thin-Oxide nMOSFET's*. IEEE ELECTRON DEVICE LETTERS, 1997. **18**(5): p. 3.
11. Schuegraf, K.F. and C. Hu, *Hole Injection SiO2 Breakdown Model for Very Low Voltage Lifetime Extrapolation*. IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES, 1994. **41**(5).
12. Niskala, J.R., et al., *Tunneling Characteristics of Au-Alkanedithiol-Au Junctions formed via Nanotransfer Printing (nTP)*. Journal of the American Chemical Society, 2012. **134**: p. 11.
13. Park, T.J., et al., *Resonant tunneling diode made of organic semiconductor superlattice*. American Institue of Physics, 2006. **89**: p. 4.
14. Chen, Z., et al., *A Poly-(3-Hexylthiophene) (P3HT)/[6,6]-Phenyl-C61-Butyric Acid Methyl Ester (PCBM) Bilayer Organic Solar Cell Fabricated by Airbrush Spray Deposition*. Chinese Physical Society, 2012. **29**(7): p. 3.
15. Tao Hu, B.I.S., *Hopping conductivity of a suspension of nanowires in an insulator*. 2006: p. 5.
16. Salivahanan, S., N.S. Kumar, and A. Vallavaraj, *Semiconductor Diodes*, in *Electronic Devices and Circuits*2008, Tata McGraw-Hill: Nagar, New Delhi. p. 67-120.
17. Kishore, L.K., *Junction Diode Characteristics*, in *Electronic Devices and Circuits*2008, BS Publications: Hyderabad. p. 135-184.
18. Boylestad, R. and L. Nashelsky, *Semiconductor Diodes*, in *Electronic Devices and Circuit Theory*, Prentice Hall: New Jersey. p. 31-32.
19. Salivahanan, S., N.S. Kumar, and A. Vallavaraj, *Special Diodes*, in *Electronic Devices and Circuits*2008, Tata McGraw-Hill: Nagar, New Delhi. p. 128-135.
20. Nagrath, I.J., *Special Purpose Diodes*, in *Electronic Devices and Cicuits*2007, Prentice-Hall: New Delhi. p. 28-37.
21. Feiginov, M., et al., *Resonant-tunnelling-diode oscillators operating at frequencies above 1.1 THz*. Applied Physics Letters, 2011. **99**(23): p. 233506.
22. Suzuki, S., et al., *Fundamental oscillation of resonant tunneling diodes above 1 THz at room temperature*. Applied Physics Letters, 2010. **97**(24): p. 242102.
23. Zse, S.M. and K.K. Ng, *Tunnel Devices*, in *Physics of Semiconductors Devices*2007, John Wiley & Sons: Hoboken, New Jersey. p. 437-439.

24. Hashem, I.E., N.H. Rafat, and E.A. Soliman, *Theoretical study of Metal-Insulator-Metal tunneling diodes figures of merit*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2013. **49**(1): p. 72-79.
25. Chiu, F.-C., *A Review on Conduction Mechanisms in Dielectric Films*. Advances in Materials Science and Engineering, 2014. **2014**: p. 1-18.
26. Bharadwaj, S., *Investigation of oxide thickness dependence of Fowler-Nordheim parameter B*, in *Department of Electrical Engineering 2004*, University of South Florida: Florida. p. 102.
27. Grado-Caffaro, M.A. and M. Grado-Caffaro, *Fowler–Nordheim electron tunneling under very intense electric field*. Optik - International Journal for Light and Electron Optics, 2010. **121**(21): p. 2001-2002.
28. Ravindra, N.M. and J. Zhao, *Fowler-Nordheim tunneling in thin SiO₂ films*. Smart. Mater. Struct. , 1992. **1**.
29. Forbes, R.G., *On the need for a tunneling pre-factor in Fowler–Nordheim tunneling theory*. Journal of Applied Physics, 2008. **103**(11): p. 114911.
30. Yang, N., et al., *Modeling Study of Ultrathin Gate Oxides Using Direct Tunneling Current and Capacitance–Voltage Measurements in MOS Devices*. IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES, 1999. **46**(7): p. 8.
31. Lee, W.-C. and C. Hu, *Modeling CMOS Tunneling Currents Through Ultrathin Gate Oxide Due to Conduction- and Valence-Band Electron and Hole Tunneling* IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES, 2001. **48**(7): p. 8.
32. Shih, W.-K., et al., *Modeling gate leakage current in nMos structures due to tunneling through an ultra-thin oxide*. Solid-State Electronics, 1998. **42**(6): p. 10.
33. Zse, S.M. and K.K. Ng, *Metal-Insulator-Semiconductor Capacitors*, in *Physics of Semiconductors Devices 2007*, John Wiley & Sons: Hoboken, New Jersey. p. 228.
34. Wang, M.-T., et al., *The Ohmic Conduction Mechanism in High-Dielectric-Constant ZrO₂ Thin Films*. Journal of The Electrochemical Society, 2005. **152**(7): p. G542.
35. Harb, A., *Energy harvesting: State-of-the-art*. Renewable Energy, 2011. **36**(10): p. 2641-2654.
36. Vullers, R.J.M., et al., *Micropower energy harvesting*. Solid-State Electronics, 2009. **53**(7): p. 684-693.
37. Devi, K.K.A., *Optimization of the Voltage Doubler Stages in an RF-DC Converter Module for Energy Harvesting*. Circuits and Systems, 2012. **03**(03): p. 216-222.
38. Hagerty, J.A., et al., *Recycling ambient microwave energy with broad band rectenna arrays*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2004. **52**(3): p. 1014.
39. Jeong, T., *Energy-harvesting system design through Bluetooth environment for smart phone*. IET Science, Measurement & Technology, 2013. **7**(4): p. 201-205.
40. Le, T., K. Mayaram, and T. Fiez, *Efficient Far-Field Radio Frequency Energy Harvesting for Passively Powered Sensor Networks*. IEEE JOURNAL OF SOLID-STATE CIRCUITS, 2008. **43**(5): p. 1287-1302.
41. Monti, G., et al., *Monopole-based rectenna for microwave energy harvesting of UHF RFID systems*. Progress in Electromagnetics Research, 2012. **31**: p. 109-121.
42. Olgun, U., J.L. Volakis, and C.C. Chen, *Design of an efficient ambient WiFi energy harvesting system*. IET Microwaves, Antennas & Propagation, 2012. **6**(11): p. 1200-1206.
43. Paing, T., et al., *Resistor emulation approach to low power RF energy harvesting*. IEEE Transactions on power electronics, 2008. **23**(3): p. 1494-1511.
44. Russo, M., P. Šolić, and M. Stella, *Probabilistic modeling of harvested GSM energy and its application in extending UHF RFID tags reading range*. Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 2013. **27**(4): p. 473-484.
45. Mikami, S., et al., *A Wireless-Interface SoC Powered by Energy Harvesting for Short-range Data Communication*. IEEE Transactions on Electronics, Information and Systems, 2006. **126**(5): p. 241-244.

46. Cockcroft, J.D. and E.T.S. Walton, *Experiments with High Velocity Positive Ions. (I) Further Developments in the Method of Obtaining High Velocity Positive Ions*. Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 1932. **136**(830): p. 619-630.
47. Balanis, C., *Antennas*, in *Antenna Theory: Analysis and Design* 2005, John Wiley & Sons, Inc: New Jersey, USA.
48. Maas, S.A., *Nonlinear Microwave and RF Circuits*. Second ed 2003, Boston, USA: Artech House, Inc.
49. Hwang, F., Y. Shen, and H. Jayaram, *Low rippled compact high voltage DC power supply*. IEEE Transactions on Industry Applications, 2006. **42**(5): p. 1139-1145.
50. Shenlman, A., Y. Berkovich, and B. Axelrod, *Novel AC DC and DC DC converters with a diode capacitor multiplier*. IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems, 2004. **40**(4): p. 1286-1293.
51. Lou, F.L. and H. Ye, *Positive output super lift converters*. IEEE Transactions on power electronics, 2003. **18**(1): p. 105-113.
52. Maksimovic, D. and S. Cuk, *Switching converters with wide DC conversion*. IEEE Transactions on power electronics, 1991. **6**(1): p. 151-157.
53. Inaba, C.Y., Y. Konishi, and M. Nakaoka, *High frequency flyback type soft switching PWM DC DC power converter with energy recovery transformer and auxiliary passive lossless snubbers*. IEE Proceedings - Electric Power Applications, 2004. **151**(1): p. 32-37.
54. Tseng, K.C. and T.J. Liang, *Novel high efficiency step up converter*. IEE Proceedings - Electric Power Applications, 2004. **151**(2): p. 182-190.
55. Slater, J., *Microwave Transmission*. First ed 1942, New York, USA: McGraw-Hill Book Company, Inc.
56. Sivan, L., *Microwave Tube Transmitters*. First ed 1994, Great Britain: Chapman and Hall.
57. Lamantia, A., P.G. Maranesi, and L. Radrizzani, *Small signal model of the Cockcroft Walton voltage multiplier*. IEEE Transactions on power electronics, 1994. **9**(1): p. 18-25.
58. Krishnan, S., *Design, fabrication and characterization of thin-film M-I-M diodes for rectenna array*, in *Department of Electrical Engineering* 2004, University of South Florida: Florida. p. 44-45.