



UNIVERSIDAD DE CHILE

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS

DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA ELÉCTRICA

SIMULACIÓN DE FOTODIODOS MONOPOLARES DE ONDA VIAJERA PARA
APLICACIONES EN TERAHERTZ

MEMORIA PARA OPTAR AL TÍTULO DE INGENIERO CIVIL ELECTRICISTA

MANUEL ANTONIO MATA MATA

PROFESOR GUÍA:
CLAUDIO BARRIENTOS ZÚÑIGA

MIEMBROS DE LA COMISIÓN:
ERNEST A. MICHAEL
MARCOS DIAZ QUEZADA

SANTIAGO DE CHILE

JUNIO 2013

RESUMEN DE LA MEMORIA
PARA OPTAR AL TÍTULO DE INGENIERO
CIVIL ELECTRICISTA
POR: MANUEL ANTONIO MATA MATA
FECHA: SANTIAGO, JUNIO 2013
PROF. GUÍA: CLAUDIO BARRIENTOS ZÚÑIGA

SIMULACIÓN DE FOTODIODOS MONOPOLARES DE ONDA VIAJERA (TW-UTC-PD) PARA APLICACIONES EN TERA-HERTZ

Actualmente, los fotodetectores más veloces usados en el ámbito comercial son los fotodiodos P-I-N. Estos fotodiodos son capaces de alcanzar anchos de banda del orden de los 100 a 300 GHz. Una de sus principales limitaciones para alcanzar mayores amplitudes, es que tanto electrones como huecos contribuyen a la conducción eléctrica. Estos últimos, los huecos, por tener una masa efectiva mucho mayor que la de los electrones, limitan la respuesta en frecuencia del fotodiodo P-I-N, disminuyendo la velocidad de respuesta y por ende el ancho de banda.

El Laboratorio de Fotónica de Tera-Hertz de la Universidad de Chile, en conjunto con el Departamento de Nanotecnología de la Universidad Tecnológica de Chalmers (Suecia), está desarrollando un nuevo prototipo de fotodiodo denominado TW-UTC-PD (*Traveling Wave Uni-Traveling Carrier Photodiode*). Este tipo de fotodetector se encuentra en su etapa preliminar, por lo cual, se requiere de simulaciones para optimizar su diseño y desempeño.

Dentro de este contexto, esta memoria está enfocada en desarrollar un modelo fenomenológico aproximado del dispositivo y simularlo en *Wolfram Mathematicas*^R, de modo de estudiar el alcance del modelo en dos dimensiones (2D), para luego ser comparado con otros modelos en 3D que están siendo desarrollados.

En la modelación del fotodetector se considera el comportamiento de UTC (*Uni-Traveling Carrier*) en su dimensión vertical, descrito según las ecuaciones de *Drift Diffusion*, y en su dimensión longitudinal, el comportamiento de la señal es modelado como una onda viajera (*Traveling Wave*) en una línea de transmisión. Ambos modelos convergen en una solución que busca eliminar los efectos capacitivos y de movilidad de sus predecesores convencionales.

Por lo tanto, este trabajo se enfoca en estudiar el comportamiento del dispositivo en su región activa, o también llamada capa de absorción, comparándolo con el estado del arte en dispositivos de similares características. Se busca también, modelar el ancho de banda, la eficiencia y la potencia de salida del fotodiodo para converger en una herramienta de simulación y optimización del UTC-TW PD.

Dedicatoria

Agradecimientos

Tabla de Contenido

Introducción.....	1
1.1 Objetivo General.....	2
1.2 Objetivos Específicos	2
Marco Teórico	3
2.1 Fotodiodo (PD) y Juntura PN	3
2.2 Fotodiodos PIN (PIN PD).....	4
2.3 Fotodiodos Monopolares (UTC-PD)	7
2.4 Fotodiodos Monopolares de Onda Viajera (TW-UTC-PD)	10
2.5 Foto-mezclado	13
2.6 Iluminación Vertical de TW-UTC-PD	15
Metodología y Modelamiento	17
3.1 Modelamiento de Fotodiodos Uniportadores (UTC-PD)	18
3.1.1 Condiciones de Borde.....	22
3.1.2 Resolución de la ecuación de Drift-Diffusion	23
3.1.2.1 Solución DC	23
3.1.2.2 Solución AC	27
3.1.3 Simulaciones y discusión	33
3.2 Modelamiento de Fotodiodo de Onda Viajera (TWPD).....	44
3.2.1 Simulaciones y discusión	50
3.3 Modelamiento de Onda Viajera (TW)	56
3.3.1 Simulaciones y discusión	59
Conclusiones.....	68
Bibliografía.....	72

Índice Tablas

Tabla 3.1.1 Constantes Universales.....	33
Tabla 3.1.2 Parámetros de Simulación.....	33
Tabla 3.1.3 Parámetros Ópticos y de Capa de Absorción.....	36
Tabla 3.1.4 Parámetros Simulación de Respuesta Fotocorriente [2].....	40
Tabla 3.2.1 Tabla de Constantes Universales.....	51
Tabla 3.2.2 Tabla de Parámetros Dimensionales.....	51
Tabla 3.2.3 Parámetros de los Materiales.....	51
Tabla 3.3.1 Constantes Universales.....	60
Tabla 3.3.2 Dimensiones del Dispositivo.....	60
Tabla 3.3.3 Parámetros Ópticos.....	60
Tabla 3.3.4 Parámetros Electrónicos en el dispositivo.....	60
Tabla 3.3.5 Parámetros de los Materiales que conforman al dispositivo.....	61
Tabla 3.3.6 Parámetros Línea de Transmisión.....	61

Índice Figuras

Figura 2.1.1 Juntura PN en equilibrio térmico sin voltaje inverso aplicado. Bajo el diagrama de la unión están las gráficas de densidad de carga, campo eléctrico y voltaje [34].	3
Figura 2.2.1 Estructura tipo de un fotodiodo PIN iluminado verticalmente [12].	4
Figura 2.2.2 Fotogeneración de un par electrón-hueco en la capa de absorción [4].	5
Figura 2.2.3 Diagrama de banda de fotogeneración eléctrica en fotodiodo PIN con voltaje inverso aplicado [12].	5
Figura 2.2.4 Acumulación de cargas en la interfaz por alta potencia de iluminación, efecto de portadores de carga [20].	6
Figura 2.3.1 Velocidad electrónica de cargas según campo eléctrico aplicado, en distintos materiales [20].	7
Figura 2.3.2 Estructura diagrama de bandas del UTC-PD.	8
Figura 2.3.3 Estructura diagrama de bandas del UTC-PD versus PIN-PD.	9
Figura 2.4.1 Evolución de fotodetectores de alta velocidad. APD: Fotodiodo de Avalancha. UTC: Fotodiodo monopolar. WGPD: Fotodiodo Guía de Onda. TWPD: Fotodiodo de Onda Viajera. WMPD: Fotodiodo con Adaptación de Velocidad.	11
Figura 2.4.2 Estructura de fotodiodo PIN de onda viajera PIN-TWPD.	12
Figura 2.4.3 (a) Corte longitudinal. Esquema de microonda RF generada por la señal óptica distribuida en el fotodiodo guía de onda (WGPD) [15]. (b) Variación de la potencia óptica (P_{opt}) y eléctrica (P_{RF}) a lo largo del dispositivo.	12
Figura 2.4.4 Estructura del TW-UTC-PD [1].	13
Figura 2.5.1 Esquema de heterodinaje óptico.	14

Figura 2.5.2 Principio de generación de THz. a) Esquemático de dos haces mezclándose en un foto-mezclador. b) Circuito equivalente del foto-mezclador.....	14
Figura 2.6.1 Implementación del experimento de Matsura [6].	15
Figura 3.1.1 Vista Transversal del UTC-TW-PD.....	19
Figura 3.1.2 Diagrama de bandas del UTC-PD [2].	19
Figura 3.1.3 Densidad Electrónica DC en Capa de Absorción.	34
Figura 3.1.4 Distribución de la densidad electrónica en la capa de absorción de un UTC-PD [5] , [2].	37
Figura 3.1.5 Distribución de la densidad electrónica AC en la capa de absorción, para distintos valores de potencial eléctrico.	38
Figura 3.1.6 Variación de la densidad electrónica en los extremos de la capa de absorción según variación de la intensidad del potencial eléctrico.....	39
Figura 3.1.7 Variación de la densidad electrónica en la interfaz en función del coeficiente de absorción óptico.....	40
Figura 3.1.8 Fotorespuesta de la densidad de corriente total [2].	41
Figura 3.1.9 Respuesta densidad de corriente recolectada. Modelo propuesto.....	42
Figura 3.1.10 a) Densidad de Corriente de Difusión. b) Densidad de Corriente de Drift. c) Densidad de Corriente Total. d) Respuesta en frecuencia de Densidad de Corriente Total..	43
Figura 3.2.1 Diagrama genérico de un Fotodiodo PIN de Onda Viajera [13].....	45
Figura 3.2.2 Diagrama de circuito equivalente del TWPD por unidad de largo.	45
Figura 3.2.3 Fotodiodo de onda viajera coplanar, corte transversal.....	46
Figura 3.2.4 Modelo de Línea de Transmisión [14].	48
Figura 3.2.5 Estructura y dimensiones de PIN-TWPD.	50
Figura 3.2.6 Aumento de la constante de propagación de onda.	52

Figura 3.2.7 Aumento de la constante de propagación de onda en altas frecuencias.....	52
Figura 3.2.8 Constante de atenuación ante distintos valores de la resistividad del semiconductor [13].	53
Figura 3.2.9 Variación de la constante de atenuación para distintas resistividades	53
Figura 3.2.10 Impedancia característica del TWPD para resistividades de la capa de absorción { 10, 100, 1000 [$\Omega\mu m$] }	54
3.2.11 Impedancia característica de línea para distintas resistividades en capa de absorción.	54
Figura 3.2.12 Impedancia característica de línea para distintas resistividades en frecuencias sobre los THz.	55
Figura 3.2.13 Variación de la Impedancia de línea para distintos valores de d_i	55
Figura 3.3.1 Distribución de Foto-corriente Generada [14].	57
Figura 3.3.2 Respuesta en frecuencia de la corriente total recolecta en el UTC-TW.	61
Figura 3.3.3 Respuesta normalizada de la corriente recolectada.....	62
Figura 3.3.4 Fotocorriente normalizada calculada analíticamente para UTC-PD In-Ga-As/InP [22].	62
Figura 3.3.5 Respuesta normalizada de la corriente ante variación del ancho del dispositivo.	63
Figura 3.3.6 Respuesta fotocorriente normalizada ante variaciones del grosor de la capa de absorción.....	64
Figura 3.3.7 Respuesta fotocorriente normalizada ante variaciones del grosor de la capa de absorción sobre THz.....	64
Figura 3.3.8 Respuesta en frecuencia de la fotocorriente ante variaciones del espesor de la capa de deplección.	65
Figura 3.3.9 Respuesta en frecuencia de la fotocorriente normalizada para altas frecuencias.....	66

Figura 3.3.10 Variaciones de la fotocorriente ante cambios en el potencial eléctrico y el largo del dispositivo..... 66

Figura 3.3.11 Potencia radiada para distintos valores del coeficiente efectivo de transmisión ζ . 67

Capítulo 1

Introducción

La llegada del proyecto ALMA (Atacama Large Milimeter Array) a Chile, el mayor proyecto astronómico del mundo que comprende 66 radiotelescopios de entre 12 a 7 metros de diámetro, destinados a observar longitudes de ondas milimétricas y sub-milimétricas, ha generado una serie de necesidades tecnológicas en torno a su operación. En particular, en el diseño y desarrollo de fotodetectores que operen en el rango de los 200 GHz. hasta los 2 THz. Esta clase de dispositivos, no solo tienen aplicaciones en instrumentación astronómica, sino que además sus alcances funcionales llegan a distintas ramas de la ciencia como: espectroscopia, medicina, biología, telecomunicaciones y seguridad [20], presentando un rápido y sostenido desarrollo en el rango de los Tera-hertz [2].

La Universidad de Chile, específicamente su grupo de desarrollo de instrumentación astronómica en el Laboratorio de Fotónica en Terahertz, en conjunto con la Universidad de Chalmers (Suecia), están diseñando y desarrollando un nuevo tipo de fotodetectores a la vanguardia tecnológica, los cuales son llamados Fotodiodos Uniportadores de Onda Viajera TW-UTC PD (*Traveling-Wave Uni-Traveling-Carrier Photodiode*) [32].

Los TW-UTC PD son fotodetectores que iluminados correctamente en su capa de absorción generan pares electrón-hueco, los cuales al moverse producen una corriente eléctrica modulada según la frecuencia del haz incidente que los genera. Estos dispositivos al poseer características de guía de onda, parámetros distribuidos, presentan un mejor desempeño que los dispositivos de parámetros concentrados. Mediante una adecuada elección de los niveles energéticos de las capas que lo componen, más un fino dopaje en la región de absorción, se puede lograr que solo los electrones sean las cargas portadoras.

La fenomenología de este proceso se traduce en que una onda viajera se desplaza a través del dispositivo utilizándolo como una guía de onda. Toda esta configuración tiene una mayor eficiencia, velocidad de respuesta y potencia de salida versus su contraparte de parámetros concentrados llamada UTC PD (*Uni-Travelling-Carrier Photodiode*). A su vez, si se sintonizan las velocidades de propagación entre el haz de luz que viaja a través del dispositivo con la señal eléctrica que es generada en el mismo, producto de la producción de pares electrón-hueco, la respuesta en frecuencia puede ser mejorada en varios órdenes de magnitud.

Dada la complejidad de desarrollar este tipo de dispositivos distribuidos (TW-UTC PD), es prioritario optimizar su funcionamiento mediante simulaciones que emulen su comportamiento fenomenológico.

Este trabajo pretende integrar de manera coherente el funcionamiento del TW-UTC PD, tanto en su comportamiento como UTC PD, como en su modelo de onda viajera TW. De esta forma, desestimar la constante de tiempo RC introducida por el modelo de parámetros concentrados, logrando mejores rendimientos en su rango de operatividad y potencia de salida.

El desarrollo y análisis del dispositivo está fundamentado en Física del Estado Solido y Fotónica, tomando como simplificación un modelo bidimensional del dispositivo, por lo que se asumirán supuestos estándares de estos modelos. Además, se asume una estructura aproximada a la real, dopajes uniformes, condiciones de cuasi-neutralidad y aproximaciones conocidas para resolver las ecuaciones de *Drift Difussion* y *Poisson* al interior del semiconductor. También se asume iluminación constante y se desprecian pérdidas óhmicas en esta primera aproximación.

1.1 Objetivo General

El objetivo general de la memoria es desarrollar un modelo fenomenológico del funcionamiento del TW-UTC PD para el diseño y optimización de su desempeño bajo estándares de operación nominal. El trabajo debe dar pie a un modelo de simulación que permita la variación de parámetros dimensionales, de iluminación y dopaje. Además, debe permitir el análisis y estudio de diferentes escenarios con condiciones de borde dentro de un rango de operación en las cuales los supuestos anteriormente mencionados sean validos. Por último, convertirse en una herramienta fiable para el diseño y optimización de los parámetros estructurales y funcionales del TW-UTC PD.

1.2 Objetivos Específicos

El estudio pretende alcanzar los siguientes objetivos específicos:

- Desarrollo de un modelo fenomenológico del funcionamiento del TW-UTC PD.
- Simulación del modelo, obtención de curvas y sensibilidad de parámetros.
- Comparación cuantitativa y cualitativa según estado del arte.
- Esquematizar y detallar metodología para futuras modificaciones y variaciones.

Capítulo 2

Marco Teórico

En esta sección se define el marco teórico en el cual se desarrolla el estudio. Comienza desde el dispositivo más simplificado para explicar el concepto general del funcionamiento, hasta el dispositivo más complejo donde se analizan sus características y parámetros. Además, se especifican y contraponen las ventajas y desventajas de cada uno de los dispositivos mencionados.

2.1 Fotodiodo (PD) y Juntura PN

El fotodiodo o fotodetector, al cual se le llamará indistintamente, es un dispositivo que convierte una señal óptica (señal electromagnética), en una corriente eléctrica modulada [21][34]. El fotodiodo está compuesto por una juntura PN o PIN, la cual es una unión metalúrgica de dos cristales, generalmente de Silicio (Si), dopados en su nivel atómico uno según tipo P^+ y el otro tipo N^+ . En la siguiente Figura 2.1.1 se puede apreciar la configuración de una unión PN en equilibrio térmico.

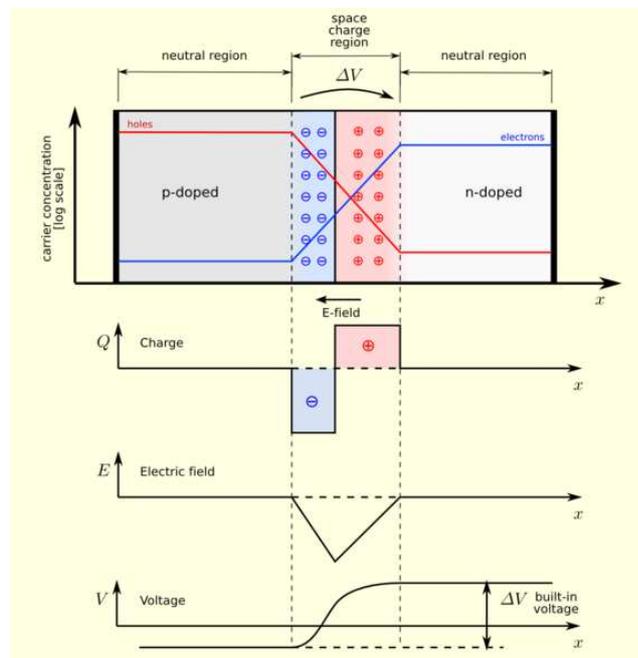


Figura 2.1.1 Juntura PN en equilibrio térmico sin voltaje inverso aplicado. Bajo el diagrama de la unión están las gráficas de densidad de carga, campo eléctrico y voltaje [34].

Ambos semiconductores conforman la juntura PN. En el caso de los fotodiodos, uno de estos semiconductores absorbe la energía del haz óptico incidente generando pares electrón-hueco, los cuales producen un flujo de corriente eléctrica.

2.2 Fotodiodos PIN (PIN PD)

El fotodiodo PIN, a diferencia del fotodiodo PN, posee una capa intrínseca o también llamada capa de absorción. Es en esta capa donde el haz incidente hace contacto con el semiconductor generándose las cargas portadoras. En la Figura 2.2.1, se aprecia el perfil transversal de la estructura de un fotodiodo PIN, el cual está siendo iluminado, en este caso, verticalmente en la capa P^+ . Se distinguen además, las capas P^+ (*top layer*), la capa de absorción I (intrínseca), la capa N^+ (*substrate*) y ambos cátodos (*p-contact* y *n-contact*), donde la energía del haz incidente es $h\nu$.

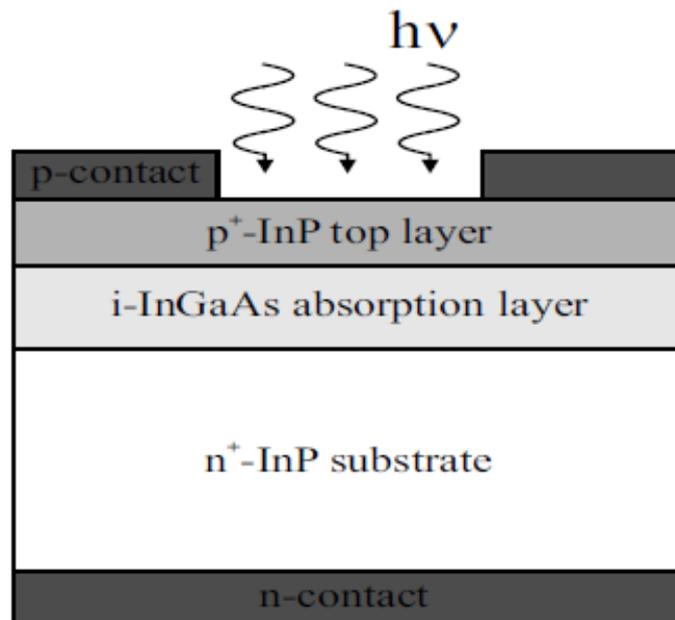


Figura 2.2.1 Estructura tipo de un fotodiodo PIN iluminado verticalmente [12].

En la capa absorción, en este caso la capa intrínseca, es donde ocurre el fenómeno de fotogeneración cuando la energía del fotón es igual o superior a la diferencia de energía entre la banda de conducción y la banda de valencia del material. Los electrones son excitados y saltan desde la banda de valencia a la banda de conducción. Este proceso genera un hueco en la banda de valencia y un electrón extra a la banda de conducción del material, este proceso es conocido como fotogeneración de pares electrón-hueco. La Figura 2.2.2 presenta la fotogeneración cuando un fotón incidente fotogenera un par electrón-hueco.

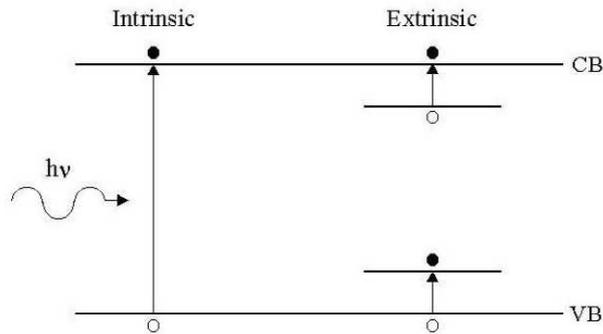


Figura 2.2.2 Fotogeneración de un par electrón-hueco en la capa de absorción [4].

Los portadores generados en la región absorción son separados por el campo eléctrico producido por el voltaje inverso aplicado en esta región, produciéndose un flujo de corriente que alimenta el circuito externo según se muestra en el diagrama de bandas del fotodiodo de la Figura 2.2.3.

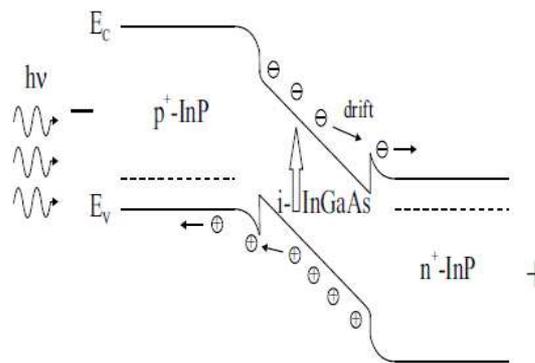


Figura 2.2.3 Diagrama de banda de fotogeneración eléctrica en fotodiodo PIN con voltaje inverso aplicado [12].

En particular, los diodos de silicio tienen una alta sensibilidad dentro del rango de longitudes de onda comprendido entre los 0.8 - 0.9 micrómetros, con un ancho de banda cercano a los MHz. y con una corriente oscura muy baja y una buena estabilidad a largo plazo.

En telecomunicaciones, la longitud de onda apropiada para minimizar la atenuación local, debido a las pérdidas por absorción en las fibras, es cercana a los 1.55 micrómetros. En las regiones próximas a esta longitud de onda, las atenuaciones son menores a 0.2 dB/km y el *gap* de energía es de 0.8 eV.

Los fotodiodos PIN son modelados como elementos concentrados, por lo que su respuesta en frecuencia está limitada por:

1. El tiempo de transito de los electrones y huecos en difundir a la capa de colección (*substrate*), τ_{tr}
2. La constante de tiempo RC asociada a la capacitancia intrínseca del dispositivo, τ_{RC}

El segundo punto se puede asociar a la acumulación de energía de las ondas estacionarias en el dispositivo.

Dado los anteriores considerandos, se puede expresar el ancho de banda de un fotodiodo PIN como:

$$f_{3dB} \approx \frac{1}{2\pi(\tau_{tr} + \tau_{RC})} \quad (2.1.1)$$

De lo anterior, se infiere que para aumentar el ancho de banda del dispositivo, es necesario disminuir una o ambas constantes de tiempo. Para disminuir el tiempo de tránsito (τ_{tr}), tiempo que demoran los electrones en atravesar la capa de absorción y decaimiento hasta llegar a la capa de recolección, implicaría disminuir el ancho de las capas. Por otro lado, si se desea disminuir la constante de tiempo relativa a la capacitancia intrínseca (τ_{RC}), para ello es necesario diseñar el dispositivo como una estructura capaz de guiar una onda viajera, despojándolo de sus características de dispositivo concentrado y convirtiéndolo en un dispositivo de parámetros distribuidos.

Se ha de considerar que los requerimientos básicos de un fotodiodo son:

1. Un gran ancho de banda con alta eficiencia
2. Una alta corriente de saturación a la salida del dispositivo

Sin embargo, en los fotodiodos PIN existe un *trade-off* entre el ancho de banda y la corriente de saturación. A bajas densidades de fotocorriente, el campo eléctrico en la capa de absorción es uniforme desde la región sin dopaje, pero a altas potencias ópticas la movilidad de los portadores aumenta considerablemente y distorsiona el perfil del campo eléctrico. A medida que la densidad de fotocorriente aumenta, las huecos comienzan a acumularse cerca de la interfaz reduciendo el campo eléctrico al centro de la región intrínseca. Desde que el campo eléctrico deja de ser uniforme, la región que presenta menor campo eléctrico hace disminuir la movilidad de los electrones y huecos en esa región, dando como resultado que el tiempo de tránsito se incremente y por lo tanto el ancho de banda disminuya. A su vez, la corriente de saturación cae drásticamente. En la Figura 2.2.4 se aprecia el efecto apantallamiento de campo (*field screening*) por acumulación de portadores según lo mencionado.

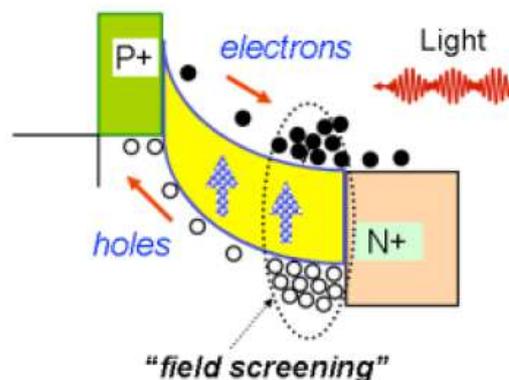


Figura 2.2.4 Acumulación de cargas en la interfaz por alta potencia de iluminación, efecto de portadores de carga [20].

2.3 Fotodiodos Monopolares (UTC-PD)

En busca de superar las limitaciones de los fotodiodos convencionales (PIN-PD), en 1997 Ishibashi *et al* [2], introducen el *Uni-Traveling-Carrier Photodiode* (UTC-PD), fotodiodo monopolar. Este dispositivo tiene por principal característica, que las únicas cargas activas que generan la respuesta eléctrica son los electrones, a diferencia de sus antiguos competidores, donde el transporte activo de cargas era generado tanto por electrones como huecos. Esta innovación vino a mejorar la velocidad de la respuesta de operación y la potencia de salida del dispositivo, debido a que ya no intervienen en la transducción de la señal los huecos, los cuales son relativamente más lentos que los electrones.

Este tipo de fotodiodos solo utiliza electrones como cargas activas, los cuales se desplazan a través de la capa de depleción a velocidades de *overshoot*, las cuales son 5 veces mayores que las velocidades de saturación. La velocidad de *overshoot* ocurre cuando los electrones tienen una trayectoria sin *scattering*, no viéndose reducida su velocidad. Este fenómeno es llamado transporte balístico y es alcanzado cuando un campo eléctrico es aplicado por breves periodos de tiempo y en distancias muy cortas. En la Figura 2.3.1 se muestran las velocidades de *overshoot* de los electrones en distintos materiales y a distintos campos eléctricos aplicados.

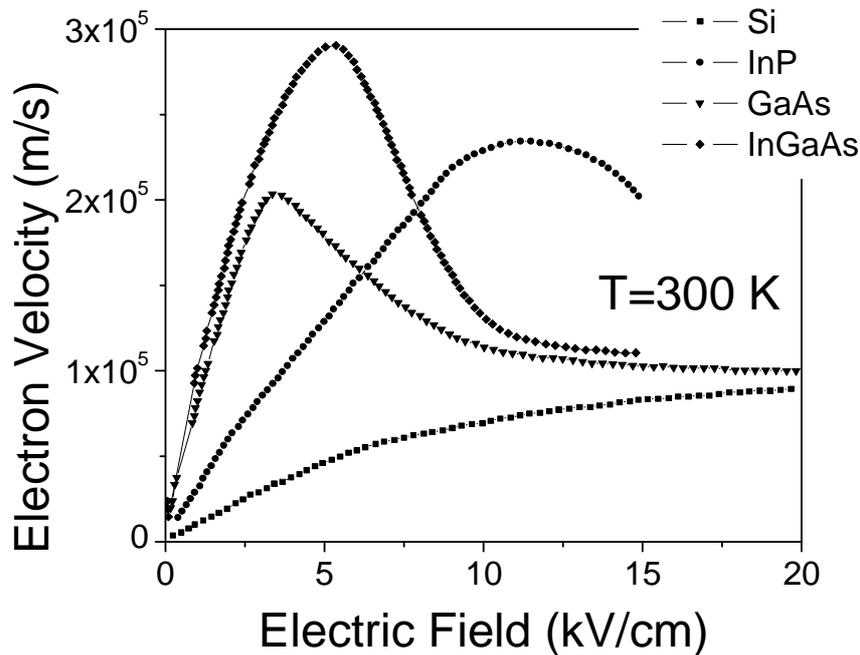


Figura 2.3.1 Velocidad electrónica de cargas según campo eléctrico aplicado, en distintos materiales [20].

La estructura del UTC-PD consiste en una capa de absorción que está p-dopada y una capa de agotamiento o recolección la cual está ligeramente dopada. Las cargas portadoras son fotogeneradas en la capa de absorción y los electrones minoritarios difunden y se desplazan hacia la capa de recolección. El bloque compuesto por las capas de difusión marca la dirección del movimiento de los electrones hacia la capa de recolección. La fotorespuesta en el UTC-PD está

determinada por el transporte de los electrones en toda su estructura. En la Figura 2.3.2 se puede apreciar las bandas de energía de los bloques del dispositivo.

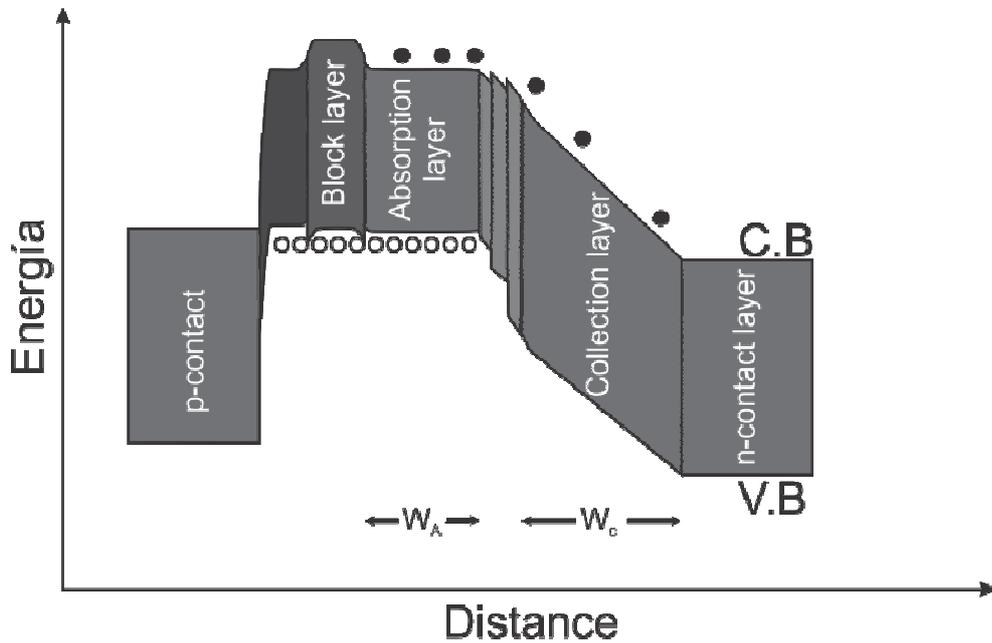


Figura 2.3.2 Estructura diagrama de bandas del UTC-PD.

El funcionamiento de los UTC-PD está determinado por el movimiento de los electrones fotogenerados en la capa de absorción. Estos difunden hasta el borde de la capa de absorción debido al gradiente de concentración, además de ser inducidos por el campo eléctrico construido en esta capa. El bloque de barrera (*block layer*), que se encuentra a la izquierda de la capa de absorción, previene que los electrones no crucen al p-contacto por difusión. Los electrones entran en la región de transporte, en tanto los huecos son confinados en la capa de absorción. Por otro lado, el perfil del declive del bloque de decaimiento debe ser lo suficientemente suave para que los electrones no queden atrapados entre la región de transporte y la capa de absorción. En la región de transporte, idealmente los electrones se mueven a su velocidad de *overshoot*, donde hay ausencia de *scattering* a través de toda la región. De este modo, se minimiza el tiempo de transito de los electrones en la región de transito.

La diferencia de energía de todas las bandas, exceptuando a la capa de absorción, debe ser lo suficientemente grande comparada con la energía de los fotones, de tal manera, que la absorción óptica ocurra solamente en la capa de absorción.

En la Figura 2.3.3 se comparan los diagramas de banda y estructuras de ambas tipologías de fotodiodos, UTC-PD versus PIN-PD.

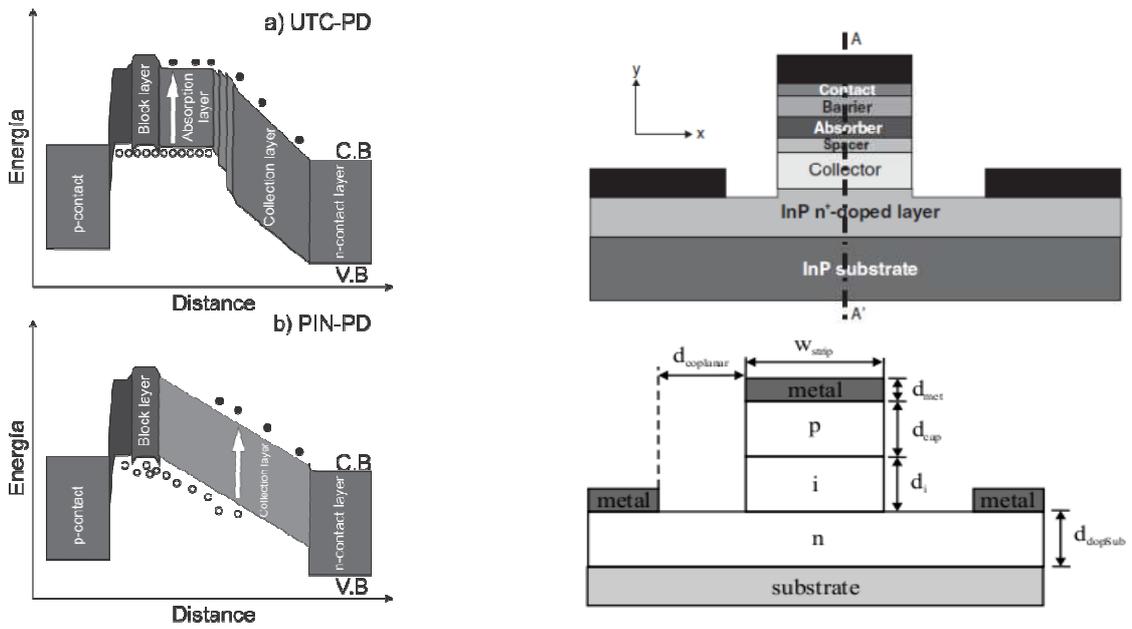


Figura 2.3.3 Estructura diagrama de bandas del UTC-PD versus PIN-PD.

Como ya se había mencionado, la respuesta del PIN-PD está compuesta tanto por electrones como por huecos, los cuales se difunden en la capa de agotamiento. Cuando los electrones y los huecos viajan independientemente, la respuesta de salida es la suma de ambas corrientes. En cambio en el UTC-PD, la diferencia más significativa es la velocidad de los portadores, dado que intervienen en el proceso solamente los electrones.

La velocidad de respuesta del dispositivo está dominada por el tiempo de transito τ_{tr} , el cual se relaciona con la alta movilidad de los portadores y la delgadez de la capa intrínseca (capa de absorción). Además, la respuesta del UTC-PD está determinada por la constante de capacitancia RC y el tiempo de transito. Este último queda aproximado por:

$$\tau_{tr} = \tau_A + \tau_C \approx \tau_A = \frac{W_A^2}{3D_e} + \frac{W_A}{v_{th}} \quad (2.3.2)$$

Donde τ_A es el tiempo de transito en la capa de absorción, τ_C es el tiempo de transito en la capa de colección, W_A es el grosor de la capa de absorción, D_e coeficiente de difusión en la capa de absorción y v_{th} es la velocidad termiónica de emisión en la interfaz. La aproximación en la ecuación anterior, corresponde al hecho de que el transporte en la capa de absorción está dominado fuertemente por la difusión, la cual es en esencia mucho más lenta que el desplazamiento por *drift* en la capa de colección. Por lo tanto, el tiempo de transito en la capa de absorción es bastante más largo que el tiempo de transito en la capa de colección. Acto seguido, se puede aproximar el tiempo de transito total al tiempo de transito en la capa de absorción.

Para incrementar la velocidad de respuesta del fotodiodo, τ_{tr} necesita ser disminuido reduciéndose τ_A y/o τ_C . Es interesante notar que ambas capas lideran diferentes roles, la capa de absorción está relacionada con la fotogeneración de portadores, en cambio la capa de colección interactúa con los transportadores de carga. El ancho de la capa puede ser cambiado sin inducir

modificaciones en el patrón de comportamiento de las otras capas. Sin embargo, una capa de absorción más delgada afecta el ancho de banda del fotodiodo.

Con respecto a la constante de capacitancia RC, esta es expresada como:

$$\tau_{RC} = RC = \frac{\epsilon A}{W} (R_L + R_{int}) \quad (2.3.3)$$

Donde R_{int} es la resistencia interna, R_L es la carga, A es el área de la interfaz y W es el ancho total del UTC-PD cuando está completamente agotado.

Para disminuir este tiempo asociado τ_{RC} , se verá en el capítulo siguiente, un enfoque de parámetros distribuidos del dispositivo.

El ancho de banda 3-dB se puede escribir como:

$$f_{3dB} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\tau_{tr}^2 + \tau_{RC}^2}} \quad (2.3.4)$$

La potencia de salida de UTC-PD puede ser expresada como:

$$P_{THz} = \frac{R_L \Re^2 P_{inj}^2 M \ell_{OE}}{2 \left[1 + (\omega \tau_{tr})^2 \right] \left[1 + (\omega \tau_{RC})^2 \right]} \quad (2.3.5)$$

Donde \Re es la resistividad, P_{inj} es la potencia inyectada del haz de entrada, M es el índice de modulación y ℓ_{OE} son las pérdidas ópticas y eléctricas.

Si τ_{tr} y τ_{RC} son similares se puede utilizar la siguiente aproximación para la potencia de salida del UTC-PD:

$$P_{THz} = \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{f}{f_{3dB}} \right)^2 \right)^2} \quad (2.3.6)$$

2.4 Fotodiodos Monopolares de Onda Viajera (TW-UTC-PD)

Pese a los mejores desempeños de los fotodiodos monopolares (UTC-PD), estos dispositivos siguen manteniendo la limitación de la constante de tiempo RC por sus efectos capacitivos. Para subsanar lo anterior, es conveniente convertir el dispositivo de parámetros concentrado a un

fotodiodo de parámetros distribuidos, es decir un fotodiodo guía de onda, WGPD por sus siglas en Inglés.

En la Figura 2.4.1 se aprecia la evolución de los fotodetectores de alta velocidad, desde el fotodiodo PIN de parámetros concentrados hasta el *traveling wave photodiode* (TWPD) que se detalla a continuación.

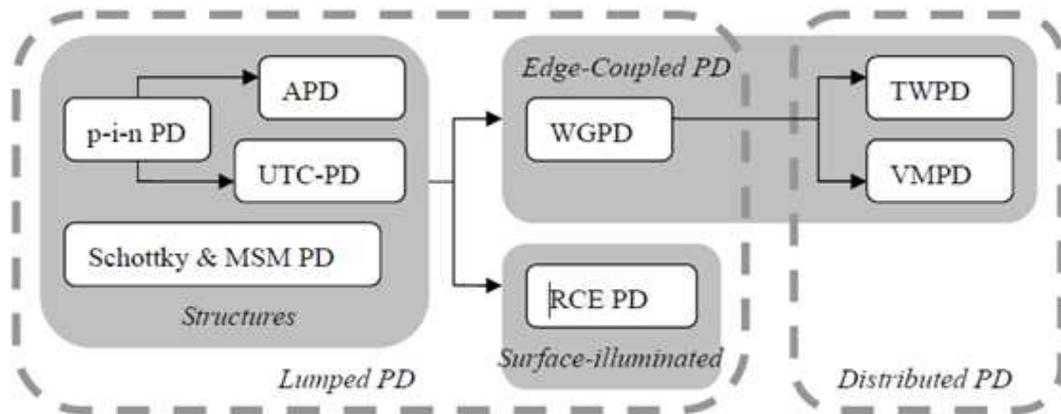


Figura 2.4.1 Evolución de fotodetectores de alta velocidad. APD: Fotodiodo de Avalancha. UTC: Fotodiodo monopolar. WGPD: Fotodiodo Guía de Onda. TWPD: Fotodiodo de Onda Viajera. WMPD: Fotodiodo con Adaptación de Velocidad.

El concepto de *traveling wave photodiode* (TWPD) fue introducido por Soohoo *et al* [35], como la principal mejora a los entonces fotodiodos convencionales, incrementando el ancho de banda y dando una mayor eficiencia. El concepto fue puesto a prueba y luego comenzó a ser desarrollado por varios grupos de investigación. Algunas de las principales mejoras de los TWPD sobre sus antecesores fueron: amplio ancho de banda, mayor eficiencia, alta potencia de saturación de salida, además de una fácil integración con circuitos de otros dispositivos ópticos y de microondas.

El *traveling wave photodiode* es un fotodiodo distribuido que combina una guía de onda óptica y una guía de onda eléctrica en la misma estructura. La guía de onda óptica es una mesa-tipo estructura con un centro fotoreactivo. El centro y las capas externas forman estructuras similares a fotodiodo PIN o UTC según sea el caso. La guía de onda de RF está definida por los cátodos de metal en forma similar a una guía de onda coplanar.

En la Figura 2.4.2 se muestra la estructura de un PIN-TWPD, la cual es similar a la de un UTC-TW-PD, diferenciándose en la estructura de sus capas pero siguiendo la misma estructura para la guía de onda RF.

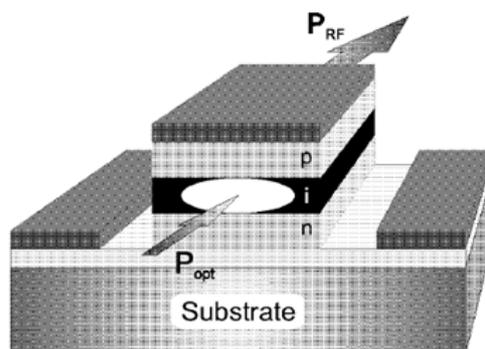


Figura 2.4.2 Estructura de fotodiodo PIN de onda viajera PIN-TWPD.

La señal óptica se propaga a lo largo de la guía de onda óptica siendo absorbida por la región activa del dispositivo, generándose una corriente eléctrica distribuida. La onda eléctrica se propaga solidariamente en la misma dirección a lo largo del dispositivo, el cual es a su vez una guía de onda eléctrica. Sin embargo, los portadores fotogenerados se desplazan perpendicularmente a la dirección del haz, el cual se desplaza longitudinalmente a través del fotodiodo.

La Figura 2.4.3 muestra el corte longitudinal del TW-PIN-PD, donde se aprecia el desplazamiento de una onda óptica a través del dispositivo y fotogenerando un flujo eléctrico que se transmite al circuito diseñado. Además, se bosqueja el comportamiento de la potencia óptica versus la potencia eléctrica a lo largo del fotodiodo.

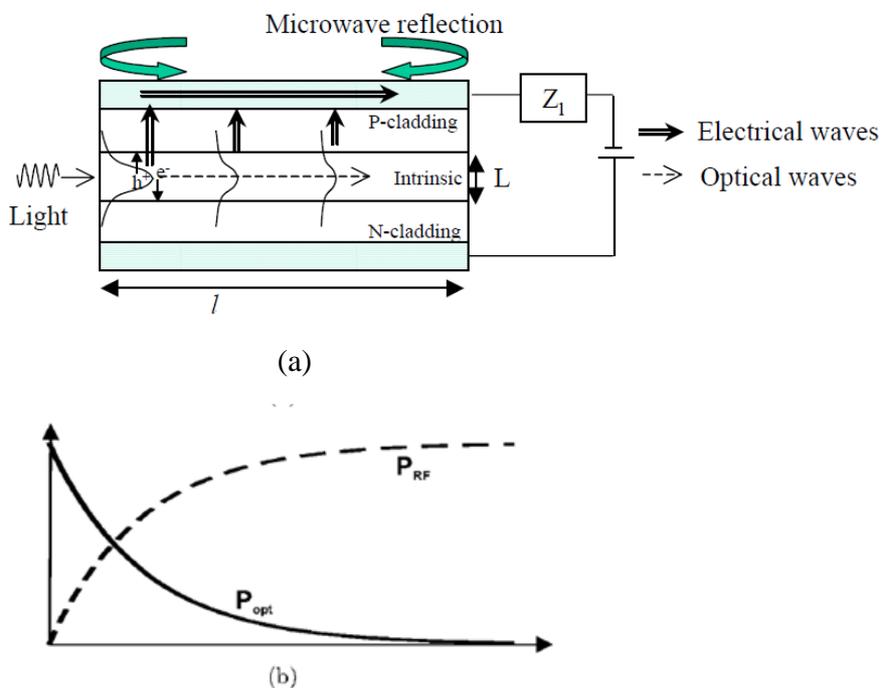


Figura 2.4.3 (a) Corte longitudinal. Esquema de microonda RF generada por la señal óptica distribuida en el fotodiodo guía de onda (WGPD) [15]. (b) Variación de la potencia óptica (P_{opt}) y eléctrica (P_{RF}) a lo largo del dispositivo.

Teóricamente, los TWPD's pueden ser diseñados para un 100% de eficiencia cuántica interna configurando la longitud del dispositivo apropiadamente. Al mismo tiempo, la región activa, puede ser hecha arbitrariamente delgada para disminuir el tiempo de transito de los portadores y así mejorar el ancho de banda.

Los TWPD's son un dispositivos eléctricamente distribuidos que son ensamblados a circuitos de micro-ondas en sus puertos de salida. Las reflexiones en las puertas de salida pueden ser despreciadas dado un diseño apropiado según la impedancia característica del dispositivo y con una adaptación adecuada de la carga a la salida. De no haber reflexiones, el ancho de banda del TWPD no tiene limitaciones por constante de tiempo RC como los dispositivos concentrados. Dado que el dispositivo es una guía de onda óptica y eléctrica simultáneamente, las ondas se propagan concomitantemente, quedando el ancho de banda limitado por la adaptación de las velocidades respectivas entre la velocidades de grupo entre ellas y del coeficiente óptico de absorción. Generalmente, las ondas RF en los TWPD se propagan lentamente con atenuaciones crecientes a frecuencias mayores. Por lo tanto, el ancho de banda de los TWPD's está limitado por las pérdidas de micro-ondas.

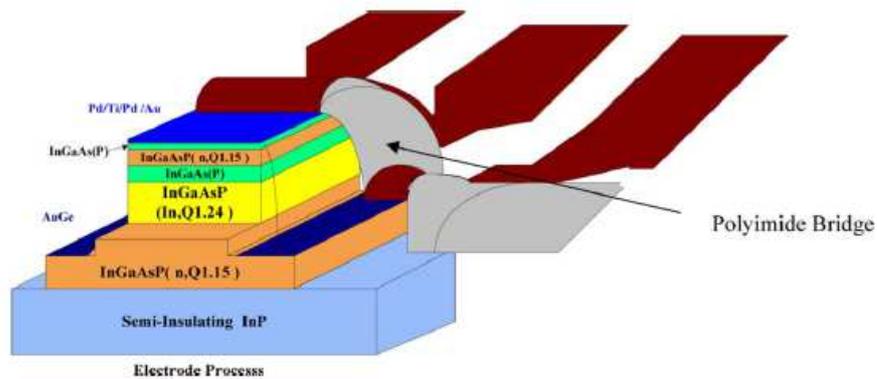


Figura 2.4.4 Estructura del TW-UTC-PD [1].

Este tipo de dispositivos tienen el potencial de operar en frecuencias entre 200 GHz a 2 THz., con una potencia de salida de unos pocos mili-Watts [mW], con baja eficiencia y con un ancho de banda cercano a 1 THz. [9].

2.5 Foto-mezclado

El principio físico del foto-mezclado es convertir una señal óptica en una onda sub-milimétrica empleando un foto-mezclador de alta frecuencia.

Dos ondas ópticas con sus frecuencias respectivas ω_1 y ω_2 y sendas potencias medias P_1 y P_2 , son superpuestas e inyectadas en un foto-mezclador de alta frecuencia, el cual genera un tren de pulsos con frecuencia $\omega_2 - \omega_1$. Ver siguiente Figura 2.5.1 que muestra el proceso de heterodinaje óptico.

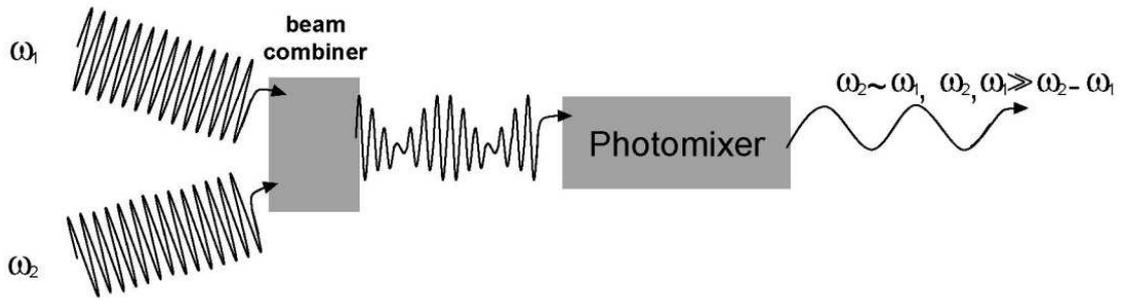


Figura 2.5.1 Esquema de heterodinaje óptico.

La potencia óptica instantánea incidente en el foto-mezclador está dada por la siguiente relación.

$$P_i = P_0 + 2\sqrt{mP_1P_2} \left[\cos\{(\omega_2 - \omega_1)t\} + \cos\{(\omega_2 + \omega_1)t\} \right] \quad (2.5.1)$$

Donde $P_0 = P_1 + P_2$ es la potencia total incidente, m es la eficiencia de mezclado que va de 0 a 1. El primer coseno modula la fotocorriente como la diferencia de las frecuencias $\omega_2 - \omega_1$, y el segundo lo hace como la suma de las mismas.

En la Figura 2.5.2 se aprecia el principio heterodino de generación en THz. y su circuito equivalente.

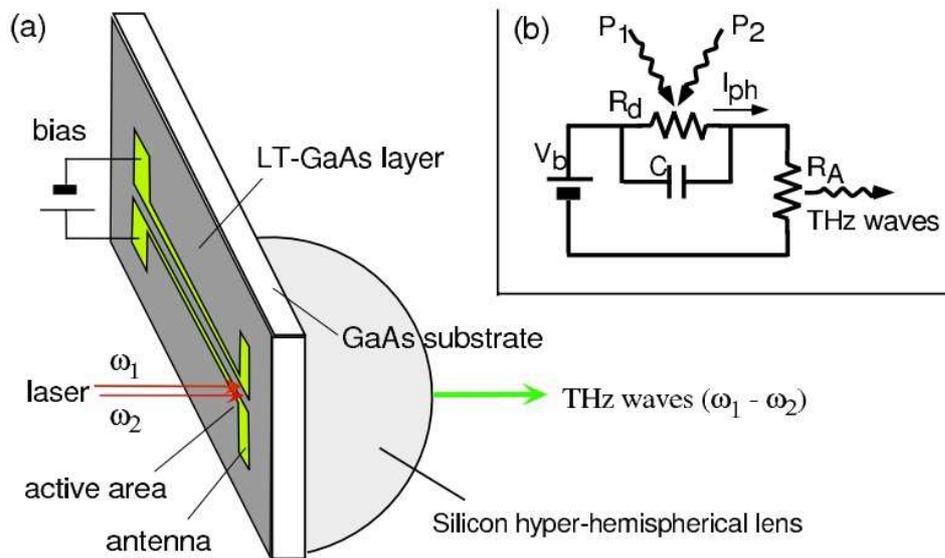


Figura 2.5.2 Principio de generación de THz. a) Esquemático de dos haces mezclándose en un foto-mezclador. b) Circuito equivalente del foto-mezclador.

La potencia de radiación en THz. está dada por la siguiente ecuación:

$$P_{THz}(\omega) = \frac{I_{ph}^2 R_A}{2 \left[1 + (\omega\tau)^2 \right] \left[1 + (\omega R_A C)^2 \right]} \quad (2.5.2)$$

Donde R_A es la resistencia de radiación de la antena e I_{ph} es la componente continua de la fotocorriente, siendo esta expresión válida solo para potencias moderadas. La ecuación muestra la potencia de salida de la radiación en THz., aumenta al cuadrado de la fotocorriente I_{ph} .

2.6 Iluminación Vertical de TW-UTC-PD

El foto-mezclador distribuido está compuesto por una *stripline* coplanar o una guía de onda con un substrato fotoconductor y donde una de sus puntas está conectada a una antena planar, ver Figura 2.6.1. Las bandas fotoconductoras de la guía de onda son iluminadas por un haz de doble frecuencia, el cual excita en su modo fundamental a la guía de onda. Esta señal se propaga a lo largo de la guía de onda cargando a la antena, lo cual genera una radiación continua en THz. en espacio libre. Una iluminación vertical localizada en el área fotoconductor, entre los dos electrodos polarizados, genera un pulso de corriente que produce una perturbación periódica del voltaje a través de los electrodos. Dada la estructura de la guía de onda, la perturbación se propagará a lo largo de la misma hasta el final, excitando y cargando la antena que ahí se adapta.

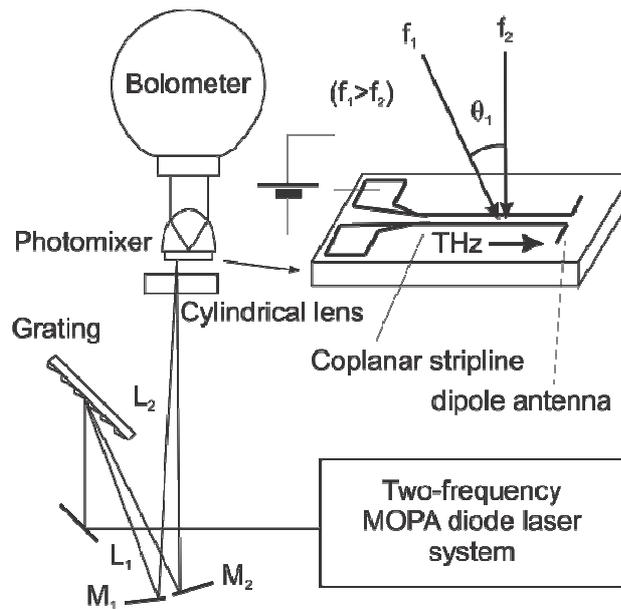


Figura 2.6.1 Implementación del experimento de Matsura [6].

La guía de onda monopolar es iluminada por dos láser ópticos de frecuencias similares, ν_1 y ν_2 con $\nu_1 - \nu_2 = \nu_{THz}$. Los dos haces de luz crean un patrón de interferencia en el fotoconductor; el cual oscila en la frecuencia de THz. deseada. Luego, una eficiente conversión de los fotones en pares electrón-hueco, generan una corriente oscilante de la forma:

$$I_{THz} \propto E_1 E_2^* \cos[2\pi(\nu_1 - \nu_2)t] \quad (2.6.1)$$

Donde E_1 y E_2^* representan el campo eléctrico de los dos haces de luz con sus respectivas fases.

Luego, si se varía la componente espacial de la fase se puede alcanzar la condición de *matching* de las fases. Una de las maneras de hacer el *matching* de frecuencias es manipulando el ángulo de incidencia de uno de los haces de luz con respecto al otro con el objetivo de generar un patrón de interferencia que se mueve a lo largo de la guía de onda y satisfaga la condición de *matching*.

La condición de *matching* está determinada cuando la velocidad de la propagación del patrón de los haces ópticos coincide con la velocidad de propagación de la corriente distribuida que viaja a través de la guía de onda.

La potencia de radiación de la antena ubicada en el final de la guía de onda está determinada por la siguiente relación.

$$P_{THz}(\omega) = \frac{I_{ph}^2 R_A}{2[1 + (\omega\tau)^2]} \quad (2.6.2)$$

Se asume que ambos laser tienen un frente de onda plano, la velocidad del patrón de interferencia a lo largo de la superficie esta dado por:

$$v_{op} = \frac{2\pi(f_1 - f_2)}{k_1 - k_2} = \frac{(f_1 - f_2)c}{f_1 \sin \theta_1 - f_2 \sin \theta_2} \quad (2.6.3)$$

Donde θ_1 y θ_2 son los ángulos de incidencia de los dos lasers son sus respectivas frecuencias y constantes de propagación f_1 y f_2 , k_1 y k_2 . Si se cambia el ángulo de entre los haces se puede cambiar la velocidad óptica de propagación con tal de cumplir con la condición de *matching*, la cual está dada por $v_{op} = v_{THz}$. Donde v_{THz} es la velocidad de grupo de la onda de THz. generada en una línea de transmisión sin pérdidas. Quedando la v_{THz} como se muestra en expresión (2.6.4), siendo ϵ_r es la constante dieléctrica del sustrato.

$$v_{THz} = \frac{c}{\sqrt{(1 + \epsilon_r)/2}} \quad (2.6.4)$$

Capítulo 3

Metodología y Modelamiento

La siguiente metodología permite concretar un modelo predictivo del comportamiento del TW-UTC PD. Este modelo pretende ser una herramienta de diseño para el desarrollo y fabricación de este tipo de dispositivos. Sus alcances permiten estimar, calcular y variar los parámetros relevantes del modelo para estimar ancho de banda, potencia de salida y eficiencia.

Se ha considerado que el modelo deber ser analítico incluso aunque se sacrifique un poco de precisión. El modelo se ha desarrollado bajo aproximaciones razonables, las cuales no comprometen el funcionamiento básico del dispositivo.

Los detalles de la derivación del modelo se presentan a continuación:

1. Se escribe la ecuación diferencial de *Recombination Drift Diffusion* para la densidad electrónica en la región de absorción, o también llamada región activa. Esta ecuación incluye la posibilidad de incluir un dopaje gradual, introduciendo la construcción de un campo eléctrico en dicha región. Por simplicidad, se asumirá que el campo eléctrico es constante, lo cual es válido para un dopaje con gradiente exponencial. Además, se asume una aproximación fasorial de las soluciones de las ecuaciones para simplicidad de la resolución de estas últimas. Dado lo anterior, queda eliminada la dependencia temporal de las ecuaciones en derivadas parciales.
2. Se definen las condiciones de borde en la interfaces:
 - a) entre la capa de absorción y la barrera (contacto)
 - b) entre la capa de absorción y la capa de deplección

En esta última condición de borde, generalmente se considera que la densidad electrónica es igual a cero. Sin embargo, considerarla de este modo sería subestimar la real concentración existente en la interfaz. Para subsanar lo anterior, se introduce como condición de borde la limitación de la corriente de difusión debido al proceso de emisión termoiónico.

3. Se asume iluminación uniforme en la región de absorción a través de la sección transversal del dispositivo, con un decaimiento exponencial a lo largo del mismo, el cual será modelado como una guía de onda. La tasa de generación electrónica en la capa de absorción queda definida en función de la potencia de iluminación de la fuente óptica, las coordenadas espaciales y el tiempo.

4. Para resolver las ecuaciones pertinentes, se utiliza el método de separación de variables, el cual considera que la solución, i.e. la función de la densidad electrónica en la capa de absorción, es producto de tres funciones donde cada una es función de una coordenada espacial en particular. De este modo, las ecuaciones en derivadas parciales quedan subdivididas en tres ecuaciones ordinarias, las cuales pueden ser resueltas analíticamente.
5. Se calcula la densidad de corriente vertical en el eje \hat{y} inyectada a la capa de deplección. Siendo en una primera aproximación, básicamente la corriente de difusión evaluada en la interfaz entre la capa de absorción y la capa de deplección.
6. Se considera que el transporte a través de la capa de deplección de una carga viajando a través de la misma, lo hace a su velocidad de *overshoot*. Para encontrar la densidad electrónica de corriente después de haber pasado a través de la capa de deplección, se multiplica la densidad de corriente por la función de transferencia de la respuesta al pulso.
7. Se modela el dispositivo en su eje longitudinal \hat{z} como una línea de transmisión, calculándosele su impedancia característica y constante de propagación. Luego de caracterizado y modelado el dispositivo en todas sus direcciones, la amplitud de la corriente total integrada a lo largo del eje \hat{z} está dada por el cálculo del punto 6.

Los pasos anteriormente mencionados definen la metodología utilizada, la cual se detalla explícitamente en los siguientes acápites.

3.1 Modelamiento de Fotodiodos Uniportadores (UTC-PD)

La estructura del dispositivo en el cual se ha basado el estudio consta en la Figura 3.1.1. En ella se aprecia un ánodo metálico, al cual se le asigna el subíndice m , una barrera para evitar la difusión, con subíndice c , la capa de absorción s o también llamada región activa, donde se generan los portadores. Luego, la capa intrínseca i o también llamada capa de deplección y la guía de onda óptica dopada tipo n, la cual es transparente a la señal óptica incidente en la longitud de onda de $1.55 [\mu m]$ [1]. El origen de los ejes coordenados está ubicado en la interfaz entre la barrera y la capa de absorción, con los \hat{x} positivos hacia la derecha, \hat{z} en profundidad e \hat{y} apuntando a la capa intrínseca. Lo anterior es de suma importancia, ya que definirá el sentido del campo eléctrico construido en la capa de absorción e influirá directamente en las ecuaciones a resolver.

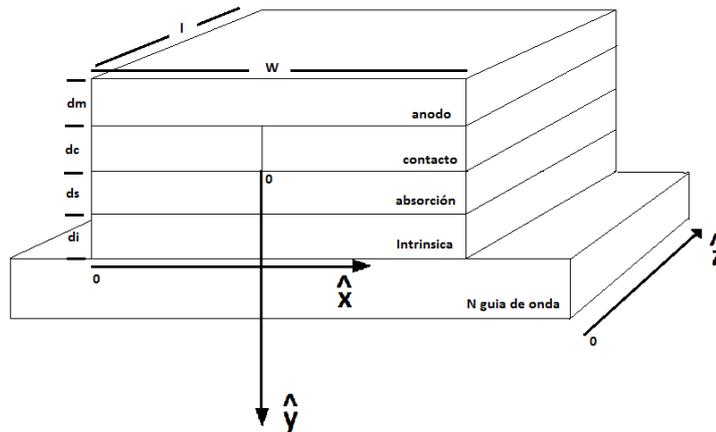


Figura 3.1.1 Vista Transversal del UTC-TW-PD.

Donde:

d_m	Grosor del Ánodo (Metal)	$[\mu\text{m}]$
d_c	Grosor de Barrera	$[\text{nm}]$
d_s	Grosor de la Capa de Absorción	$[\mu\text{m}]$
d_i	Grosor de la Capa de Depleción	$[\mu\text{m}]$
L	Largo del Dispositivo	$[\mu\text{m}]$
W	Ancho del Dispositivo	$[\mu\text{m}]$

En el corte transversal del dispositivo en la dirección \hat{y} , Figura 3.1.2, se aprecia el diagrama de bandas del UTC-PD, así como también las dimensiones espaciales de cada una de sus capas. De izquierda a derecha, se tiene el contacto (ánodo), el bloque o barrera que evita que los portadores difundan en la dirección no deseada, la capa de absorción, la capa de recolección y por último la banda de conducción. Nótese que el gradiente de potencial construido en la región activa, inducirá la corriente de *drift* hacia la capa de recolección.

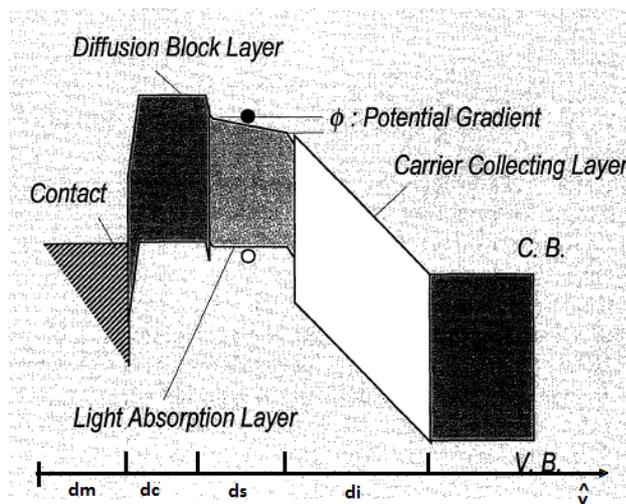


Figura 3.1.2 Diagrama de bandas del UTC-PD [2].

El análisis se centra en la región activa del dispositivo. Para ello, la ecuación (3.1.1) detalla el modelo de *Drift-Diffusion* de la concentración electrónica en la capa de absorción. Se considera una tasa de generación electrónica de portadores G_n y una tasa de recombinación electrónica U_n debido al tiempo de vida media de los portadores en la capa de absorción.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - U_n + \frac{1}{q} \Delta J_n \quad (3.1.1)$$

Donde:

n	Densidad Electrónica en Capa de Absorción	$[1/(\text{m}^3)]$
G_n	Tasa de Generación Electrónica en Capa de Absorción	$[1/(\text{m}^3 \cdot \text{s})]$
U_n	Tasa de Recombinación Electrónica en Capa de Absorción	$[1/(\text{m}^3 \cdot \text{s})]$
J_n	Densidad de Corriente Eléctrica en Capa de Absorción	$[\text{A}/\text{m}^2]$

Para la generación electrónica, ecuación (3.1.2), sea considerado una función dependiente de la intensidad del haz incidente, un coeficiente de absorción efectivo de la capa de absorción y un decaimiento exponencial en \hat{z} positivo.

$$G_n = \frac{\alpha_o P_{opt}}{(h\nu) W d_s} e^{-\alpha_o z} \quad (3.1.2)$$

$$U_n = \frac{n}{\tau_n} \quad (3.1.3)$$

$$J_n = q\mu_n \vec{E} n + qD_n \left(\frac{\partial n}{\partial y} \hat{y} + \frac{\partial n}{\partial z} \hat{z} \right) \quad (3.1.4)$$

Donde:

P_{opt}	Potencia Óptica del Haz	$[\text{W}]$
\vec{E}	Campo Eléctrico Construido Capa Absorción	$[\text{V}/\text{m}]$
α_o	Coefficiente de Absorción Efectivo	$[1/\text{cm}]$
h	Constante de Planck	$[\text{J} \cdot \text{s}]$
ν	Frecuencia del Haz	$[\text{Hz}]$
τ_n	Tiempo Vida Media Electrónica	$[\text{ps}]$
μ_n	Movilidad Electrónica	$[\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}]$
D_n	Coefficiente de Difusión Electrónica	$[\text{cm}^2/\text{s}]$
q	Carga Eléctrica	$[\text{C}]$

La densidad de corriente J_n (3.1.4) consta de dos términos. El primer término, corresponde a la densidad de corriente inducida por el campo eléctrico construido en la región activa, la cual se identifica como densidad de corriente de *drift*. El segundo término, corresponde a la densidad de corriente por difusión, esta se produce debido a la diferencia de concentración de los portadores en las distintas direcciones \hat{z} e \hat{y} .

El campo eléctrico \vec{E} construido en la capa de absorción, es un campo vectorial y dado el sistema de referencia definido con anterioridad, este posee sentido negativo según \hat{y} . A su vez, el campo eléctrico está definido por el gradiente de potencial ϕ que se indica en la Figura 3.1.2, el cual nos servirá de parámetro en esta modelación.

La potencia óptica de la señal incidente, para simplicidad en los cálculos, se considera con la siguiente forma sinusoidal.

$$P_{opt} = P_o(1 + \cos(\omega_m(t - \tau_t))) \quad (3.1.5)$$

$$\tau_t = \frac{z}{v_o} \quad (3.1.6)$$

Otros parámetros definidos son el campo eléctrico:

$$\vec{E} = \epsilon(-\hat{y}) \quad (3.1.7)$$

$$\epsilon = \frac{\phi}{d_s} \quad (3.1.8)$$

La frecuencia del haz incidente:

$$v = \frac{c}{\lambda} \quad (3.1.9)$$

El coeficiente de difusión electrónica en la capa de absorción:

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n \quad [4] \quad (3.1.10)$$

Donde:

P_o	Amplitud Potencia Óptica del Haz	[W]
ϵ	Amplitud Campo Eléctrico Construido	[V/cm]
ϕ	Gradiente de Potencial Capa Absorción	[V]
τ_t	Tiempo de Retardo por Propagación en z	[s]
v_o	Velocidad Óptica de Grupo	[m/s]
c	Velocidad de la Luz	[m/s]
λ	Longitud de Onda del Haz	[μm]
k	Constante de Boltzmann	[J/K]
T	Temperatura Ambiente	[°K]

Para mejor de manejo de las ecuaciones, se hacen las siguientes redefiniciones:

P_o'	Densidad Potencia de Excitación del Haz	[W/cm ²]
--------	---	----------------------

$$P_o' = \frac{P_o}{wd_s} \quad (3.1.11)$$

G_o Amplitud Generación Electrónica [1/(s·m³)]

$$G_o = \frac{\alpha_o}{(h\nu)} P_o' \quad (3.1.12)$$

V_e Velocidad Electrónica de Drift [m/s]

$$V_e = \mu_n \epsilon \quad (3.1.13)$$

Retomando la ecuación (3.1.1) e introduciendo las definiciones anteriores, la variación temporal de la densidad electrónica en la capa de absorción queda definida de la siguiente forma:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_o(1 + \cos(\omega_m(t - \tau_t)))e^{-\alpha_o z} - \frac{n}{\tau_n} - V_e \frac{\partial n}{\partial y} + D_n \left(\frac{\partial^2 n}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \right) \quad (3.1.14)$$

La ecuación (3.1.14) es una ecuación en derivadas parciales donde se identifican todos los términos correspondientes a: recombinación electrónica, generación electrónica, corrientes de difusión y corrientes de *drift* expresadas en función de la densidad electrónica en la capa de absorción.

3.1.1 Condiciones de Borde

Condición de Borde I

Se fija la condición de borde en la interfaz entre la barrera y la capa de absorción, i.e. $y = 0$. Se define como condición de borde que la densidad de corriente J_n a través de la interfaz sea nula.

$$J_n(y = 0) = 0 \quad (3.1.15)$$

$$J_n = -qV_e n \hat{y} + qD_n \frac{\partial n}{\partial y} = 0 \quad (3.1.16)$$

$$\frac{\partial n}{\partial y} \Big|_{y=0} = \frac{V_e}{D_n} n \Big|_{y=0} \quad (3.1.17)$$

Como la ecuación (3.1.17) lo señala, en la coordenada $y = 0$ se cumple que la densidad de corriente de difusión y la densidad de corriente de drift se igualan en magnitudes pero en sentidos opuestos, dando como resultado que la densidad de corriente neta es igual a cero. Cabe señalar, que otros autores, como por ejemplo Shivani Srivastana *et al* [4], consideran una pequeña corriente de fuga hacia el bloque de difusión, haciendo que esta condición de borde se vea levemente afectada, dado que debe dársele continuidad a la función y su primera derivada en ambos lados de la interfaz.

Condición de Borde II

La segunda condición de borde, referente a la interfaz entre la capa de absorción y la capa de deplección, donde $y = d_s$, se toma en consideración la velocidad de emisión termiónica V_{th} de

los electrones. Generalmente esta condición de borde ([1],[15]) es considerada como $n(y = d_s, z) = 0$, lo cual da como resultado una condición subestimada de la densidad electrónica en la interfaz, produciendo respuestas en frecuencias mayores que las reales. Se ha considerado en este estudio, al igual que Ishibashi *et al* [2], que la corriente de difusión está limitada por el proceso de emisión termoiónico del material en este punto. Lo cual se traduce en la siguiente restricción:

$$q \left(D_n \frac{dn}{dy} - V_e n \right) |_{y=d_s} = -q(V_{th} + V_e)n |_{y=d_s} \quad (3.1.18)$$

$$\frac{dn}{dy} |_{y=d_s} = -\frac{V_{th}}{D_n} n |_{y=d_s} \quad (3.1.19)$$

3.1.2 Resolución de la ecuación de Drift-Diffusion

Para resolver la ecuación (3.1.14) se considera un análisis sobre las condiciones de la densidad electrónica que se busca determinar. Con respecto a la densidad electrónica $n(x, y, z, t)$ en la capa de absorción, se asume compuesta por dos partes [1]. Una componente continua $n_{dc}(y, z)$, independiente del tiempo y que solo depende de z e y como sus coordenadas espaciales, y una segunda componente alterna $n_{ac}(y, z, t)$, dependiente del tiempo y de la frecuencia de excitación del haz incidente, e igualmente que la anterior, dependiente de z e y . Ambas componentes independientes de x debido a la simetría axial en z del dispositivo. Lo anterior queda resumido en las siguientes expresiones.

$$n(y, z, t) = n_{dc}(y, z) + n_{ac}(y, z, t) \quad (3.1.20)$$

$$n(y, z, t) = n_{dc}(y, z) + n_{ac}(y, z) \cos(\omega_m t + \theta_m) \quad (3.1.21)$$

Donde:

θ_m Angulo de Desfase

$$\theta_m = \omega_m \tau_t \quad (3.1.22)$$

Definidas las condiciones de borde en la sección anterior, más la formulación de la estructura de la solución de la densidad electrónica, se desarrolla la solución por cada una de sus componentes.

3.1.2.1 Solución DC

Considerando que la componente DC de la densidad electrónica $n_{dc}(y, z)$ es independiente del tiempo, se introduce dicha solución en la ecuación (3.1.1), la cual queda reformulada de la siguiente forma.

$$\frac{\partial^2 n_{dc}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 n_{dc}}{\partial z^2} - \frac{V_e}{D_n} \frac{\partial n_{dc}}{\partial y} - \frac{n_{dc}}{L_n^2} + \frac{G_o}{D_n} e^{-\alpha_o z} = 0 \quad (3.1.23)$$

Donde se redefine:

L_n Longitud Camino Medio de Electrones [m]

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \quad (3.1.24)$$

Para la ecuación (3.1.23) se propone una solución que posee la siguiente estructura:

$$n_{dc}(y, z) = [A_1 e^{r_1 y} + A_2 e^{r_2 y}] e^{-\alpha_0 z} + A_3 e^{-\alpha_0 z} \quad (3.1.25)$$

Donde:

A_1, A_2, A_3 Amplitudes $n_{dc}(y, z)$ [1/m³]
 r_1, r_2 Factores Exponenciales $n_{dc}(y, z)$ [1/m]

Para resolver la ecuación (3.1.23) se utiliza el método de separación de variables, con la debida consideración de que la densidad electrónica en la capa de absorción es una función producto de la multiplicación de dos funciones, cada una dependiente de su variable independiente.

$$n_{dc}(y, z) = n_{dc}^1(y) n_{dc}^2(z) \quad (3.1.26)$$

Además, se sabe que la solución general consta de una solución homogénea más una solución particular.

$$n_{dc}(y, z) = n_{dc_h}(y, z) + n_{dc_p}(y, z) \quad (3.1.27)$$

Se identifica claramente en la expresión (3.1.25), las componente homogénea y particular.

$$n_{dc_h}(y, z) = [A_1 e^{r_1 y} + A_2 e^{r_2 y}] e^{-\alpha_0 z} \quad (3.1.28)$$

$$n_{dc_p}(y, z) = A_3 e^{-\alpha_0 z} \quad (3.1.29)$$

Para determinar las constantes involucradas en cada una de las soluciones, se debe introducir la solución (3.1.25) en ambas condiciones de bordes definidas en (3.1.17) y (3.1.19), quedando el siguiente sistema de ecuaciones.

$$A_1 \left(r_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) + A_2 \left(r_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) - A_3 \frac{V_e}{D_n} = 0 \quad (3.1.30)$$

$$A_1 \left(r_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_1 d_s} + A_2 \left(r_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_2 d_s} + A_3 \frac{V_{th}}{D_n} = 0 \quad (3.1.31)$$

Del sistema de ecuaciones anterior se despejan las amplitudes A_1 y A_2 en función de A_3 .

$$A_1 = \frac{A_3 \left(\frac{V_e}{D_n} \left(r_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_2 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(r_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \right)}{\left(r_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(r_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_2 d_s} - \left(r_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(r_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_1 d_s}} \quad (3.1.32)$$

$$A_2 = -\frac{A_3 \left(\frac{V_e}{D_n} \left(r_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_1 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(r_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \right)}{\left(r_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(r_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_2 d_s} - \left(r_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(r_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_1 d_s}} \quad (3.1.33)$$

----- **Paréntesis** -----

Otra factorización posible para el denominador de las amplitudes anteriores, que pudiese ser útil para analizar por componente, es:

$$r_1 r_2 (e^{r_2 d_s} - e^{r_1 d_s}) + \frac{V_{th}}{D_n} (r_1 e^{r_2 d_s} - r_2 e^{r_1 d_s}) + \frac{V_e}{D_n} (r_1 e^{r_1 d_s} - r_2 e^{r_2 d_s}) + \frac{V_e V_{th}}{D_n^2} (e^{r_1 d_s} - e^{r_2 d_s}) \quad (3.1.34)$$

Así mismo, para el caso del numerador de A_2 :

$$r_1 \left(\frac{V_e}{D_n} e^{r_1 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \right) + \frac{V_e V_{th}}{D_n^2} (e^{r_1 d_s} - 1) \quad (3.1.35)$$

Para reformular A_1 , cambiar el subíndice en el numerador de $2 \rightarrow 1$ en (3.1.35) y conservar el denominador.

----- **Fin Paréntesis** -----

Para determinar A_3 , se introduce la solución particular (3.1.31) en la ecuación principal (3.1.25), obteniéndose la siguiente expresión.

$$A_3 = \frac{G_o / D_n}{\frac{1}{L_n^2} - \alpha_o^2} \quad (3.1.36)$$

Para determinar los factores exponenciales r_1 , r_2 , se introduce la expresión de la solución homogénea (3.1.28) en la ecuación principal (3.1.23), obteniéndose una ecuación de segundo grado para r_1 , r_2 , donde sus soluciones son:

$$r_1 = \frac{V_e}{2D_n} + \sqrt{\frac{V_e^2}{4D_n^2} + \frac{1}{L_n^2} - \alpha_o^2} \quad (3.1.37)$$

$$r_2 = \frac{V_e}{2D_n} - \sqrt{\frac{V_e^2}{4D_n^2} + \frac{1}{L_n^2} - \alpha_o^2} \quad (3.1.38)$$

Por lo tanto, calculadas las expresiones para la amplitud y los factores exponenciales, se obtiene una expresión extendida de la densidad de electrónica en la capa de absorción, definida como:

$$n_{dc}(y, z) = [A_1 e^{r_1 y} + A_2 e^{r_2 y}] e^{-\alpha_o z} + A_3 e^{-\alpha_o z} \quad (3.1.27)$$

$$n_{dc}(y, z) = A_3 \left[\frac{\left(\frac{V_e}{D_n} \left(r_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_2 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(r_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \right) e^{r_1 y} - \left(\frac{V_e}{D_n} \left(r_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_1 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(r_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \right) e^{r_2 y}}{\left(r_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(r_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_2 d_s} - \left(r_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(r_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_1 d_s}} + 1 \right] e^{-\alpha_o z} \quad (3.1.39)$$

Es directo calcular la derivada de la densidad electrónica en la dirección \hat{y} .

$$\frac{dn_{dc}(y,z)}{dy} = A_3 \left[\frac{r_1 \left(\frac{V_e}{D_n} (r_2 + \frac{V_{th}}{D_n}) e^{r_2 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} (r_2 - \frac{V_e}{D_n}) \right) e^{r_1 y} - r_2 \left(\frac{V_e}{D_n} (r_1 + \frac{V_{th}}{D_n}) e^{r_1 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} (r_1 - \frac{V_e}{D_n}) \right) e^{r_2 y}}{\left(r_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(r_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_2 d_s} - \left(r_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(r_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_1 d_s}} \right] e^{-\alpha_0 z} \quad (3.1.40)$$

Para determinar la densidad de corriente total DC inyectada en la capa de deplección, existen dos caminos:

1. Calcular la densidad de corriente J_n DC (3.1.4), para luego evaluarla en $y = d_s$
2. Recurrir a la condición de borde definida en (3.1.18), la cual depende directamente $n_{dc}(y, z)$ y no de sus derivadas.

Por simplicidad en los cálculos se toma el segundo camino. Recurriendo a la condición de borde (3.1.18) y la definición (3.1.4) se tiene:

$$J_n = -qV_e n \hat{y} + qD_n \frac{\partial n}{\partial y} \quad (3.1.4)$$

$$J_{n_{dc}}(d_s, z) = q \left(D_n \frac{dn}{dy} - V_e n \right) |_{y=d_s} = -q(V_e + V_{th})n |_{y=d_s} \quad (3.1.18)$$

Quedando determinada la densidad de corriente electrónica neta en la interfaz absorción/deplección.

$$J_{n_{dc}}(d_s, z) = -q(V_e + V_{th})A_3 \left[\frac{\left(\frac{V_e}{D_n} (r_2 + \frac{V_{th}}{D_n}) e^{r_2 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} (r_2 - \frac{V_e}{D_n}) \right) e^{r_1 d_s} - \left(\frac{V_e}{D_n} (r_1 + \frac{V_{th}}{D_n}) e^{r_1 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} (r_1 - \frac{V_e}{D_n}) \right) e^{r_2 d_s}}{\left(r_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(r_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_2 d_s} - \left(r_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(r_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_1 d_s}} + 1 \right] e^{-\alpha_0 z} \quad (3.1.41)$$

Luego, es directo calcular la corriente total DC a lo largo del dispositivo, integrando en x y z , como lo muestra la expresión (3.1.42).

$$I_{DC} = \int_0^L \int_0^W J_{n_{dc}}(ds, z) dx dz \quad (3.1.42)$$

Dando como resultado:

$$I_{DC} = -qW(V_e + V_{th})A_3 \left[\frac{\left(\frac{V_e}{D_n} (r_2 + \frac{V_{th}}{D_n}) e^{r_2 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} (r_2 - \frac{V_e}{D_n}) \right) e^{r_1 d_s} - \left(\frac{V_e}{D_n} (r_1 + \frac{V_{th}}{D_n}) e^{r_1 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} (r_1 - \frac{V_e}{D_n}) \right) e^{r_2 d_s}}{\left(r_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(r_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_2 d_s} - \left(r_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(r_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_1 d_s}} + 1 \right] \left[\frac{e^{-\alpha_0 L} - 1}{-\alpha_0} \right] \quad (3.1.43)$$

Otra aproximación aceptable, como se ve en resultados posteriores, es aproximar la densidad de corriente solo a la componente de difusión, dado el escaso aporte en magnitud que genera la

densidad de *drift* producida por el campo eléctrico en la capa de absorción. Lo anterior, queda definido en las siguientes expresiones.

$$J_{n_{dc}}(d_s, z) = qD_n \frac{\partial n}{\partial y} \Big|_{y=d_s} \quad (3.1.44)$$

$$J_{n_{dc}}(d_s, z) = qD_n [A_1 r_1 e^{r_1 d_s} + A_2 r_2 e^{r_2 d_s}] e^{-\alpha_0 z} \quad (3.1.45)$$

$$J_{n_{dc}}(d_s, z) = qD_n A_3 \left[\frac{r_1 \left(\frac{V_e}{D_n} (r_2 + \frac{V_{th}}{D_n}) e^{r_2 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} (r_2 - \frac{V_e}{D_n}) \right) e^{r_1 d_s} - r_2 \left(\frac{V_e}{D_n} (r_1 + \frac{V_{th}}{D_n}) e^{r_1 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} (r_1 - \frac{V_e}{D_n}) \right) e^{r_2 d_s}}{(r_1 - \frac{V_e}{D_n}) (r_2 + \frac{V_{th}}{D_n}) e^{r_2 d_s} - (r_2 - \frac{V_e}{D_n}) (r_1 + \frac{V_{th}}{D_n}) e^{r_1 d_s}} \right] e^{-\alpha_0 z} \quad (3.1.46)$$

Usando el procedimiento anterior, se llega a una expresión simplificada de la corriente total inyectada en la capa del dispositivo a lo largo del mismo.

$$I_{DC} = qWD_n A_3 \left[\frac{r_1 \left(\frac{V_e}{D_n} (r_2 + \frac{V_{th}}{D_n}) e^{r_2 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} (r_2 - \frac{V_e}{D_n}) \right) e^{r_1 d_s} - r_2 \left(\frac{V_e}{D_n} (r_1 + \frac{V_{th}}{D_n}) e^{r_1 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} (r_1 - \frac{V_e}{D_n}) \right) e^{r_2 d_s}}{(r_1 - \frac{V_e}{D_n}) (r_2 + \frac{V_{th}}{D_n}) e^{r_2 d_s} - (r_2 - \frac{V_e}{D_n}) (r_1 + \frac{V_{th}}{D_n}) e^{r_1 d_s}} \right] \left[\frac{e^{-\alpha_0 l} - 1}{-\alpha_0} \right] \quad (3.1.47)$$

Las diferencias entre ambas expresiones, (3.1.43) y (3.1.47), para la corriente total DC, serán analizadas en la sección de resultados y análisis correspondientes.

3.1.2.2 Solución AC

Para determinar la forma de la componente AC de la densidad electrónica en la capa de absorción, se ha de tomar de referencia la expresión (3.1.16), a la cual aplicando un cambio fasorial[1], se traslada de dominio, del dominio temporal al dominio de las frecuencias.

$$n_{ac}(y, z) \cos(\omega_m t + \theta_m) \xrightarrow{\text{Fasorial}} n_{ac}(y, z) e^{j\omega_m t} \quad (3.1.48)$$

Introduciendo este nuevo formato fasorial de la densidad electrónica en la ecuación principal (3.1.1), esta obtiene la siguiente ecuación.

$$\frac{\partial^2 n_{ac}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 n_{ac}}{\partial z^2} - \frac{V_e}{D_n} \frac{\partial n_{ac}}{\partial y} - \frac{n_{ac}}{L_{no}^2(\omega_m)} + G_{oo} e^{-\gamma_0 z} = 0 \quad (3.1.49)$$

Se redefinen los siguientes términos para dar mayor comodidad a los cálculos. Donde:

G_{oo} Amplitud Tasa de Generación [1/m⁵]

$$G_{oo} = \frac{G_o}{D_n} \quad (3.1.50)$$

L_{no} Longitud Camino Medio Complejo [m]

$$L_{no}(\omega_m) = \frac{L_n}{\sqrt{1+j\omega_m\tau_n}} \quad (3.1.51)$$

γ_o Coeficiente de Absorción Efectivo Complejo [1/m]

$$\gamma_o = \alpha_o + j \frac{\omega_m}{v_o} \quad (3.1.52)$$

Nótese que el coeficiente de absorción efectivo, ahora posee una componente imaginaria al igual que la longitud de camino medio de los electrones, ambas dependientes de la frecuencia de operación.

Dada la ecuación (3.1.49), se propone una solución para la densidad electrónica de la siguiente forma:

$$n_{ac}(y, z) = [B_1 e^{R_1 y} + B_2 e^{R_2 y}] e^{-\gamma_o z} + B_3 e^{-\gamma_o z} \quad (3.1.53)$$

Donde:

B_1, B_2, B_3 Amplitudes Complejas $n_{ac}(y, z)$ [1/m³]

R_1, R_2 Factores Exponenciales $n_{ac}(y, z)$ [1/m]

Al igual que en la resolución de la ecuación DC, el procedimiento es el mismo. Se utiliza el método de separación de variables, quedando $n_{ac}(y, z)$:

$$n_{ac}(y, z) = n_{ac}^1(y) n_{ac}^2(z) \quad (3.1.54)$$

Además, se considera una solución general que es la suma de una solución homogénea y una solución particular:

$$n_{ac}(y, z) = n_{ac_h}(y, z) + n_{ac_p}(y, z) \quad (3.1.55)$$

Ambas quedan identificadas si se observa (3.1.53).

$$n_{ac_h}(y, z) = [B_1 e^{R_1 y} + B_2 e^{R_2 y}] e^{-\gamma_o z} \quad (3.1.56)$$

$$n_{ac_p}(y, z) = B_3 e^{-\gamma_o z} \quad (3.1.57)$$

Introduciendo la expresión de $n_{ac}(y, z)$ en las condiciones de borde definidas en (3.1.17) y (3.1.19), se obtiene el siguiente sistema de ecuaciones:

$$B_1 \left(R_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) + B_2 \left(R_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) - B_3 \frac{V_e}{D_n} = 0 \quad (3.1.58)$$

$$B_1 \left(R_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_1 d_s} + B_2 \left(R_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_2 d_s} + B_3 \frac{V_{th}}{D_n} = 0 \quad (3.1.59)$$

Del sistema de ecuaciones anterior se despejan las amplitudes B_1 y B_2 en función de B_3 .

$$B_1 = \frac{B_3 \left(\frac{V_e}{D_n} \left(R_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_2 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(R_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \right)}{\left(R_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(R_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_2 d_s} - \left(R_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(R_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_1 d_s}} \quad (3.1.60)$$

$$B_2 = - \frac{B_3 \left(\frac{V_e}{D_n} \left(R_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_1 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(R_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \right)}{\left(R_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(R_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_2 d_s} - \left(R_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(R_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_1 d_s}} \quad (3.1.61)$$

----- **Paréntesis** -----

Otra factorización posible para el denominador de las amplitudes anteriores, que pudiese ser útil para analizar por componente es:

$$R_1 R_2 (e^{R_2 d_s} - e^{R_1 d_s}) + \frac{V_{th}}{D_n} (R_1 e^{R_2 d_s} - R_2 e^{R_1 d_s}) + \frac{V_e}{D_n} (R_1 e^{R_1 d_s} - R_2 e^{R_2 d_s}) + \frac{V_e V_{th}}{D_n^2} (e^{R_1 d_s} - e^{R_2 d_s}) \quad (3.1.62)$$

Así mismo en el caso del numerador de B_2 :

$$R_1 \left(\frac{V_e}{D_n} e^{R_1 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \right) + \frac{V_e V_{th}}{D_n^2} (e^{R_1 d_s} - 1) \quad (3.1.63)$$

Para reformular B_1 , cambiar el subíndice en el numerador de $2 \rightarrow 1$ en (3.1.63) y conservar el denominador (3.1.62).

----- **Fin Paréntesis** -----

Para determinar B_3 , se reemplaza la solución particular (3.1.57) en la ecuación principal (3.1.49), obteniendo la siguiente expresión.

$$B_3 = \frac{G_{oo}}{\frac{1}{L_{no}^2} - \gamma_o^2} \quad (3.1.64)$$

Para determinar los factores exponenciales R_1 , R_2 , se introduce la expresión de la solución homogénea (3.1.56) en la ecuación principal (3.1.49), obteniéndose una ecuación de segundo grado para R_1 , R_2 , donde sus soluciones son:

$$R_1 = \frac{V_e}{2D_n} + \sqrt{\frac{V_e^2}{4D_n^2} + \frac{1}{L_{no}^2} - \gamma_o^2} \quad (3.1.65)$$

$$R_2 = \frac{V_e}{2D_n} - \sqrt{\frac{V_e^2}{4D_n^2} + \frac{1}{L_{no}^2} - \gamma_o^2} \quad (3.1.66)$$

Por lo tanto, calculadas las expresiones para la amplitud como para los factores exponenciales, se obtiene una expresión extendida de la densidad de electrónica en la capa de absorción, quedando definida como:

$$n_{ac}(y, z) = [B_1 e^{R_1 y} + B_2 e^{R_2 y}] e^{-\gamma_0 z} + B_3 e^{-\gamma_0 z} \quad (3.1.67)$$

$$n_{ac}(y, z) = B_3 \left[\frac{\left(\frac{V_e}{D_n} (R_2 + \frac{V_{th}}{D_n}) e^{R_2 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} (R_2 - \frac{V_e}{D_n}) \right) e^{R_1 y} - \left(\frac{V_e}{D_n} (R_1 + \frac{V_{th}}{D_n}) e^{R_1 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} (R_1 - \frac{V_e}{D_n}) \right) e^{R_2 y}}{\left(R_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(R_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_2 d_s} - \left(R_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(R_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_1 d_s}} + 1 \right] e^{-\gamma_0 z} \quad (3.1.68)$$

Es directo calcular la derivada de la densidad electrónica en la dirección \hat{y} .

$$\frac{dn_{ac}(y, z)}{dy} = B_3 \left[\frac{R_1 \left(\frac{V_e}{D_n} (R_2 + \frac{V_{th}}{D_n}) e^{R_2 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} (R_2 - \frac{V_e}{D_n}) \right) e^{R_1 y} - R_2 \left(\frac{V_e}{D_n} (R_1 + \frac{V_{th}}{D_n}) e^{R_1 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} (R_1 - \frac{V_e}{D_n}) \right) e^{R_2 y}}{\left(R_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(R_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_2 d_s} - \left(R_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(R_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_1 d_s}} \right] e^{-\gamma_0 z} \quad (3.1.69)$$

Para determinar la densidad de corriente total AC inyectada en la capa de deplección, existen dos caminos:

1. Remitirnos a la condición de borde definida en (3.1.19) con $y = d_s$, y calcular directamente la densidad de corriente total inyectada en la capa de deplección que depende directamente de n_{ac} .
2. Simplificando la expresión de densidad de corriente J_n (3.1.4), asumiendo que el proceso está dominado fuertemente por la componente difusiva y que la componente de *Drift* puede ser despreciada, supuesto que ha sido utilizado en otras publicaciones como [1], [2], [4] y [15]. Este supuesto será corroborado en la sección de resultados y discusión.

Para el primer camino se obtendrá una expresión para J_n considerando la condición de borde y la definición (3.1.4):

$$J_n = q D_n (\Delta n_{ac} - \frac{V_e}{D_n} n_{ac}) \quad (3.1.4)$$

O también, según la condición de borde:

$$J_n(d_s, z) = -q(V_{th} + V_e)n|_{y=d_s} \quad (3.1.19)$$

Evaluando y reemplazando (3.1.68) en la condición de borde anterior se obtiene:

$$J_n(d_s, z) = -q(V_{th} + V_e)B_3 \left[\frac{\left(\frac{V_e}{D_n} (R_2 + \frac{V_{th}}{D_n}) e^{R_2 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} (R_2 - \frac{V_e}{D_n}) \right) e^{R_1 d_s} - \left(\frac{V_e}{D_n} (R_1 + \frac{V_{th}}{D_n}) e^{R_1 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} (R_1 - \frac{V_e}{D_n}) \right) e^{R_2 d_s}}{\left(R_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(R_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_2 d_s} - \left(R_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(R_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_1 d_s}} + 1 \right] e^{-\gamma_0 z} \quad (3.1.70)$$

Si se toma el segundo camino, el cual se considera como precedente para el resto de los cálculos, se ha de señalar que en el régimen permanente de operación del dispositivo, los efectos de carácter difusivo en la densidad de corriente y por ende en la corriente, son varios órdenes de magnitud superiores a los aportes producidos por el campo eléctrico. Lo anterior se traduce en que la componente de *drift* es despreciada, quedando una expresión simplificada de la densidad de corriente:

$$J_n(d_s, z) \approx qD_n \Delta n|_{y=d_s} \quad (3.1.71)$$

En su forma extendida se tiene:

$$J_n(d_s, z) = qD_n B_3 e^{-\gamma_0 z} \left[\frac{R_1 \left(\frac{V_e}{D_n} \left(R_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_2 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(R_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \right) e^{R_1 d_s} - R_2 \left(\frac{V_e}{D_n} \left(R_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_1 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(R_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \right) e^{R_2 d_s}}{\left(R_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(R_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_2 d_s} - \left(R_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(R_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_1 d_s}} \right] \quad (3.1.72)$$

La densidad de corriente total recolectada, luego de pasar la capa de depleción, debe ser considerada, luego de haber sido multiplicada la expresión anterior por la función de transferencia correspondiente al desplazamiento a velocidad constante de los electrones en la capa de depleción. La velocidad de desplazamiento de los electrones en la capa de depleción es conocida como *overshoot velocity* v_s .

$$J_n(d_s, z) \left[\frac{\sin(\omega_m \tau_c / 2)}{\omega_m \tau_c / 2} \right] e^{-j \frac{\omega_m \tau_c}{2}} \quad (3.1.73)$$

Donde:

τ_c Tiempo de Viaje Electrones en Capa de Depleción [s]

$$\tau_c = \frac{d_i}{v_s} \quad (3.1.74)$$

v_s Velocidad de Overshoot [m/s]

Con lo anterior, se calcula la corriente total recolectada por el dispositivo por unidad de largo, expresada como:

$$I_{Total}(\omega_m) = \int_0^W \left(J_n(d_s, z) + J_n(d_s, z) \left[\frac{\sin(\omega_m \tau_c / 2)}{\omega_m \tau_c / 2} \right] e^{-j \frac{\omega_m \tau_c}{2}} \right) dx \quad (3.1.75)$$

Integrando:

$$I_{Total}(\omega_m, z) = J_n(d_s, z) W \left[1 + \left[\frac{\sin(\omega_m \tau_c / 2)}{\omega_m \tau_c / 2} \right] e^{-j \frac{\omega_m \tau_c}{2}} \right] \quad (3.1.76)$$

Reemplazando (3.1.72) en (3.1.76) se obtiene:

$$I_{Total}(z) = I_{n0} e^{-\gamma_0 z} \quad (3.1.77)$$

Donde:

$$I_{n0} = qD_n B_3 W \left[\frac{R_1 \left(\frac{V_e}{D_n} \left(R_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_2 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(R_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \right) e^{R_1 d_s} - R_2 \left(\frac{V_e}{D_n} \left(R_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_1 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(R_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \right) e^{R_2 d_s}}{\left(R_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(R_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_2 d_s} - \left(R_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(R_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_1 d_s}} \right] \left[1 + \frac{\sin \omega m \tau c / 2}{\omega m \tau c / 2} e^{-j \omega m \tau c / 2} \right] \quad (3.1.78)$$

I_{n0} Amplitud de la Respuesta en Corriente [A/m]

Quedando definida la respuesta de la corriente total recolectada por unidad de largo, debido a la fotogeneración del haz incidente en la capa de absorción.

$$I_{Total}(z) = I_{n0} e^{-\gamma_0 z} \quad (3.1.79)$$

Otra aproximación partiendo de (3.1.70):

$$J_n(d_s, z) = -q(V_{th} + V_e) B_3 \left[\frac{\left(\frac{V_e}{D_n} \left(R_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_2 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(R_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \right) e^{R_1 d_s} - \left(\frac{V_e}{D_n} \left(R_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_1 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(R_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \right) e^{R_2 d_s}}{\left(R_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(R_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_2 d_s} - \left(R_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(R_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_1 d_s}} + 1 \right] e^{-\gamma_0 z} \quad (3.1.70)$$

Siguiendo los pasos anteriores para determinar la corriente total recolectada, y aplicando similar procedimiento, se obtienen los siguientes resultados.

Se multiplica la densidad de corriente por la función de transferencia correspondiente e integrándose en \hat{x} , se obtiene:

$$I_{Total}(\omega_m, z) = J_n(d_s, z) W \left[1 + \left[\frac{\sin(\omega_m \tau c / 2)}{\omega_m \tau c / 2} \right] e^{-j \frac{\omega_m \tau c}{2}} \right] \quad (3.1.80)$$

En su forma reducida:

$$I_{Total}(z) = I'_{n0} e^{-\gamma_0 z} \quad (3.1.81)$$

Donde:

$$I'_{n0} = -q W (V_{th} + V_e) B_3 \left[1 + \frac{\left(\frac{V_e}{D_n} \left(R_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_2 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(R_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \right) e^{R_1 d_s} - \left(\frac{V_e}{D_n} \left(R_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_1 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(R_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \right) e^{R_2 d_s}}{\left(R_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(R_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_2 d_s} - \left(R_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(R_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_1 d_s}} \right] \left[1 + \frac{\sin \omega m \tau c / 2}{\omega m \tau c / 2} e^{-j \omega m \tau c / 2} \right] \quad (3.1.82)$$

I'_{n0} Amplitud de la Respuesta en Corriente [A/m]

Tanto (3.1.78) y (3.1.82) son comparadas en la sección de resultados y discusión. Se ha de determinar si existen diferencias significativas producto de las simplificaciones y supuestos existentes entre ambos caminos.

3.1.3 Simulaciones y discusión

En esta sección se analizan los resultados de las simulaciones y se comparan con respecto a los casos más representativos de la bibliografía. Además, se varían los parámetros más relevantes del modelo y se cuantifica el impacto en el ancho de banda, corriente y densidad electrónica.

Las siguientes tablas contienen todos los valores de las constantes y parámetros utilizados en las simulaciones. Estos parámetros permiten determinar cada una de las expresiones y funciones detalladas en el segmento anterior.

Constantes universales utilizadas en las simulaciones.

Símbolo	Nombre	Valor	Ref.
q	Carga Eléctrica	$1,602176565 \times 10^{-19}$ [C]	[34]
h	Constante de Planck	$6,62606896 \times 10^{-34}$ [J·s]	[34]
k	Constante de Boltzmann	$1,3806504 \times 10^{-23}$ [J/K]	[34]
ϵ_0	Permitividad Vacío	$8,8541878176 \times 10^{-12}$ [F/m]	[34]
μ_0	Permeabilidad Vacío	$1,2566371 \times 10^{-6}$ [H/m]	[34]
c	Velocidad de la Luz	299.792.458 [m/s]	[34]
T	Temperatura Ambiente	300 [°K]	[34]

Tabla 3.1.1 Constantes Universales.

Para el cálculo de la densidad electrónica en la capa de absorción en continua n_{dc} (3.1.39), se utilizan los siguientes parámetros obtenidos de la publicación de Madjar *et al* [1].

Símbolo	Nombre	Valor	Ref.
d_s	Grosor de la Capa de Absorción	0,1 [μm]	[1]
d_i	Grosor de la Capa de Depleción	0,27 [μm]	[1]
W	Ancho del Dispositivo	2 [μm]	[1]
L	Largo del Dispositivo	27 [μm]	[1]
P_o	Densidad Potencia de Excitación del Haz	$0,2 \times 10^{-5}$ [W]	
α_o	Coefficiente de Absorción Efectivo	6.070 [1/cm]	[4]
V_{th}	Velocidad Termoiónica	$2,5 \times 10^7$ [cm/s]	[2]
τ_n	Tiempo Vida Media Electrónica	100 [ps]	[2]
μ_n	Movilidad Electrónica en Capa Absorción	4.000 [cm ² /Vs]	[2]
λ	Longitud de Onda del Haz	1,55 [μm]	[4]

Tabla 3.1.2 Parámetros de Simulación.

La densidad electrónica DC n_{dc} determinada en la expresión (3.1.39) y evaluada según las contantes y parámetros anteriores, queda representada en la Figura 3.1.3, donde se muestra su distribución a lo largo de la capa de absorción para $z = 0$, y para distintos valores del potencial eléctrico ϕ en la capa de absorción. La densidad electrónica expresada en su forma compacta:

$$n_{dc}(y, z) = [A_1 e^{r_1 y} + A_2 e^{r_2 y}] e^{-\alpha_0 z} + A_3 e^{-\alpha_0 z} \quad (3.1.27)$$

La densidad electrónica DC forma extendida:

$$n_{dc}(y, z) = A_3 \left[\frac{\left(\frac{V_e}{D_n} \left(r_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_2 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(r_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \right) e^{r_1 y} - \left(\frac{V_e}{D_n} \left(r_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_1 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(r_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \right) e^{r_2 y}}{\left(r_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(r_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_2 d_s} - \left(r_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(r_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_1 d_s}} + 1 \right] e^{-\alpha_0 z} \quad (3.1.39)$$

Densidad Electrónica DC

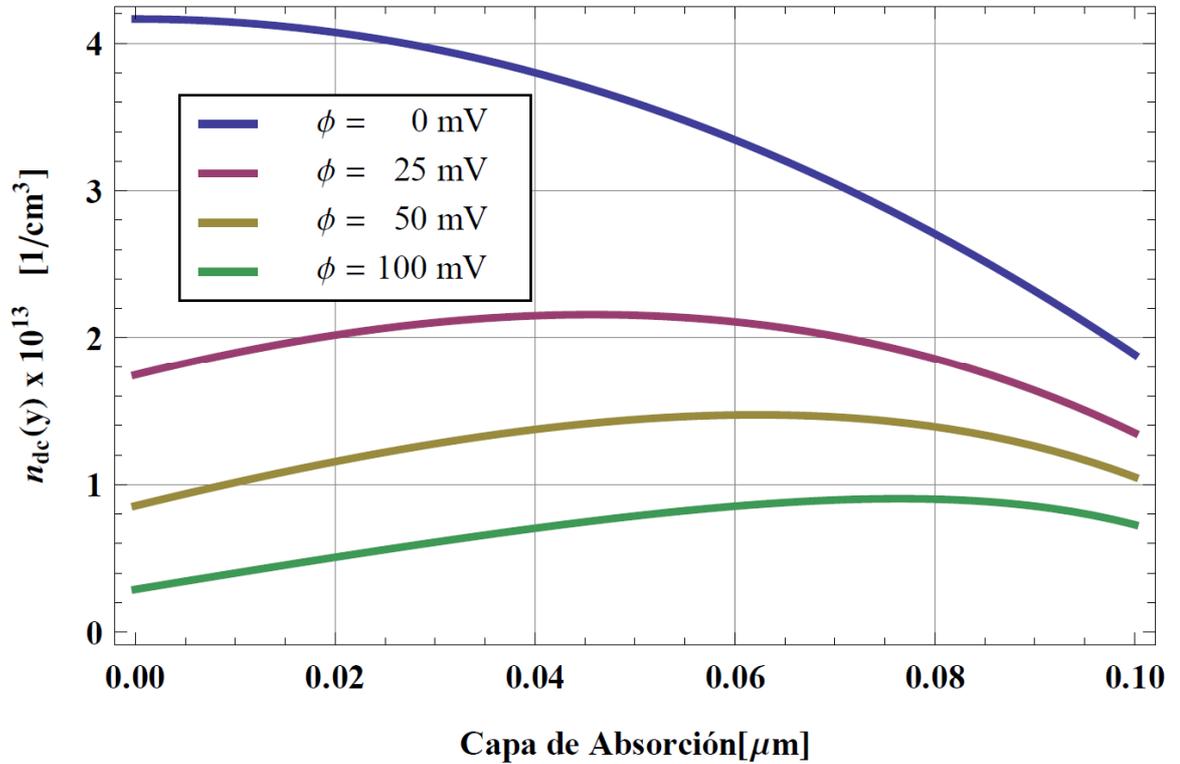


Figura 3.1.3 Densidad Electrónica DC en Capa de Absorción.

En la Figura 3.1.3 se aprecia claramente la disminución de la densidad electrónica en la capa de absorción a medida de que el potencial eléctrico construido en la misma va en aumento. Esta densidad es la componente continua de la densidad electrónica total, la cual no está afecta a las variaciones de una señal periódica. Una disminución global de la densidad de los portadores en la capa activa, ayuda a que el tiempo de transito y de recombinación sean considerablemente menores, implicando un mayor ancho de banda y mejores velocidades de respuesta. El aumento del potencial ϕ , campo eléctrico, genera un barrido (*Drift*) de los cargas activas, las cuales se

inyectan a velocidades directamente proporcionales a la intensidad del campo eléctrico construido en la región activa.

Para determinar la corriente DC total inyectada, desde la capa de absorción con $\phi = 100[mV]$ a la capa de deplección, primero se ha de evaluar la densidad de corriente utilizando la condición de borde expresada en (3.1.18), i.e. en $y = d_s$.

$$J_{n_{dc}}(d_s, z) = q \left(D_n \frac{dn}{dy} - V_e n \right) \Big|_{y=d_s} = -q(V_e + V_{th})n \Big|_{y=d_s} \quad (3.1.18)$$

Segundo, se evalúa la expresión anterior según los parámetros y constantes especificados en las tablas precedentes.

$$J_{n_{dc}}(d_s, z) = -q(V_e + V_{th})A_3 \left[\frac{\left(\frac{V_e}{D_n} \left(r_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_2 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(r_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \right) e^{r_1 d_s} - \left(\frac{V_e}{D_n} \left(r_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_1 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(r_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \right) e^{r_2 d_s}}{\left(r_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(r_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_2 d_s} - \left(r_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(r_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_1 d_s}} + 1 \right] e^{-\alpha_0 z} \quad (3.1.41)$$

Como resultado, la densidad de corriente inyectada en la capa de deplección es:

$$J_{n_{dc}}(d_s, 0) = -75,814 [A/cm^2]$$

Por último, para obtener la corriente total DC fotogenerada a lo largo del dispositivo se ha de integrar (3.1.41) como sigue:

$$I_{DC} = \int_0^L \int_0^W J_{n_{dc}}(d_s, z) dx dz \quad (3.1.42)$$

$$I_{DC} = -qW(V_e + V_{th})A_3 \left[\frac{\left(\frac{V_e}{D_n} \left(r_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_2 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(r_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \right) e^{r_1 d_s} - \left(\frac{V_e}{D_n} \left(r_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_1 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(r_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \right) e^{r_2 d_s}}{\left(r_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(r_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_2 d_s} - \left(r_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(r_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{r_1 d_s}} + 1 \right] \left[\frac{e^{-\alpha_0 L} - 1}{-\alpha_0} \right] \quad (3.1.43)$$

Evalutando se obtiene:

$$I_{DC} = -2,498 [\mu A]$$

Para el cálculo de la densidad electrónica en alterna n_{ac} , se utilizan los parámetros y dimensiones de la publicación de Ishibashi *et al* en [2] y [5].

Símbolo	Nombre	Valor	Ref.
d_s	Grosor de la Capa de Absorción	0,2 [μm]	[2]
d_i	Grosor de la Capa de Depleción	0,2 [μm]	[2]
v_s	Overshoot Velocity	{5 x 10 ⁶ - 8 x 10 ⁷ }	[cm/s] [2]
V_{th}	Velocidad Termoiónica	2,5 x 10 ⁷	[cm/s] [2]
α_o	Coefficiente de Absorción Efectivo	0	[1/cm] [2]
G_o, G	Tasa de Generación	10 ²⁹	[1/cm ³ s] [5]
ϕ	Gradiente de Potencial Capa Absorción	{0 - 100}	[mV] [2]
τ_n	Tiempo Vida Media Electrónica	100	[ps] [2]
μ_n	Movilidad Electrónica Capa Absorción	4.000	[cm ² /Vs] [2]

Tabla 3.1.3 Parámetros Ópticos y de Capa de Absorción.

Ishibashi presenta en [2] y [5] sus resultados para la densidad electrónica en la capa de absorción, la cual ha sido recalculada como se muestra a continuación.

$$n_{ac}^{[2]}(y) = C_1 e^{m_1 y} + C_2 e^{m_2 y} + G \tau_n \quad (3.1.83)$$

Donde las constantes y factores han sido determinados como:

$$m_1 = \frac{v_e}{2D_n} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{4D_n}{\tau_n v_e^2}} \right] \quad (3.1.84)$$

$$m_2 = \frac{v_e}{2D_n} \left[1 - \sqrt{1 + \frac{4D_n}{\tau_n v_e^2}} \right] \quad (3.1.85)$$

Para luego de simplificaciones llegar a la siguiente expresión:

$$n_{ac\ diff}^{[2]} \approx \left[C_3 \left(1 + x^2 \frac{(1+jw_m \tau_n)}{2\tau_n} \right) + \frac{G \tau_n}{(1+jw_m \tau_n)} \right] \quad (3.1.86)$$

$$C_3 = - \frac{G \tau_n / (1+jw_m \tau_n)}{D_n d_s \left(\frac{(1+jw_m \tau_n)}{D_n \tau_n v_{th}} \right) + \left(1 + d_s^2 \frac{(1+jw_m \tau_n)}{2D_n \tau_n} \right)} \quad (3.1.87)$$

Los resultados de la distribución de la densidad electrónica para $w = 0$ en la capa de absorción son expuestos en la siguiente Figura 3.1.4.

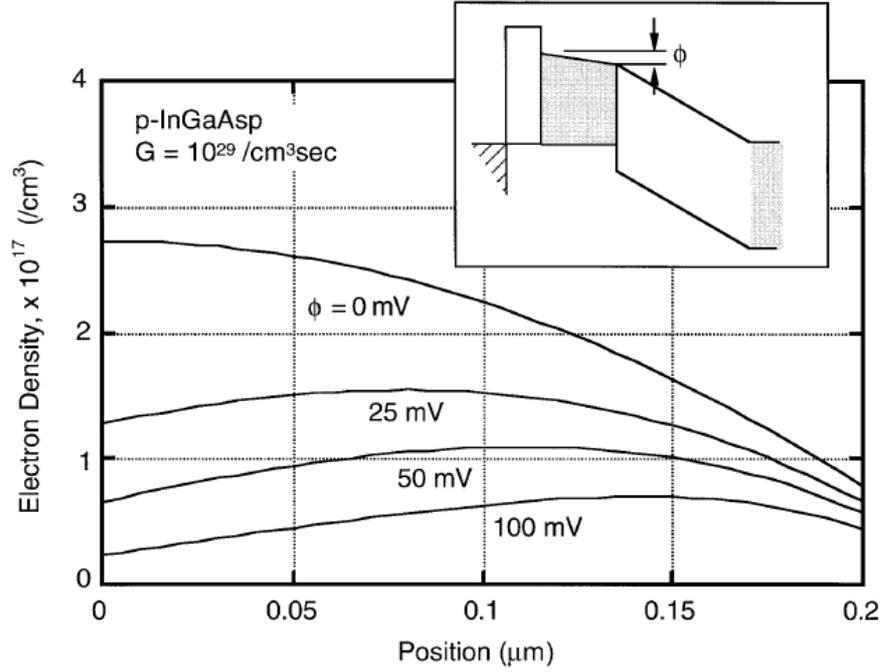


Figura 3.1.4 Distribución de la densidad electrónica en la capa de absorción de un UTC-PD [5] , [2].

En el modelo propuesto en esta memoria, la densidad electrónica queda determinada en la expresión (3.1.68), la cual siendo evaluada bajo los mismos parámetros de [2] y [5], se obtienen idénticos resultados, los cuales son verificables en la Figura 3.1.5.

La densidad electrónica está dada por:

$$n_{ac}(y, z) = [B_1 e^{R_1 y} + B_2 e^{R_2 y}] e^{-\gamma_0 z} + B_3 e^{-\gamma_0 z} \quad (3.1.67)$$

En su forma extendida:

$$n_{ac}(y, z) = B_3 \left[\frac{\left(\frac{V_e}{D_n} \left(R_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_2 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(R_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \right) e^{R_1 y} - \left(\frac{V_e}{D_n} \left(R_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_1 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(R_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \right) e^{R_2 y}}{\left(R_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(R_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_2 d_s} - \left(R_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(R_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_1 d_s}} + 1 \right] e^{-\gamma_0 z} \quad (3.1.68)$$

La siguiente Figura 3.1.5 muestra los resultados del modelo propuesto, evaluado con los mismos parámetros y constantes utilizados en [2] y [5].

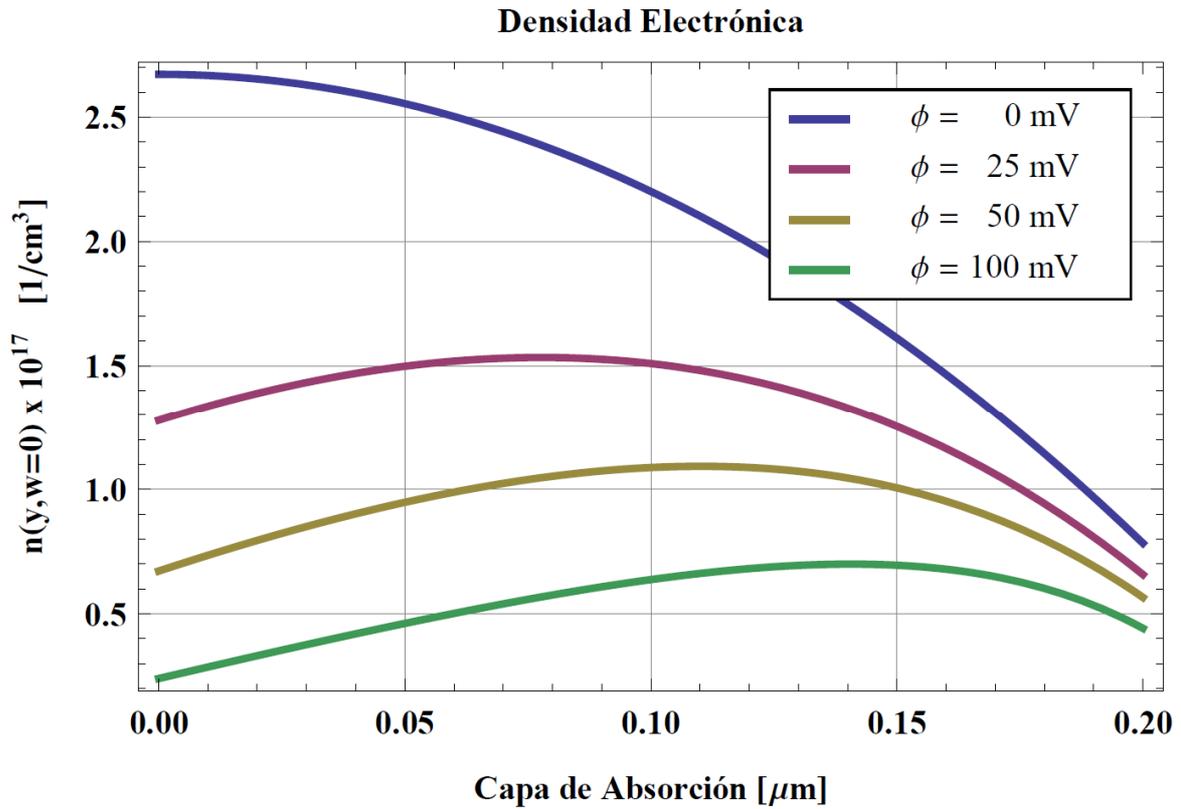


Figura 3.1.5 Distribución de la densidad electrónica AC en la capa de absorción, para distintos valores de potencial eléctrico.

Como se aprecia en la Figura 3.1.4 y Figura 3.1.5, para la distribución de densidad electrónica estática en la capa de absorción, i.e. $w = 0$, los resultados de ambos modelos son similares, no habiendo diferencias considerables entre ellos. Para homologar las constantes y coeficientes de la función, se considera $\alpha_0 = 0$, además de una fotogeneración constante en $G_0 = 10^{29} [1/\text{cm}^3\text{s}]$.

Aunque la potencia de iluminación no está considerada explícitamente en el modelo, esta se encuentra implícitamente en el parámetro de fotogeneración G_0 .

Se aprecia en la Figuras 3.1.5 que la densidad electrónica recorre rangos de magnitud desde los $10^{16}/\text{cm}^3\text{s}$ hasta el primer tercio de $10^{17}/\text{cm}^3\text{s}$ dependiendo de la intensidad del campo eléctrico en la capa de absorción. En el caso limite donde el gradiente de potencial es nulo ($\phi = 0$), y la densidad electrónica solo depende del fenómeno difusivo, el perfil de densidad se ajusta adecuadamente a una curva parabólica. Una vez que se introduce el campo eléctrico en esta capa, los portadores son barridos (*drift*) por el potencial eléctrico hacia la capa de recolección, produciendo que la densidad electrónica decaiga notoriamente en toda la capa.

También se verifica que la densidad electrónica en la interfaz entre la capa de absorción y la capa de recolección ($y = d_s$) es un poco alta, debido a que la movilidad difusiva de los portadores está limitada por la velocidad termoiónica V_{th} en la interfaz. Esta limitante influye cada vez menos a medida que el potencial eléctrico aumenta. Sin embargo, no decae con la misma velocidad y magnitud como lo hace la densidad electrónica en el otro extremo de la capa ($y = 0$). Esto último está representado en la Figura 3.1.6 donde claramente se ven las diferencias de densidades entre

ambos extremos. La inclusión de la velocidad termoiónica en el modelo es una consideración importante, dado que permite una estimación adecuada de la densidad electrónica en la interfaz. De lo contrario, los calculo hubiesen subestimado la densidad real.

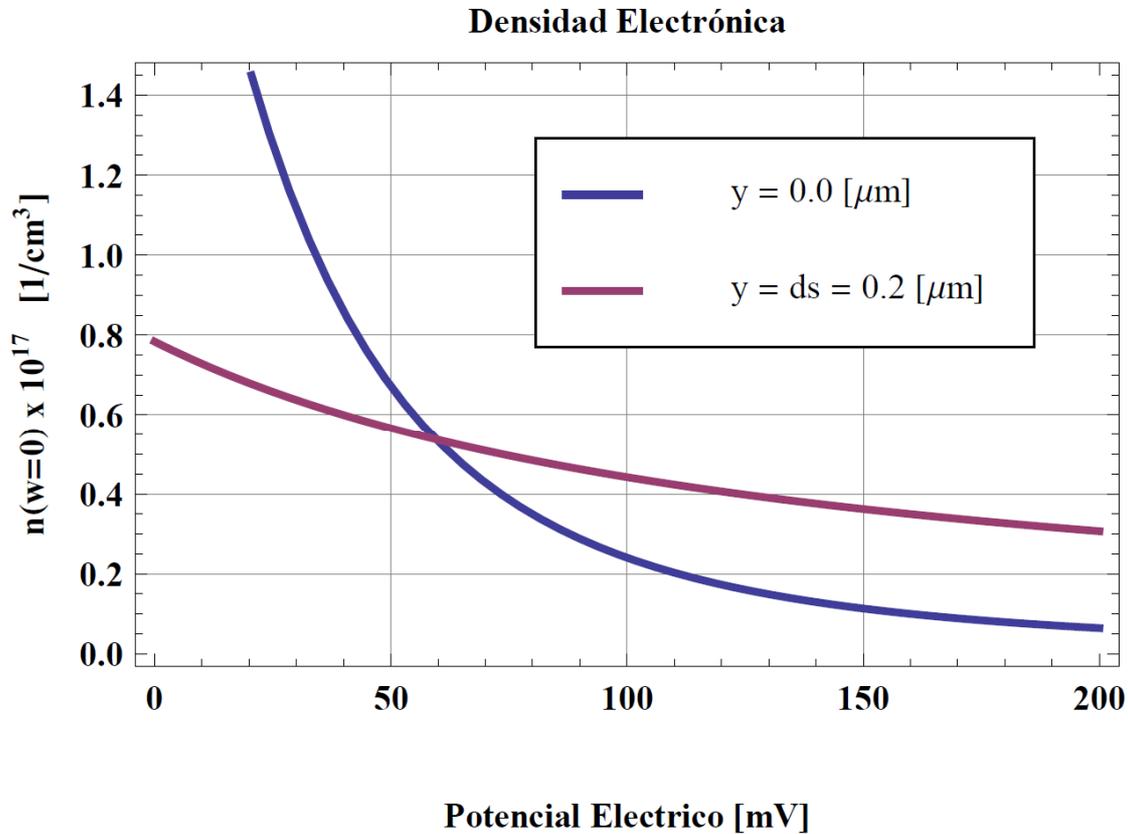


Figura 3.1.6 Variación de la densidad electrónica en los extremos de la capa de absorción según variación de la intensidad del potencial eléctrico.

El modelo propuesto también incorpora el coeficiente de absorción óptico en su funcionamiento. En una primera instancia, para hacer los resultados comparables con Ishibashi [2], este parámetro fue despreciado, aunque se encuentra implícito en la tasa de fotogeneración G_0 . Sin embargo, al incorporarlo en los cálculos se ve que su variación afecta considerablemente la densidad electrónica en la capa de absorción.

Como se observa en la Figura 3.1.7, para valores menores a 300.000 [1/m] la variabilidad de la densidad electrónica en la interfaz es mínima, pero a medida que aumenta el coeficiente de absorción desde este umbral, la densidad aumenta exponencialmente, lo que perjudica directamente el ancho de banda y la corriente de saturación. Se ha de tener presente que concentraciones altas de portadores en la interfaz, afecta negativamente el funcionamiento y objetivos deseados. Altas densidades en la interfaz, distorsionan el campo eléctrico afectando la movilidad de los portadores y generándose una acumulación de cargas en la zona, lo cual reduce la capacidad de respuesta en frecuencia del dispositivo, aumenta el tiempo de desplazamiento de las cargas en la región activa y disminuye a su vez el flujo efectivo de cargas hacia la capa de recolección.

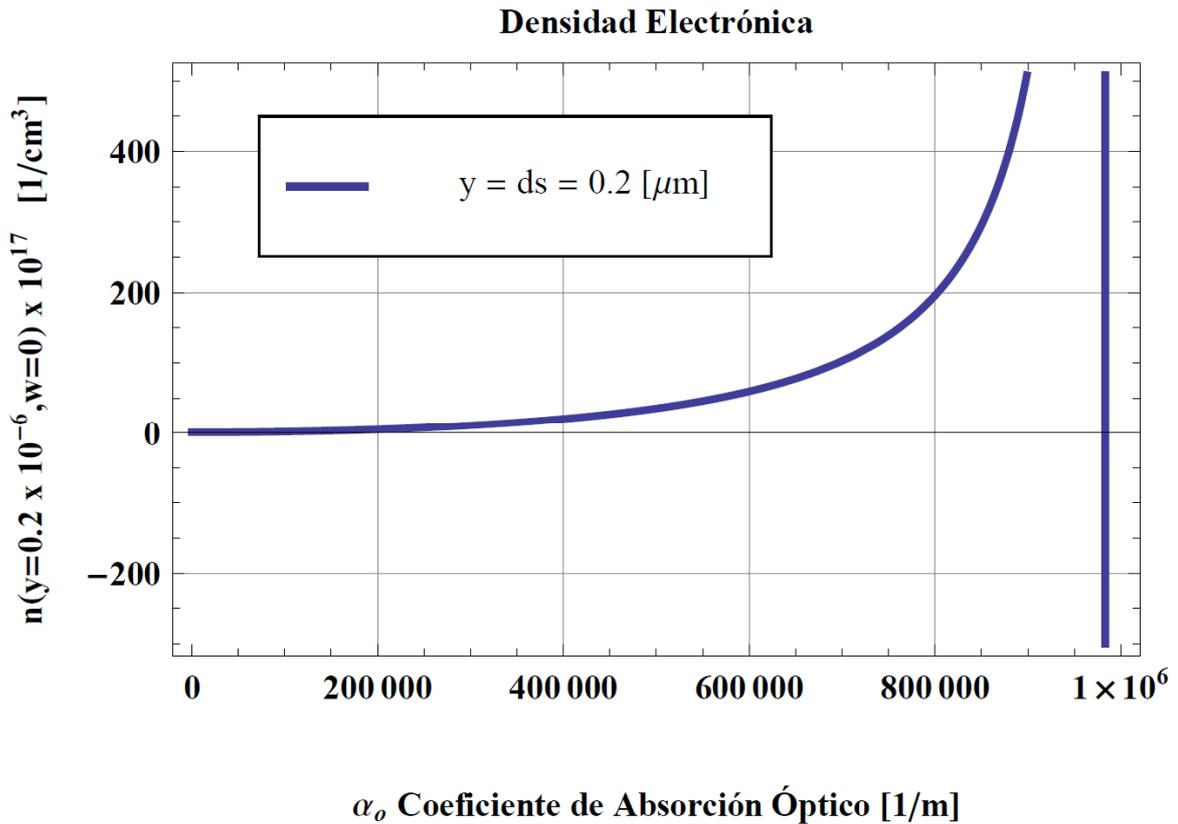


Figura 3.1.7 Variación de la densidad electrónica en la interfaz en función del coeficiente de absorción óptico.

Los resultados de la respuesta en frecuencia de la densidad de corriente total recolectada por el dispositivo son comparados con lo expuesto por Ishibashi en [2]. Para aquella simulación, los parámetros utilizados se resumen en la siguiente Tabla 3.1.4.

Símbolo	Nombre	Valor	Ref.
d_s	Grosor de la Capa de Absorción	0,2 [μm]	[2]
d_i	Grosor de la Capa de Depleción	0,2 [μm]	[2]
v_s	Overshoot Velocity	{ $5 \times 10^6 - 8 \times 10^7$ } [cm/s]	[2]
V_{th}	Velocidad Termoiónica	$2,5 \times 10^7$ [cm/s]	[2]
α_o	Coeficiente de Absorción Efectivo	0 [1/cm]	[2]
G_o	Tasa de Generación	10^{29} [1/cm ³ s]	[5]
ϕ	Gradiente de Potencial Capa Absorción	100 [mV]	[2]
τ_n	Tiempo Vida Media Electrónica	100 [ps]	[2]
μ_n	Movilidad Electrónica Capa Absorción	4.000 [cm ² /Vs]	[2]

Tabla 3.1.4 Parámetros Simulación de Respuesta Fotocorriente [2].

Dichos parámetros son también utilizados para validar el modelo propuesto. Se ha de mencionar además, que para el cálculo de la densidad de corriente en [2] se ha considerado la siguiente aproximación.

$$J_n(d_s, z) \approx qD_n \Delta n|_{y=d_s} \quad (3.1.71)$$

Esta aproximación tiene validez para procesos dominados por los efectos difusivos, despreciando cualquier efecto del campo eléctrico en la densidad de la fotocorriente generada. A medida que el potencial eléctrico ϕ en la capa de absorción aumenta, esta aproximación pierde validez y los efectos de *Drift* se vuelven cada vez más relevantes. Los resultados presentados por Ishibashi [2] se exponen en la Figura 3.1.8.

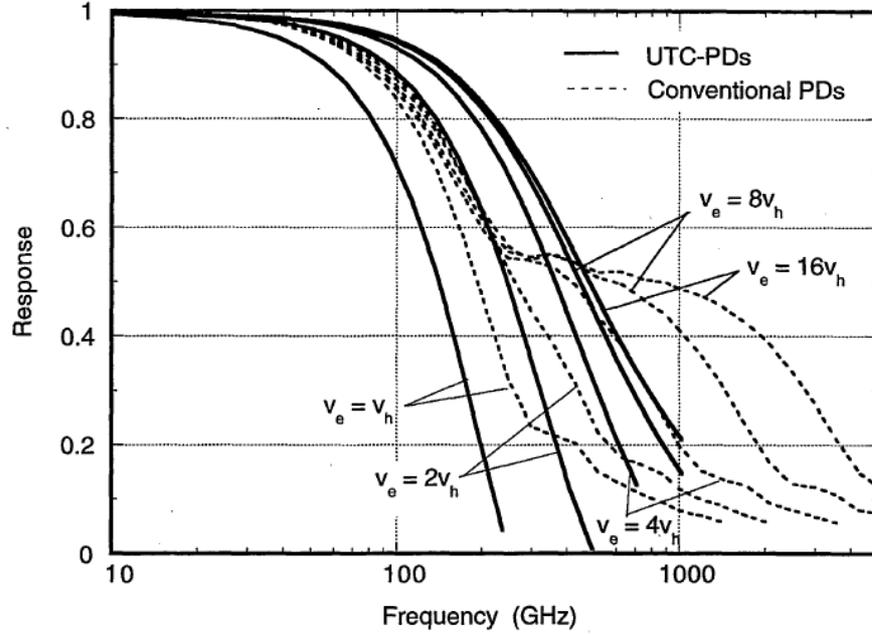


Figura 3.1.8 Fotorespuesta de la densidad de corriente total [2].

En el caso del modelo propuesto, la aproximación (3.1.71) ha sido considerada con el objeto de homologar resultados. La densidad de corriente fotogenerada total recolectada, es decir una vez que se ha atravesado la capa de agotamiento, queda explicitada a continuación.

$$J_n(d_s, z) \left[\frac{\sin(\omega_m \tau_c / 2)}{\omega_m \tau_c / 2} \right] e^{-j \frac{\omega_m \tau_c}{2}} \quad (3.1.73)$$

Donde:

$$J_n(d_s, z) = q D_n B_3 e^{-\gamma_0 z} \left[\frac{R_1 \left(\frac{V_e}{D_n} \left(R_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_2 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(R_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \right) e^{R_1 d_s} - R_2 \left(\frac{V_e}{D_n} \left(R_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_1 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(R_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \right) e^{R_2 d_s}}{\left(R_1 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(R_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_2 d_s} - \left(R_2 - \frac{V_e}{D_n} \right) \left(R_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_1 d_s}} \right] \quad (3.1.72)$$

Evaluada la expresión anterior según los parámetros correspondientes a la Tabla 3.1.4, se obtienen los siguientes resultados.

Respuesta Densidad de Corriente Recolectada

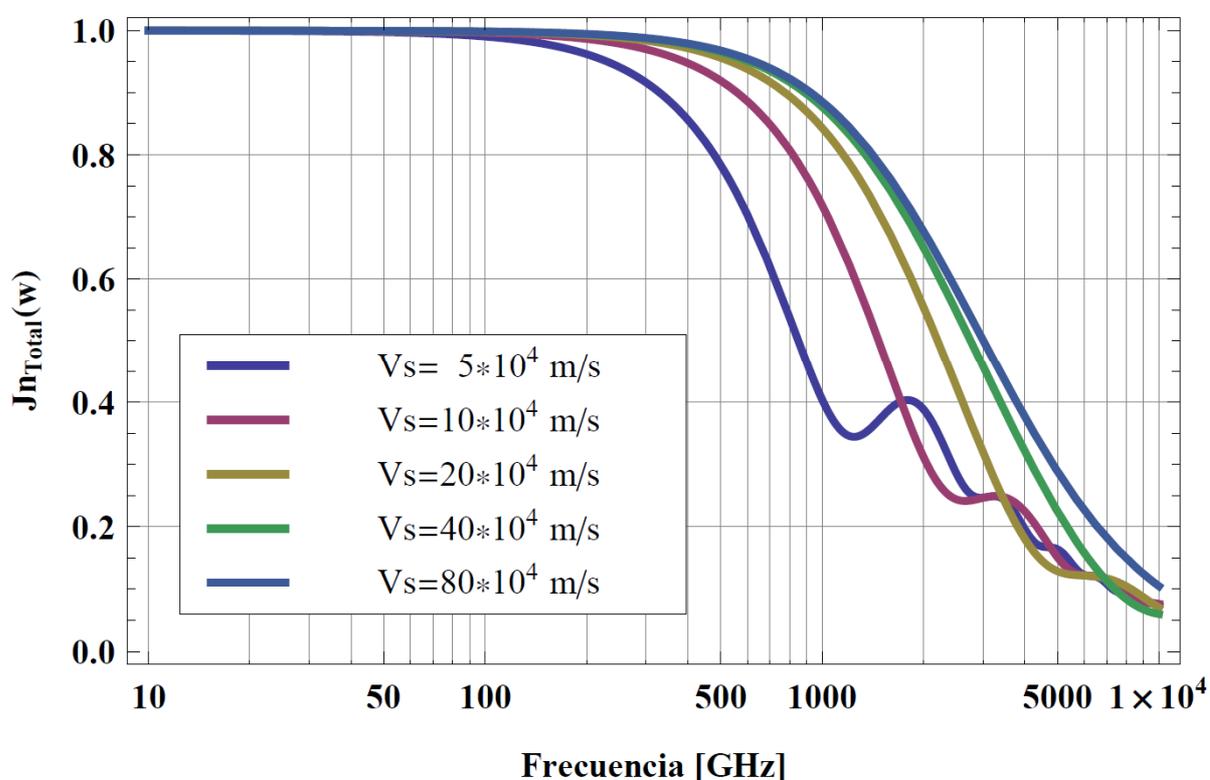


Figura 3.1.9 Respuesta densidad de corriente recolectada. Modelo propuesto.

Morfológicamente ambos resultados tienen similitudes, sin embargo en el modelo propuesto es evidente observar un aumento en el ancho de banda, así como también una saturación de la respuesta a medida que se aumentan de las velocidad de *overshoot*. En estas simulaciones se utiliza la velocidad de *overshoot* como parámetro, la cual varía desde la velocidad de saturación de los huecos $v_h = 5 \cdot 10^6 [cm/s] = v_s$ hasta $v_s = 16 \cdot v_h$.

Considerando que Ishibashi ha basado su modelo y simulaciones en la aproximación (3.1.71), el modelo propuesto considera en sus estimaciones la expresión completa de la densidad de corriente, es decir:

$$J_n = qD_n(\Delta n_{ac} - \frac{v_e}{D_n} n_{ac}) \quad (3.1.4)$$

Con ello, se analiza la colaboración por separado de cada uno de los fenómenos involucrados, *drift* y difusión, en el total de la densidad de corriente. Se utiliza como parámetro, el gradiente de potencial ϕ en la capa de absorción, el cual varía desde 0 hasta los 100 [mV], con una velocidad de *overshoot* de $v_s = 16 \cdot v_h$ en la capa de deplección.

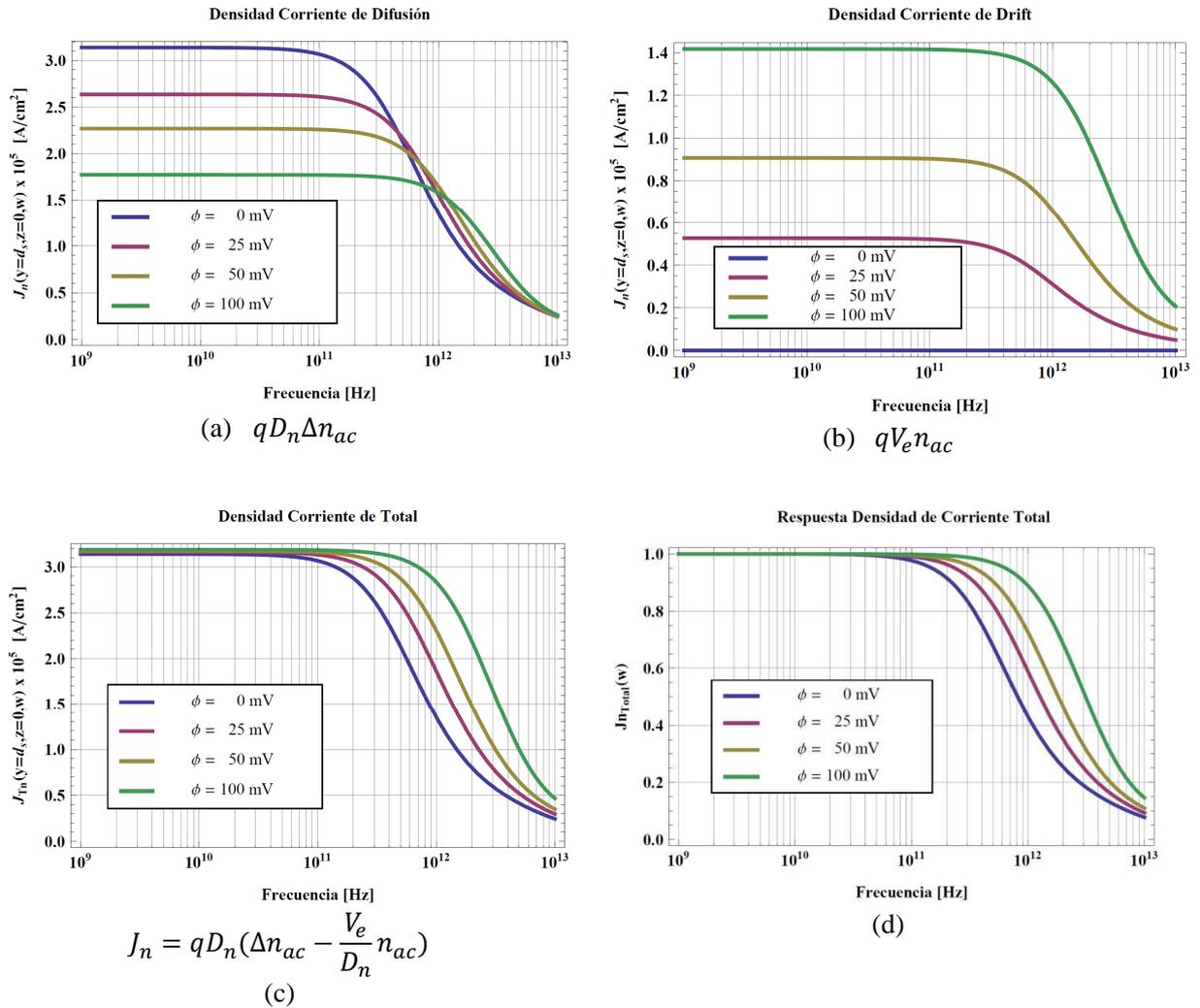


Figura 3.1.10 a) Densidad de Corriente de Difusión. b) Densidad de Corriente de Drift. c) Densidad de Corriente Total. d) Respuesta en frecuencia de Densidad de Corriente Total.

En la Figura 3.1.10 se aprecia en las dos primeras gráficas, a) y b), la contribución desagregada de cada uno de los procesos. Es evidente notar, la alta dependencia de la densidad de corriente de *drift* a las variaciones del potencial eléctrico. Para tener una noción más clara de la variación de la densidad electrónica con respecto al potencial eléctrico se recomienda ver la Figura 3.1.6. Si bien la magnitud de la densidad de corriente de *drift* varía directamente proporcional al potencial, el ancho de banda de este se mantiene relativamente constante entorno a los 10^{12} [Hz].

Con respecto a la densidad de corriente total, esta se mantiene relativamente constante para todos los valores de ϕ , hasta pasados los 10^{11} [Hz]. Es importante notar que en este rango de frecuencias, de 0 a 10^{11} [Hz], la intensidad de la densidad total está compuesta por la suma de las dos anteriores densidades, y aunque la variación de la densidad de corriente de difusión es negativa con respecto a la variación del potencial eléctrico ϕ , esta se compensa con la variación positiva de la variación de la densidad de corriente de *drift*, traduciéndose al final que la suma neta total se mantiene constante entorno a los 300 [KA/cm²].

Si bien el fenómeno de *drift* producido por el potencial eléctrico ϕ , incrementa el ancho de banda en la densidad de corriente de difusión en un orden de magnitud ante la variación de 0 a 100 [mV] del potencial (Ver Figura 3.1.10 a)), este resultado se ve mermado en la disminución sustancial de su intensidad. Por otro lado, aunque los anchos de banda obtenidos en las simulaciones de la densidad de corriente de *drift* son constantes para cualquier valor de ϕ , su intensidad aumenta proporcionalmente al potencial eléctrico. Este aumento es lo suficientemente considerable como para contrarrestar la disminución en la intensidad de la densidad de corriente de difusión ante una misma variación de potencial eléctrico. Esto último, se traduce en un aumento efectivo en el ancho de banda de la respuesta en frecuencia de la densidad de corriente total.

Es importante notar que todos los análisis anteriores son completamente validos para el estudio de la corriente total recolectada, bastando solo multiplicar las densidades de corriente anteriores por el ancho del dispositivo $W = 2[\mu m]$.

$$I_{Total}(\omega_m, z) = J_n(d_s, z)W \left[1 + \left[\frac{\sin(\omega_m \tau_c / 2)}{\omega_m \tau_c / 2} \right] e^{-j \frac{\omega_m \tau_c}{2}} \right] \quad (3.1.80)$$

3.2 Modelamiento de Fotodiodo de Onda Viajera (TWPD)

El fotodiodo de onda viajera es tanto una guía de onda óptica como eléctrica simultáneamente. El haz de luz incidente viaja a través de la guía de onda óptica en la dirección longitudinal \hat{z} , generando una corriente eléctrica distribuida a lo largo del dispositivo. Tanto la onda óptica como la onda eléctrica generada se mueven en la misma dirección, aunque las cargas portadoras lo hacen de manera perpendicular. El fotodiodo de onda viajera (TWPD) está basado en los fotodetectores guías de onda (GWPD). La característica principal que distingue a los TWPD de los WGPD es que el TEM o cuasi-TEM en la guía de onda eléctrica es concomitante con la guía de onda óptica.

El ancho de banda de la respuesta en frecuencia del TWPD, está determinado por la interacción de las ondas eléctricas y ópticas a lo largo de la guía de onda, y de la respuesta intrínseca de la región activa (capa de absorción) del fotodiodo. Para evitar reflexiones en la salida del fotodiodo, se adapta la impedancia de carga con la impedancia característica de línea, de este modo la potencia transferida se maximiza. Además, se debe tener en consideración que a medida que la longitud del fotodiodo es incrementada, también aumentan las pérdidas y los efectos dispersivos no lineales debido a metalización y el nivel de dopaje de los materiales, repercutiendo drásticamente en la disminución del ancho de banda.

El dispositivo (TWPD) se ha modelado como una guía de onda, con el objetivo de reducir la constante de tiempo RC , producto de los efectos capacitivos del movimiento de cargas que limitan la velocidad de respuesta y reducen el ancho de banda asociado al modelo de parámetros concentrados. En la Figura 3.2.1, se muestra un diagrama genérico de un *Travelling Wave Photodiode* o fotodiodo de onda viajera.

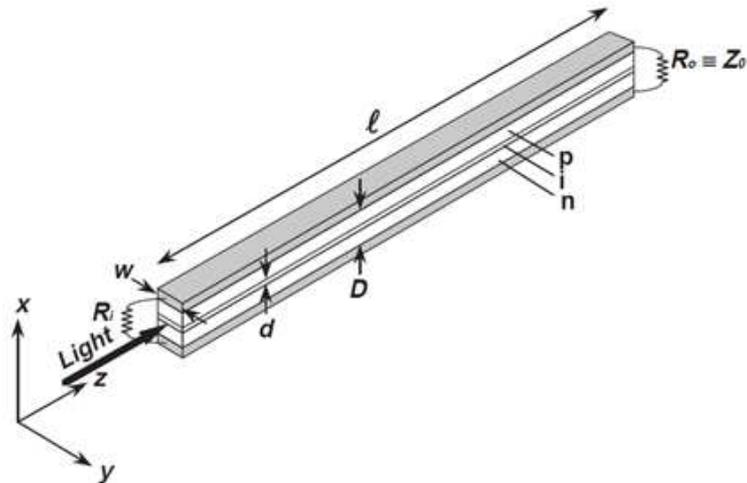


Figura 3.2.1 Diagrama genérico de un Fotodiodo PIN de Onda Viajera [13].

Una de las consideraciones que se ha tener presente en el fotodiodo distribuido (TWPD), es que las ondas eléctricas que se propagan a través del dispositivo lo hacen a velocidades drásticamente menores que las onda ópticas que recorren el mismo camino. Este desfase entre las señales ópticas y eléctricas, más la absorción óptica del dispositivo, producen una distorsión significativa en el otro extremo de la guía de onda, reduciendo el ancho de banda de operación del dispositivo.

El dispositivo es modelado como una línea de transmisión convencional. En la Figura 3.2.2, se aprecian las distintas capas que lo conforman, que al igual como se detalla en el capítulo anterior, estas corresponden a: Ánodo metálico m , contacto o barrera de difusión c , capa de absorción s , capa intrínseca i , transparente a la frecuencia de luz incidente de $1,55 \text{ } [\mu\text{m}]$.

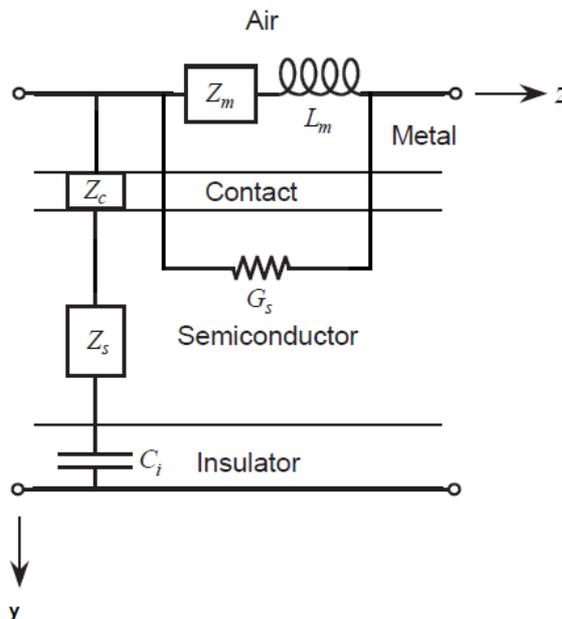


Figura 3.2.2 Diagrama de circuito equivalente del TWPD por unidad de largo.

Donde cada termino corresponde a:

Z_m	Impedancia del Ánodo	$[\Omega / m]$
L_m	Inductancia del Ánodo	$[s \cdot \Omega / m]$
Z_c	Impedancia de Contacto	$[\Omega \cdot m]$
Z_s	Impedancia de Capa de Absorción	$[\Omega \cdot m]$
G_s	Admitancia de Capa de Absorción	$[m / \Omega]$
C_i	Capacitancia de Capa de Depleción	$[s / (\Omega \cdot m)]$

Para el PIN TWPD que se modela en esta sección, con una estructura propuesta por Pasalic *et al* [15], se tiene la siguiente Figura 3.2.3:

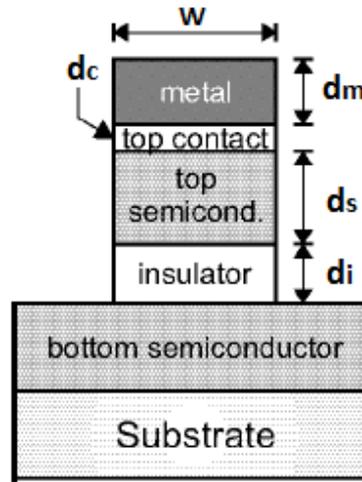


Figura 3.2.3 Fotodiodo de onda viajera coplanar, corte transversal.

Donde cada termino corresponde a:

W	Ancho del Ánodo	$[\mu m]$
d_m	Grosor cátodo de metal	$[\mu m]$
d_c	Grosor del Contacto	$[\mu m]$
d_s	Grosor de la Capa de Absorción	$[\mu m]$
d_i	Grosor de la Capa de Depleción	$[\mu m]$

Siguiendo el modelo de línea de transmisión presentado por Giboney *et al* [13], los elementos del circuito equivalente presentados en la Figura 3.2.2, están determinados por las siguientes expresiones:

$$Z_c = \frac{\rho_c}{1+j\omega_m \rho_c \epsilon_c} \cdot \frac{2d_c}{W} \quad (3.2.1)$$

$$Z_s = \frac{\rho_s}{1+j\omega_m \rho_s \epsilon_s} \cdot \frac{2d_s}{W} \quad (3.2.2)$$

$$G_s = \frac{\sigma_s}{3} \cdot \frac{W d_s}{2} \quad (3.2.3)$$

$$C_i = \epsilon_i \frac{W}{d_i} \quad (3.2.4)$$

$$Z_m = \eta_m \coth \left[(1+j) \frac{d_m}{\delta_m} \right] \frac{2}{W} \quad (3.2.5)$$

Donde:

ρ_c	Resistividad Contacto	$[\Omega \cdot \mu\text{m}]$
ρ_s	Resistividad Capa de Absorción	$[\Omega \cdot \mu\text{m}]$
ϵ_c	Permitividad Contacto	$[\text{F/m}]$
ϵ_s	Permitividad Capa de Absorción	$[\text{F/m}]$
ϵ_i	Permitividad Capa de Depleción	$[\text{F/m}]$
σ_s	Conductividad Capa de Absorción	$[1/(\Omega \cdot \mu\text{m})]$
μ_0	Permeabilidad Vacío	$[\text{H/m}]$
η_m	Impedancia Metal-aire	$[\Omega]$
δ_m	Skin deph	$[\mu\text{m}]$

Para determinar las permitividades de los materiales, es necesario contar primero con las permitividades relativas de los mismos.

$$\epsilon_c = \epsilon_{rc}\epsilon_0 \qquad \epsilon_s = \epsilon_{rs}\epsilon_0 \qquad \epsilon_i = \epsilon_{ri}\epsilon_0 \qquad (3.2.6)$$

$$\sigma_s = \frac{1}{\rho_s} \qquad (3.2.7)$$

Además, se definen los siguientes parámetros:

$$\delta_m = \sqrt{2/\omega_m\mu_0\sigma_m} \qquad (3.2.9)$$

$$\eta_m = \sqrt{j\omega_m\mu_0/\sigma_m} \qquad (3.2.10)$$

Donde:

ϵ_0	Permitividad del Vacío	$[\text{F/m}]$
ϵ_{rc}	Permitividad Relativa de Contacto	
ϵ_{rs}	Permitividad Relativa de Capa de Absorción	
ϵ_{ri}	Permitividad Relativa de Capa de Depleción	
σ_m	Conductividad Ánodo Metal	$[1/(\Omega \cdot \mu\text{m})]$

Con respecto a la inductancia metálica, se encuentra una aproximación mucho más precisa y adecuada en Pasalic *et al* [15], la cual está expresada a continuación:

$$L_m = \frac{1}{4c^2\epsilon_0 F} \qquad (3.2.11)$$

Siendo F es el factor geométrico, el cual puede ser aproximado según la siguiente función:

$$F = \begin{cases} \frac{1}{\pi} \cdot \ln \left[\frac{2(1+\sqrt{k})}{1-\sqrt{k}} \right] & 0.707 \leq k \leq 1 \\ \frac{\pi}{\ln \left[\frac{2(1+\sqrt{k'})}{1-\sqrt{k'}} \right]} & 0 \leq k \leq 0.707 \end{cases} \qquad (3.2.12)$$

Donde k y k' los índices determinados por :

$$k = \frac{W/2}{\frac{1}{2}W + w_g} \quad (3.2.13)$$

$$k' = \sqrt{1 - k^2} \quad (3.2.14)$$

De la Figura 3.2.2, circuito equivalente del TWPD, se agrupan los elementos de tal forma que se obtiene la expresión generalizada del circuito equivalente de una línea de transmisión, la cual se aprecia en la Figura 3.2.4.

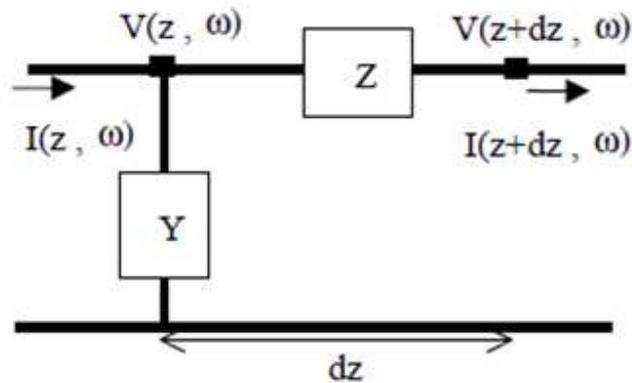


Figura 3.2.4 Modelo de Línea de Transmisión [14].

De la Figura 3.2.4 se define la admitancia e impedancia de línea por unidad de largo:

$$\begin{aligned} Z & \text{ Impedancia del Línea} \quad [\Omega/\mu\text{m}] \\ Y & \text{ Admitancia del Línea} \quad [1/(\Omega \cdot \mu\text{m})] \end{aligned}$$

Las cuales están determinadas en función de los parámetros expuestos anteriormente:

$$Z = \frac{(Z_m + j\omega_m L_m)}{1 + G_s(Z_m + j\omega_m L_m)} \quad (3.2.15)$$

$$Y = \frac{j\omega_m C_i}{1 + j\omega_m C_i(Z_c + Z_s)} \quad (3.2.16)$$

Para una variación diferencial en la dirección \hat{z} de un elemento de línea, se deducen las ecuaciones de onda que rigen el comportamiento del voltaje y corriente en la línea de transmisión.

De la Figura 3.2.4. se derivan las siguientes ecuaciones:

$$\frac{dV}{dz} = -IZ \quad (3.2.17)$$

$$\frac{dI}{dz} = -VY \quad (3.2.18)$$

Derivado nuevamente las ecuaciones anteriores, se obtiene:

$$\frac{d^2V}{dz^2} = \gamma_m^2 V \quad (3.2.19)$$

$$\frac{d^2I}{dz^2} = \gamma_m^2 I \quad (3.2.20)$$

Donde se ha definido el siguiente parámetro:

γ_m Constante Compleja de Propagación de Micro-Onda [1/m]

Como:

$$\gamma_m = \sqrt{Z \cdot Y} \quad (3.2.21)$$

La constante de propagación de micro-onda se separa en su parte Real e Imaginaria

$$\gamma_m = \alpha_m + j\beta_m \quad (3.2.22)$$

$$\beta_m = \frac{\omega_m}{v_m} \quad (3.2.23)$$

Donde:

α_m Constante de Atenuación de Onda [1/m]
 β_m Constante de Propagación de Onda [1/m]
 v_m Velocidad de Propagación de Onda [m/s]

Si se reemplaza (3.2.15) y (3.2.16) en (3.2.21), se tiene una expresión extendida de γ_m .

$$\gamma_m^2 = \left(\frac{Z_m + j\omega_m L_m}{1 + G_s(Z_m + j\omega_m L_m)} \right) \left(\frac{j\omega_m C_i}{1 + j\omega_m C_i(Z_c + Z_s)} \right) \quad (3.2.24)$$

De igual manera, se define la impedancia característica de la línea de transmisión:

Z_o Impedancia Característica de Línea [$\Omega/\mu\text{m}$]

$$Z_o = \sqrt{Z/Y} \quad (3.2.25)$$

Obteniéndose:

$$Z_o^2 = \left(\frac{Z_m + j\omega_m L_m}{1 + G_s(Z_m + j\omega_m L_m)} \right) \left(\frac{1 + j\omega_m C_i(Z_c + Z_s)}{j\omega_m C_i} \right) \quad (3.2.26)$$

3.2.1 Simulaciones y discusión

En esta sección se analizan los resultados de las simulaciones y se comparan con respecto a los casos más representativos de la bibliografía. Además, se varían los parámetros más relevantes del modelo.

Cabe destacar, que el modelo propuesto tiene todos sus parámetros libres, los cuales pueden ser reasignados, cambiados y estudiados independientemente. Dada esta flexibilidad, las simulaciones y resultados obtenidos sirven de referencia, para observar la variación relativa de algunas variables entorno a un punto de operación determinado. Los parámetros pueden ser modificados directamente en el modelo adjunto, que está desarrollado en el *software Wolfram Mathematicas*^R.

Para las simulaciones se utiliza el modelo de línea de transmisión propuesto por Giboney *et al* [13] (Figura 3.2.2), así como también para cada uno de los elementos que la componen, salvo la inductancia metálica L_m , la cual es propuesta por Pasalic *et al* [15]. De esta última publicación, se toman los valores de las constantes y dimensiones del dispositivo. Se considera la distinción entre los parámetros dimensionales, los cuales pueden ser variables de diseño, y los parámetros correspondientes a las propiedades intrínsecas de cada material que compone al dispositivo.

La elección del material que compone cada una de las capas está determinado como parámetro de entrada en el modelo, y queda a discreción del diseñador del dispositivo.

La estructura y dimensiones del dispositivo quedan especificadas en la siguiente Figura 3.2.5.

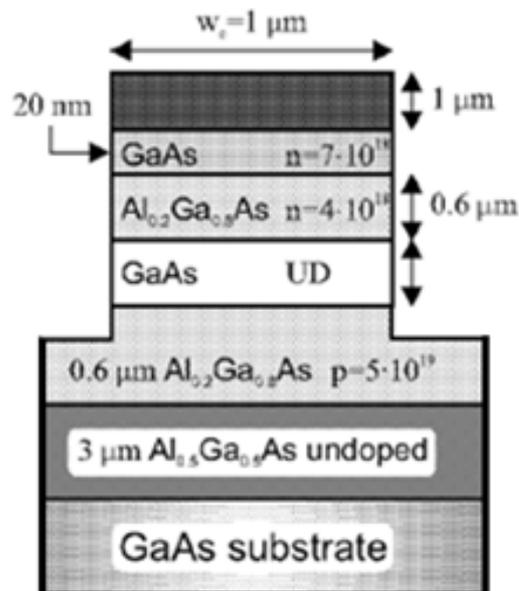


Figura 3.2.5 Estructura y dimensiones de PIN-TWPD.

Los datos necesarios para esta simulación quedan resumidos en las siguientes tablas:

Constantes Universales

Símbolo	Nombre	Valor	Ref.
ϵ_0	Permitividad Vacio	$8.8541878176 \times 10^{-12}$ [F/m]	[34]
μ_0	Permeabilidad Vacio	$1,2566371 \times 10^{-6}$ [H/m]	[34]

Tabla 3.2.1 Tabla de Constantes Universales.

Parámetros Dimensionales Dispositivo

Símbolo	Nombre	Valor	Ref.
W	Ancho del Dispositivo	1 [μm]	[15]
d_m	Grosor de Ánodo	1 [μm]	[15]
d_c	Grosor de Contacto o Barrera	20 [nm]	[15]
d_s	Grosor de la Capa de Absorción	0,6 [μm]	[15]
d_i	Grosor de la Capa de Deplección	0,2 [μm]	[13]

Tabla 3.2.2 Tabla de Parámetros Dimensionales.

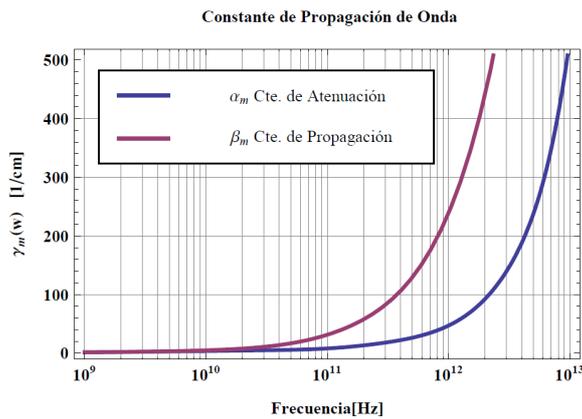
Parámetros de las Propiedades de los Materiales

Símbolo	Nombre	Valor	Ref.
ϵ_{rc}	Permitividad Relativa Contacto	13.18	[15]
ϵ_{rs}	Permitividad Relativa Capa de Absorción	12.56	[15]
ϵ_{ri}	Permitividad Relativa Capa de Deplección	13.18	[15]
ρ_c	Resistividad de Contacto	2500 [Ω · μm]	[15]
ρ_s	Resistividad de Capa de Absorción	70 [Ω · μm]	[15]
σ_m	Conductividad metal oro a 300 °K	4.55×10^7 [1/Ω · m]	[34]

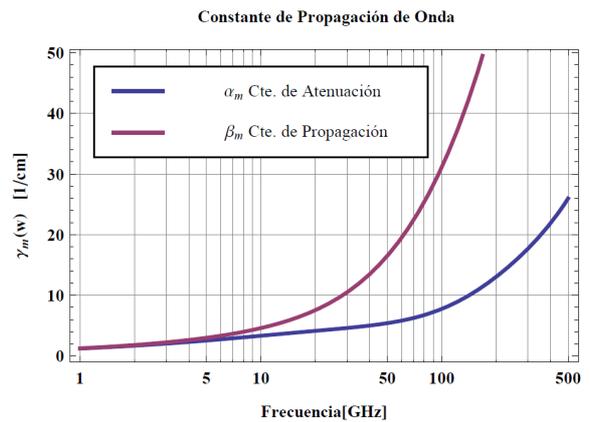
Tabla 3.2.3 Parámetros de los Materiales.

Analizando la constante de propagación de onda γ_m , expuesta en la expresión (3.2.24), se aprecia en la Figura 3.2.6 (a) y (b) un sostenido aumento exponencial de la atenuación y de la constante de propagación sobre los 10 GHz. Ambas figuras, muestran su variación relativa al aumento de la frecuencia de excitación, siendo la Figura 3.2.6 (b), una inspección más focalizada en torno a los GHz.

$$\gamma_m^2 = \left(\frac{Z_m + j\omega_m L_m}{1 + G_s(Z_m + j\omega_m L_m)} \right) \left(\frac{j\omega_m C_i}{1 + j\omega_m C_i(Z_c + Z_s)} \right) \quad (3.2.24)$$



(a) Aumento de la constante de propagación de onda entre $[10^9, 10^{13}]$



(b) Aumento de la constante de propagación de onda entorno a las GHz.

Figura 3.2.6 Aumento de la constante de propagación de onda.

En la Figura 3.2.7, se aprecia que en frecuencias superiores a los GHz, se hacen evidentes las diferencias entre la constante de atenuación y la constante de propagación. Esta diferencia se acentúa a su máximo en torno a los THz, para luego decrecer paulatinamente en las frecuencias mucho mayores.

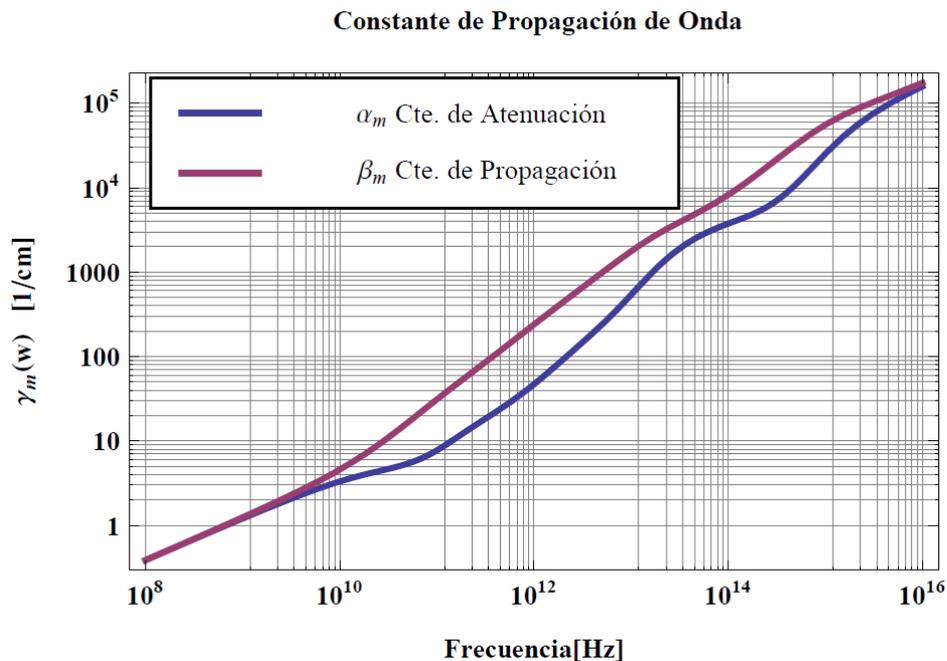


Figura 3.2.7 Aumento de la constante de propagación de onda en altas frecuencias.

Según Giboney *et al* [13], en la Figura 3.2.8 se aprecia la variación de la constante de atenuación α_m para distintos valores de la resistividad del semiconductor. Se ha de tener presente que para sus cálculos, la capa de deplección posee una dimensión $d_i = 200[nm]$. Es directo notar que pasados los 10 GHz, la constante de atenuación aumenta sostenidamente para valores de resistividad que crecen desde 10 $[\Omega\mu m]$ hasta los 1.000 $[\Omega\mu m]$, para luego tener una tendencia convergente en las proximidades de los THz.

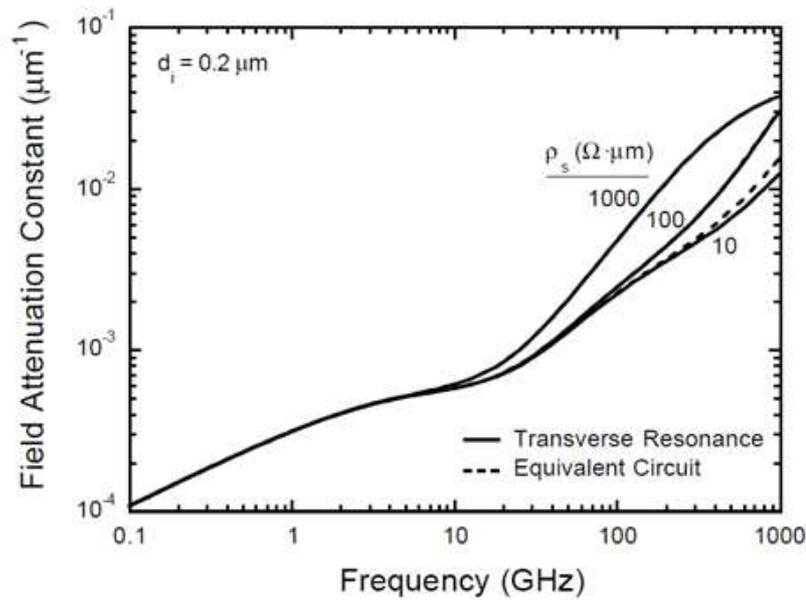
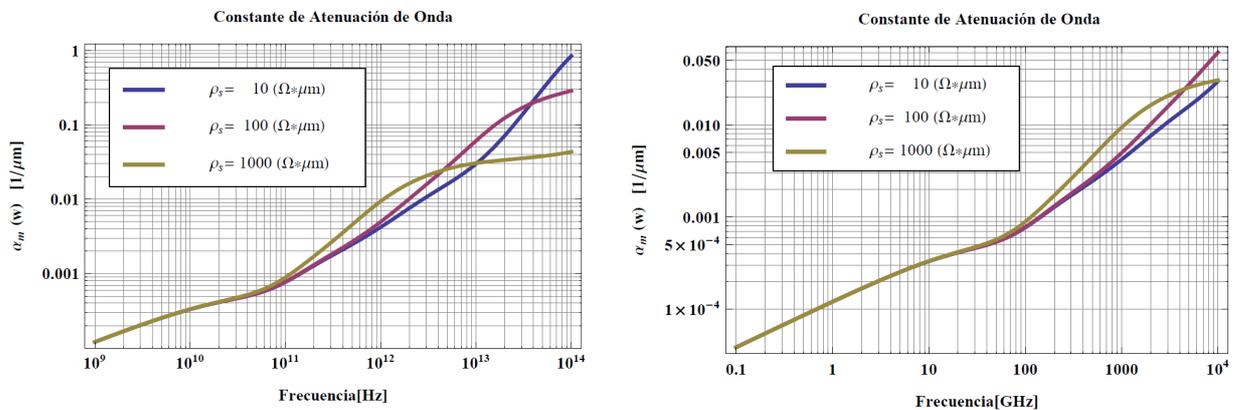


Figura 3.2.8 Constante de atenuación ante distintos valores de la resistividad del semiconductor [13].

En la Figura 3.2.9, el modelo propuesto con sus parámetros indexados, demuestra un comportamiento morfológicamente similar al descrito en la Figura 3.2.8 de Giboney. Salvo, que las diferencias en las variaciones y la posterior convergencia de las curvas de atenuación para distintos valores de resistividad, se suceden en valores de frecuencias más altos, cercanos a los 10 THz. Además, las curvas se muestran notoriamente más estables en el rango de los GHz, no notándose diferencias significativas entre ellas.



(a) Variación de la constante de atenuación para distintas resistividades entre $[10^9, 10^{13}]$

(b) Variación de la constante de atenuación para distintas resistividades entorno a las GHz.

Figura 3.2.9 Variación de la constante de atenuación para distintas resistividades

Con respecto a la impedancia característica de línea Z_o , el comportamiento esperado se aproxima bastante a lo expuesto por Giboney *et al* [13]. Habiendo calculado la expresión explícita para la impedancia en (3.2.23), se tiene:

$$Z_o^2 = \left(\frac{Z_m + j\omega_m L_m}{1 + G_s(Z_m + j\omega_m L_m)} \right) \left(\frac{1 + j\omega_m C_i(Z_c + Z_s)}{j\omega_m C_i} \right) \quad (3.2.23)$$

La impedancia de línea graficada en la Figura 3.2.10, es la resultante de los cálculos en [13]. En ella se aprecian las componentes reales e imaginarias de la impedancia de línea y su variación ante distintos valores de la resistividad de la capa de absorción.

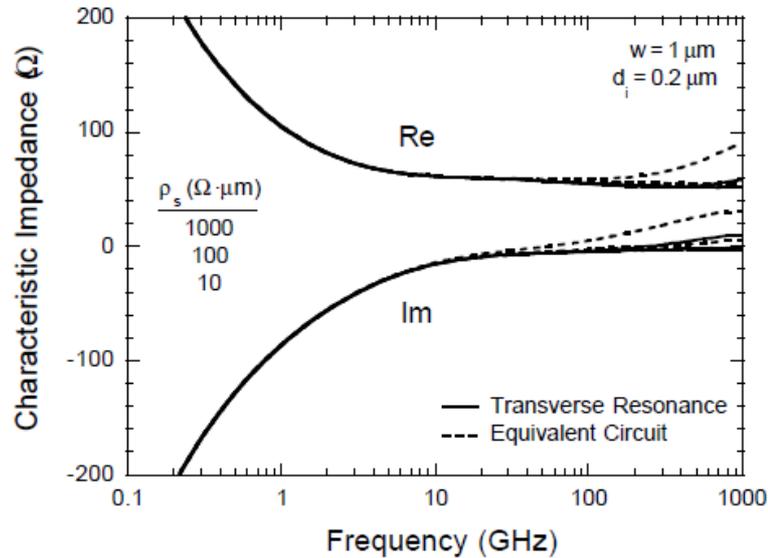
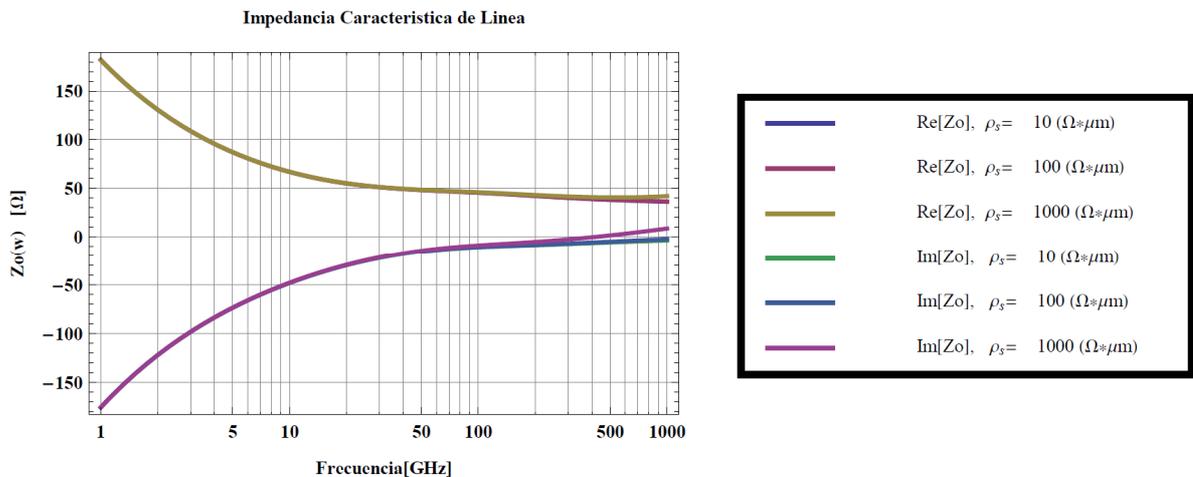


Figura 3.2.10 Impedancia característica del TWPD para resistividades de la capa de absorción {10, 100, 1000 [$\Omega\mu\text{m}$]}

Es claro notar que pasado los 10 GHz. la parte real se estabiliza y tiende a los 50[Ω]. Del mismo modo, su parte imaginaria se estabiliza pero tiende a 0[Ω]. Dada la poca claridad de la grafica, no se puede distinguir, cual es exactamente el valor de la resistividad de aquella curva que se desprende de los valores de referencia recién mencionados.

En la Figura 3.2.11, se aprecia el mismo comportamiento de estabilidad pero hacia a los 40[Ω]. Al igual que en la Figura 3.2.10, las curvas de impedancia para distintas resistividades presentan valores muy similares hasta que comienzan a distanciarse cuando se acercan a los THz.



3.2.11 Impedancia característica de línea para distintas resistividades en capa de absorción.

En la Figura 3.2.12, la divergencia de las curvas de impedancia para distintos valores de resistividad se acentúan. Se nota un claro incremento de la impedancia pasados los 1THz. cuando la resistividad de la capa es de 1.000 [$\Omega\mu\text{m}$].

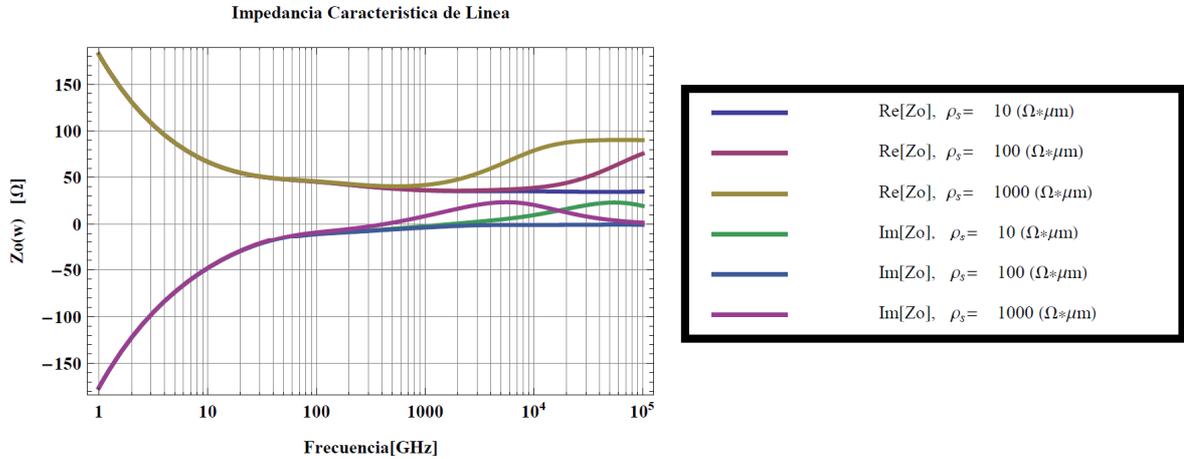


Figura 3.2.12 Impedancia característica de línea para distintas resistividades en frecuencias sobre los THz.

Considerándose que para la modelación se utilizó un grosor de la capa de deplección $d_i = 200[\text{nm}]$ y una resistividad de la capa de absorción de $70 [\Omega\mu\text{m}]$, en la Figura 3.2.13 se muestra la variación que experimenta la impedancia de línea, ante distintos valores del grosor de esta capa de deplección.

Es claro ver en la siguiente Figura 3.2.13, que a medida que el grosor de la capa aumenta, también lo hace la componente real de la impedancia de línea. En su contraparte, la componente imaginaria presenta un leve decrecimiento pero no lo suficientemente acentuado como para compensar la variación creciente del valor absoluto de la impedancia de línea. Por tanto, el valor absoluto de la impedancia de línea crece relativamente lineal con el aumento del grosor.

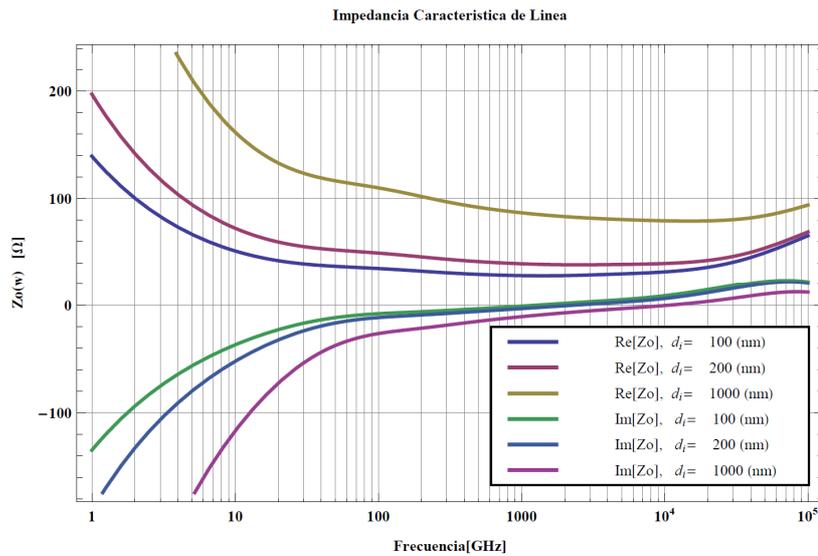


Figura 3.2.13 Variación de la Impedancia de línea para distintos valores de d_i .

3.3 Modelamiento de Onda Viajera (TW)

La guía de onda eléctrica es modelada como una serie de fotodetectores distribuidos a lo largo del dispositivo. La fotocorriente es generada por la excitación óptica de las cargas, las cuales son barridas por el campo eléctrico construido en la región de absorción. Se debe tener presente que para campos eléctricos intensos, la corriente de difusión puede ser despreciada.

Para obtener un fotodetector más rápido, hay dos maneras de lograrlo:

1. Reduciendo la "*limitación del tiempo de transito*". Esto puede ser mediante dos mecanismos: haciendo la región de absorción más corta o usando movilidades electrónicas mayores dentro de los materiales, para que las cargas portadoras sean expedidas rápidamente de la región de absorción.
2. Reduciendo la "*limitación de recombinación*". Esto mediante la utilización de materiales adecuados en la región de absorción para atrapar los electrones y huecos fotogenerados en un corto periodo de tiempo.

Según las propiedades físicas del material, estas determinan la limitante principal del dispositivo.

Con respecto al funcionamiento, después de que el pulso eléctrico es generado por el impulso óptico en la región activa, la respuesta total del fotodetector está compuesta por todas las señales de las pequeñas fuentes de corriente distribuidas a lo largo del dispositivo. Cuando la señal eléctrica es recolectada en la impedancia de carga final del circuito, existen varios factores que afectan la calidad de la respuesta del TWPD:

1. La diferencia entre las velocidades de onda eléctrica y óptica
2. Las pérdidas y dispersión de la microonda en la línea de transmisión
3. La reflexión en el extremo inicial de la guía de onda
4. Reflexión al final de la guía de onda causada por la adaptación entre la impedancia de la carga y la impedancia característica de línea.
5. La respuesta intrínseca del material, la tasa de recombinación y el tiempo de transito de las cargas a través de la región activa.

Estas cinco consideraciones, son aristas del problema de optimización del funcionamiento de este dispositivo. En esta sección abarcaremos dos de estas problemáticas.

El modelamiento de la onda viajera a través del dispositivo se esquematiza en la Figura 3.3.1. Se considera un pulso óptico entrando por la izquierda, el cual comienza a ser absorbido gradualmente por la región activa (capa de absorción), generando un pulso de fotocorriente que se transmite a lo largo de la línea de transmisión hacia la derecha.

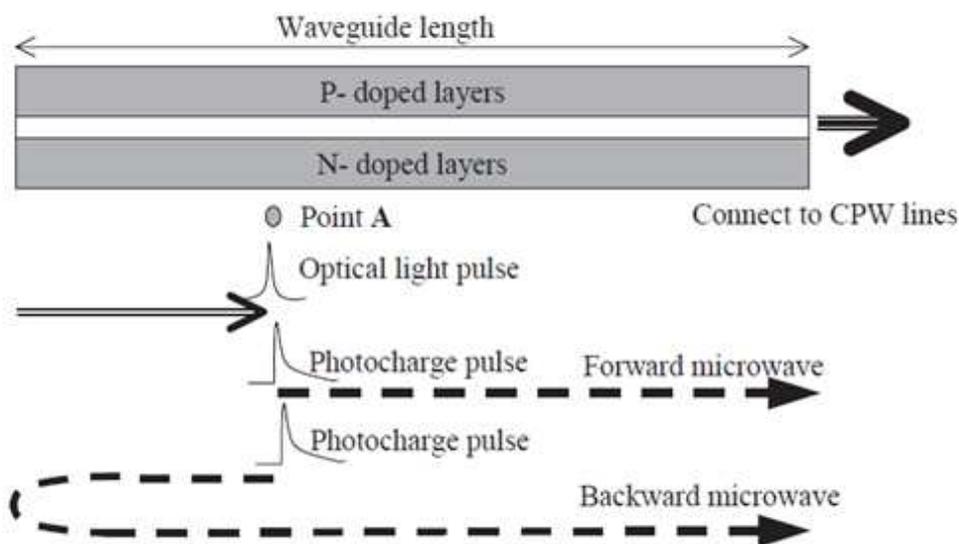


Figura 3.3.1 Distribución de Foto-corriente Generada [14].

Se ha de recordar la ecuación (3.1.1), donde se considera la siguiente expresión para la potencia óptica incidente en el dispositivo.

$$P_{opt} = P_o(1 + \cos(\omega_m(t - \tau_t))) \quad (3.3.1)$$

La cual en conjunto con la definición de la generación electrónica en la capa de absorción, se aprecia que posee un decaimiento exponencial en z con parámetro γ_o .

$$G_n = \frac{\alpha_o P_{opt}}{(h\nu)Wd_s} e^{-\gamma_o z} \quad (3.3.2)$$

Como ya se analizó en la sección 3.2, la constante de propagación óptica posee los siguientes parámetros.

γ_o Constante Compleja de Propagación Óptica [1/m]

$$\gamma_o = \alpha_o + j\beta_o \quad (3.3.3)$$

$$\beta_o = \frac{\omega_m}{v_o} \quad (3.3.4)$$

Donde:

α_o Coeficiente de Absorción Óptico [1/m]
 β_o Constante de Propagación Óptica [1/m]
 v_o Velocidad Óptica de Grupo [m/s]

Como muestra la Figura 3.3.1, el pulso óptico entrante por derecha genera sendas ondas fotoeléctricas en direcciones opuestas. A las cuales se les nombrará como: *Forward Current* aquella que va en sentido de los \hat{z} positivos y *Backward Current* a su opuesta.

Para aquella onda que se desplaza de izquierda a derecha según \hat{z} , *Forward Current*, se tiene:

$$I_{ff}(\omega_m, z) = I_{n0} e^{-\gamma_0 z} e^{-\gamma_m(L-z)} \quad (3.3.5)$$

Para aquella onda que se desplaza en sentido contrario, *Backward Current*, se tiene:

$$I_{bf}(\omega_m, z) = I_{n0} e^{-\gamma_0 z} e^{-\gamma_m(L+z)} \quad (3.3.6)$$

Donde:

I_{n0}	Amplitud de la Respuesta de Corriente (3.1.78)	[A/m]
I_{ff}	Forward Current	[A]
I_{bf}	Backward Current	[A]

Retomando la amplitud de respuesta de la corriente (3.1.78), se expone su forma explícita.

Donde:

$$I_{n0} = qD_n B_3 W \left[\frac{R_1 \left(\frac{V_e}{D_n} \left(R_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_2 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(R_2 + \frac{V_e}{D_n} \right) \right) e^{R_1 d_s} - R_2 \left(\frac{V_e}{D_n} \left(R_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_1 d_s} + \frac{V_{th}}{D_n} \left(R_1 + \frac{V_e}{D_n} \right) \right) e^{R_2 d_s}}{\left(R_1 + \frac{V_e}{D_n} \right) \left(R_2 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_2 d_s} - \left(R_2 + \frac{V_e}{D_n} \right) \left(R_1 + \frac{V_{th}}{D_n} \right) e^{R_1 d_s}} \right] \left[1 + \frac{\sin \omega_m \tau c / 2}{\omega_m \tau c / 2} e^{-j \omega_m \tau c / 2} \right] \quad (3.1.78)$$

Para el caso en que no hay adaptación de las impedancia de carga con respecto a la impedancia característica de línea, es decir, existe el fenómeno de reflexión de onda en los extremos de la guía de onda. Se obtiene la siguiente expresión (3.3.7), la cual es calculada integrando a lo largo del dispositivo considerando el aporte de ambas ondas viajeras.

$$I_f(\omega_m) = \left(\frac{T_b(\omega_m)}{1 - \Gamma_b(\omega_m) e^{-j \gamma_m L}} \right) \cdot \int_0^L (I_{ff} + I_{bf}) dz \quad (3.3.7)$$

Donde:

I_f	Corriente Total Distribuida	[A]
L	Longitud del Dispositivo	[m]
T_b	Coefficiente de Transmisión del Circuito	
Γ_b	Coefficiente de Reflexión Línea de Transmisión	

Los coeficientes de reflexión y transmisión están definidos según las siguientes expresiones:

$$T_b(\omega_m) = \frac{2Z_l}{Z_l + Z_0} \quad (3.3.8)$$

$$\Gamma_b(\omega_m) = \frac{Z_l - Z_0}{Z_l + Z_0} \quad (3.3.9)$$

Donde:

$$\begin{aligned} Z_o & \text{ Impedancia Característica de Línea de Transmisión } [\Omega] \\ Z_l & \text{ Impedancia de Carga } [\Omega] \end{aligned}$$

Para el caso particular en que la impedancia de carga y la impedancia de línea están adaptadas, maximizándose la potencia transferida, se tiene:

$$T_b(\omega_m) = 1 \quad (3.3.10)$$

$$\Gamma_b(\omega_m) = 0 \quad (3.3.11)$$

Es decir, el coeficiente de transmisión alcanza su máximo, y no existe reflexión. Por lo tanto, queda de manera simplificada la expresión para el cálculo de la corriente total distribuida en el dispositivo.

$$I_f(\omega_m) = \int_0^L (I_{ff} + I_{bf}) dz \quad (3.3.12)$$

$$I_f(\omega_m) = I_{n0} e^{-\gamma_m L} \left[\frac{1 - e^{-(\gamma_o - \gamma_m)L}}{\gamma_o - \gamma_m} + \frac{1 - e^{-(\gamma_o + \gamma_m)L}}{\gamma_o + \gamma_m} \right] \quad (3.3.13)$$

La potencia de THz. en la antena puede ser calculada directamente de la expresión anterior, pero se conservarán los índices de eficiencia y de reflexividad, los cuales darán pie al análisis de sus variaciones correspondientes, y de como estas afectan a la potencia de salida y al ancho de banda del dispositivo.

$$P_{THZ} = \frac{1}{2} \eta T_b Z_l |I_f(\omega_m)|^2 \quad (3.3.14)$$

Donde se define para mayor comodidad:

$$\zeta = \frac{1}{2} \eta T_b Z_l \quad (3.3.15)$$

Donde:

$$\begin{aligned} \eta & \text{ Eficiencia Cuántica} \\ \zeta & \text{ Coeficiente efectivo de Transmisión} \end{aligned}$$

El coeficiente anterior permite modelar la potencia como una función directamente proporcional al cuadrado de la amplitud de la corriente por un coeficiente efectivo de transmisión compuesto por la impedancia de adaptación del circuito, la eficiencia cuántica y el coeficiente de transmisión.

3.3.1 Simulaciones y discusión

Las siguientes tablas contienen todos los valores de las constantes y parámetros utilizados en las simulaciones. Estos parámetros permiten determinar cada una de las expresiones y funciones detalladas en la sección anterior.

Constantes Universales

Símbolo	Nombre	Valor	Ref.
q	Carga Eléctrica	$1,602176565 \times 10^{-19}$ [C]	[34]
h	Constante de Planck	$6,62606896 \times 10^{-34}$ [J·s]	[34]
k	Constante de Boltzmann	$1,3806504 \times 10^{-23}$ [J/K]	[34]
ϵ_0	Permitividad Vacio	$8,8541878176 \times 10^{-12}$ [F/m]	[34]
μ_0	Permeabilidad Vacio	$1,2566371 \times 10^{-6}$ [H/m]	[34]
c	Velocidad de la Luz	299.792.458 [m/s]	[34]
T	Temperatura Ambiente	300 [°K]	[34]

Tabla 3.3.1 Constantes Universales.

Dimensiones del dispositivo

Símbolo	Nombre	Valor	Ref.
W	Ancho del Dispositivo	2 [μm]	[1]
L	Largo del Dispositivo	27 [μm]	[1]
d_m	Grosor de Ánodo	1 [μm]	[15]
d_c	Grosor de Contacto o Barrera	20 [nm]	[15]
d_s	Grosor de la Capa de Absorción	0,2 [μm]	[2]
d_i	Grosor de la Capa de Deplección	0,2 [μm]	[2]

Tabla 3.3.2 Dimensiones del Dispositivo.

Parámetros ópticos

Símbolo	Nombre	Valor	Ref.
P_0	Potencia de Excitación del Haz	8,44 [mW]	
α_0	Coefficiente de Absorción Efectivo	6.070 [1/cm]	[4]
v_o	Velocidad Óptica de Grupo	$8,53 \times 10^7$ [m/s]	[15]
λ	Longitud de Onda del Haz	1,55 [μm]	[4]

Tabla 3.3.3 Parámetros Ópticos.

Parámetros electrónicos en el dispositivo

Símbolo	Nombre	Valor	Ref.
V_{th}	Velocidad Termoiónica	$2,5 \times 10^7$ [cm/s]	[2]
τ_n	Tiempo Vida Media Electrónica	100 [ps]	[2]
μ_n	Movilidad Electrónica en Capa Absorción	4.000 [cm ² /Vs]	[2]
v_s	Overshoot Velocity	{ $5 \times 10^6 - 8 \times 10^7$ } [cm/s]	[2]
ϕ	Gradiente de Potencial Capa Absorción	100 [mV]	[2]

Tabla 3.3.4 Parámetros Electrónicos en el dispositivo.

Parámetros de los materiales que conforman al dispositivo

Símbolo	Nombre	Valor	Ref.
ϵ_{rc}	Permitividad Relativa Contacto	13.18	[15]
ϵ_{rs}	Permitividad Relativa Capa de Absorción	12.56	[15]
ϵ_{ri}	Permitividad Relativa Capa de Depleción	13.18	[15]
ρ_c	Resistividad de Contacto	2500 $[\Omega \cdot \mu\text{m}]$	[15]
ρ_s	Resistividad de Capa de Absorción	70 $[\Omega \cdot \mu\text{m}]$	[15]
σ_m	Conductividad metal oro a 300 °K	4.55×10^7 $[1/\Omega \cdot \text{m}]$	[34]

Tabla 3.3.5 Parámetros de los Materiales que conforman al dispositivo.

Parámetros de Línea

Símbolo	Nombre	Valor	Ref.
T_b	Coefficiente de Transmisión	1	
Z_l	Impedancia de Carga	50 $[\Omega]$	[22]
η	Eficiencia Cuántica	1	

Tabla 3.3.6 Parámetros Línea de Transmisión.

Analizando la corriente total recolectada según la ecuación (3.3.13), se observa en la Figura 3.3.2 (a) y (b), que la respuesta en frecuencia de la corriente se mantiene relativamente constante sobre los 40 [mA] hasta antes de los 100 [GHz], alcanzando su máximo a los 42 [mA]. Pasado este umbral, 100 [GHz], tiene un decaimiento continuo hasta los 2 [THz.], donde se presenta una variación de la intensidad de 3 [mA] entre los 1 y 2 [THz.]. En ambas figuras, la fotorespuesta está en términos absolutos para cuantificar su intensidad.

Los parámetros utilizados corresponden a las tablas precedentes en esta sección.

$$I_f(\omega_m) = I_{n0} e^{-\gamma_m L} \left[\frac{1 - e^{-(\gamma_o - \gamma_m)L}}{\gamma_o - \gamma_m} + \frac{1 - e^{-(\gamma_o + \gamma_m)L}}{\gamma_o + \gamma_m} \right] \quad (3.3.13)$$

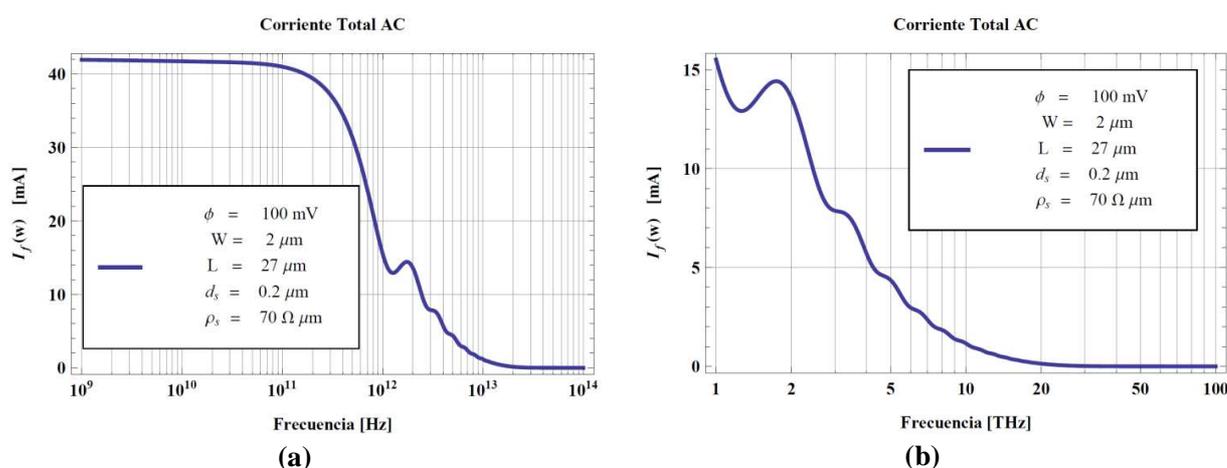


Figura 3.3.2 Respuesta en frecuencia de la corriente total recolecta en el UTC-TW.

En la Figura 3.3.3 (a), se aprecia la respuesta normalizada de la fotocorriente recolectada. En ella, la respuesta cae a su milésima parte en intensidad a los 100 [THz.] En la Figura 3.3.3 (b), se tiene

un acercamiento del comportamiento de la corriente hasta el primer rango de frecuencias en terahertz.

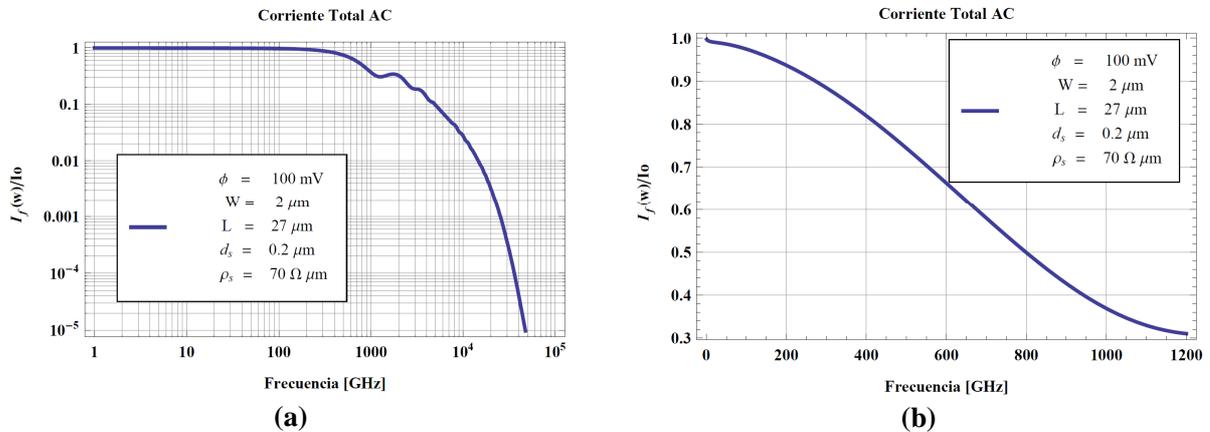


Figura 3.3.3 Respuesta normalizada de la corriente recolectada.

Resultados similares a los expuestos en la Figura 3.3.3, se encuentran en modelo propuesto por Beck *et al* [22] en la Figura 3.3.4 (a) y (b). En estas figuras se obtiene la respuesta en frecuencia de la corriente normalizada para dos valores del ancho del dispositivo $W = 2[\mu\text{m}]$ y $W = 5[\mu\text{m}]$, el rango de frecuencias de estudio va desde los GHz. hasta los 2 [THz.]. Se debe poner atención en la curva roja, la cual representa al dispositivo con una capa de absorción dopada y con un potencial eléctrico de 100 [mV] construido en ella.

El modelo utilizado por Beck *et al* [22] para calcular las curvas expuestas en la Figura 3.3.4 (a) y (b), está basado en Ishibashi *et al* [2], en base a los mismo supuestos y en una sola dimensión (1-D). Los resultados solo se hacen comprobables si están normalizados, dado que en Beck [22] el dispositivo está modelado por unidad de largo y sin una longitud característica.

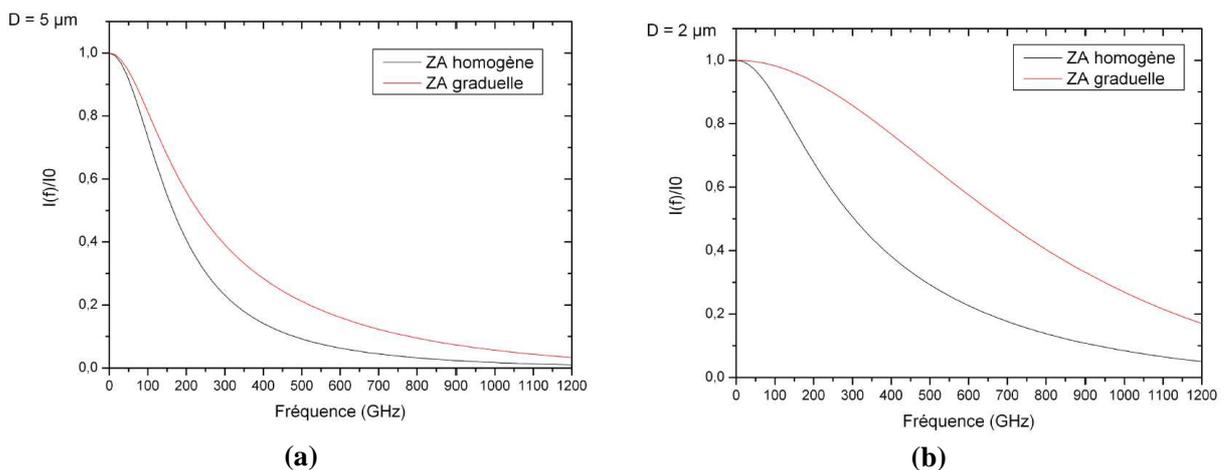


Figura 3.3.4 Fotocorriente normalizada calculada analíticamente para UTC-PD In-Ga-As/InP [22].

Una de las diferencias que se observa, es que el modelo propuesto posee un leve aumento en el ancho de banda comparado con el propuesto en [22]. En la Figura 3.3.4 (b), entre los 400 a 500 [GHz.] la intensidad normalizada de la corriente llega hasta los 0.7, siendo en su contraparte, en la Figura 3.3.3 (b), cerca de los 600 [GHz.]. Es decir, hay un aumento del ancho de banda de

alrededor de 100 [GHz.]. Ambas simulaciones para idénticos valores del ancho del dispositivo $W = 2[\mu\text{m}]$.

De la Figura 3.3.4 también se infiere, que existe una variación inversa entre la intensidad de la corriente recolectada y la variación del ancho del dispositivo. Es decir, a mayor ancho del dispositivo, menor es la intensidad de corriente recolectada. Se verifica que el aumento de un 150% en el ancho del dispositivo, de $2[\mu\text{m}]$ a $5[\mu\text{m}]$, se reduce el ancho de banda drásticamente luego de los 100 [GHz.].

En la siguiente Figura 3.3.5 se evalúa en el modelo propuesto la respuesta en frecuencia para distintos anchos del dispositivo. Se observa que la variación en respuesta a ante distintos valores de W no es significativa.

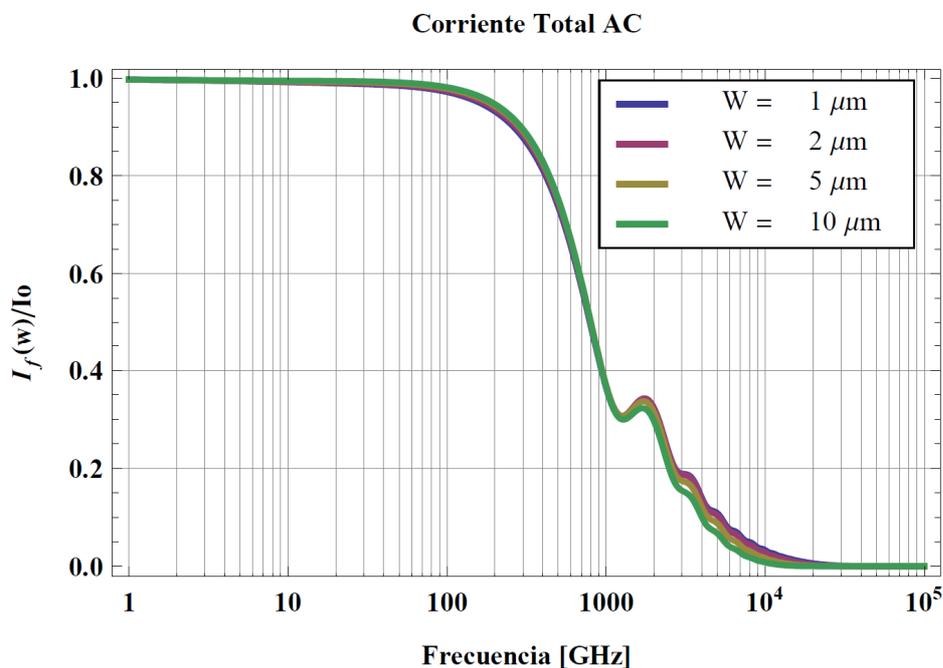


Figura 3.3.5 Respuesta normalizada de la corriente ante variación del ancho del dispositivo.

Se desea analizar la variación de la respuesta en frecuencia ante variaciones del espesor de la capa de absorción d_s en la Figura 3.3.6. En ella, se distingue claramente que este es un parámetro muy sensible para la respuesta en frecuencia de la fotocorriente. Se evidencia que el aumento del grosor de la capa de absorción genera que los electrones pasen mucho más tiempo viajando en esta capa hasta llegar a la capa de recolección. Por lo mismo, el ancho de banda se ve claramente disminuido para espesores mayores.

Se toma como referencia un espesor $d_s = 0.2 [\mu\text{m}]$. Se ve en la Figura 3.3.7, que la respuesta varía considerablemente entrando a los THz., aumentado el ancho de banda para $d_s = 0.1 [\mu\text{m}]$ en consideración al espesor de referencia. Aunque la respuesta en frecuencia puede ser mejorada disminuyendo el espesor de la capa, las ganancias no son significativas, considerándose que el parámetro está bastante optimizado. En la otra dirección, aumentos del grosor disminuyen considerablemente la respuesta.

Se ha de recordar que el tiempo de los electrones en la capa de absorción esta aproximada por la ecuación 2.3.2 por Beck [22] e Ishibashi [2]. En esta aproximación se desprecia el tiempo de viaje en la capa de agotamiento, quedando exclusivamente relacionada con el ancho de la capa de absorción d_s (W_A cambio de notación).

$$\tau_{tr} = \tau_A + \tau_C \approx \tau_A = \frac{W_A^2}{3D_e} + \frac{W_A}{v_{th}} \quad (2.3.2)$$

La respuesta de la fotocorriente normalizada para distintos rangos de frecuencia queda detalla en las figuras que prosiguen.

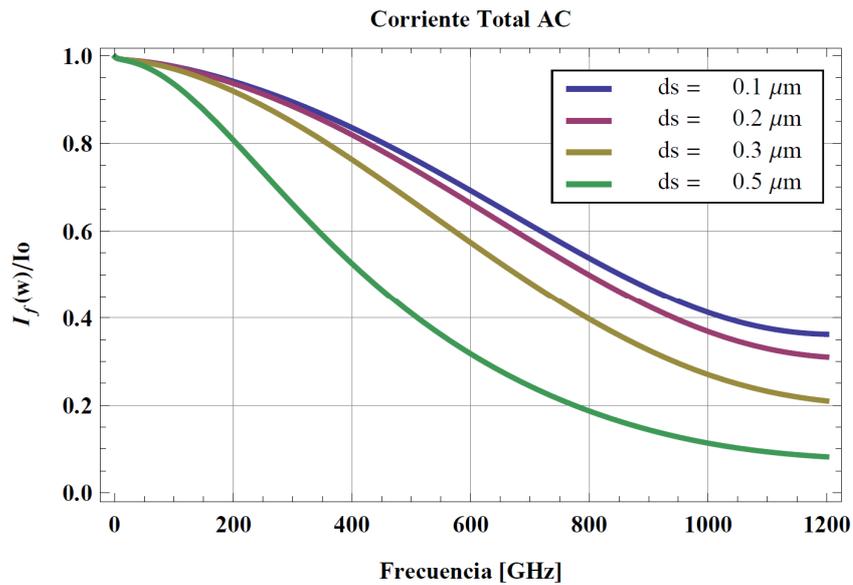


Figura 3.3.6 Respuesta fotocorriente normalizada ante variaciones del grosor de la capa de absorción.

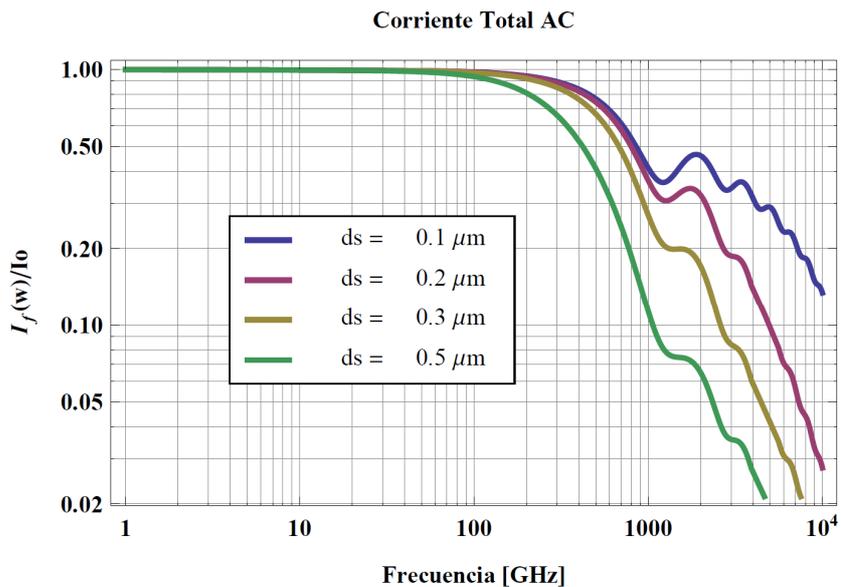


Figura 3.3.7 Respuesta fotocorriente normalizada ante variaciones del grosor de la capa de absorción sobre THz.

Si bien se sabe que el espesor de la capa de deplección d_i afecta directamente la velocidad de respuesta del dispositivo, la variación del mismo presenta ciertas singularidades en frecuencias altas, cercanas a los terahertz.

En el rango de los Gigahertz, como se aprecia en la Figura 3.3.8, el comportamiento de la respuesta en frecuencia para espesores pequeños $0.05 \mu\text{m}$ y $0.1 \mu\text{m}$, se muestra similar en ambos casos, no habiendo diferencias significativas entre ambas curvas. Sin embargo, para espesores mayores, la caída de la respuesta en frecuencia de la corriente, se hace evidente y la disminución es considerable.

Un punto importante en tener en consideración en la Figura 3.3.9, es que luego de pasado el límite de los Terahertz, las respuestas en frecuencias, para cada uno de los valores de los distintos espesores, se trasponen para luego decaer en intensidad con una lógica inversa a la planteada anteriormente. Es decir, aquellas curvas con espesores mayores poseen un ancho de banda un poco mayor, aunque la intensidad de la señal ya ha caído a menos de la décima parte de la intensidad de la señal original.

En el rango de frecuencias de estudio, se puede concluir que el parámetro de espesor de la capa de deplección se encuentra en su óptimo, dado que una reducción de la mitad de su dimensión no generaría mayores contribuciones para aumentar el ancho de banda.

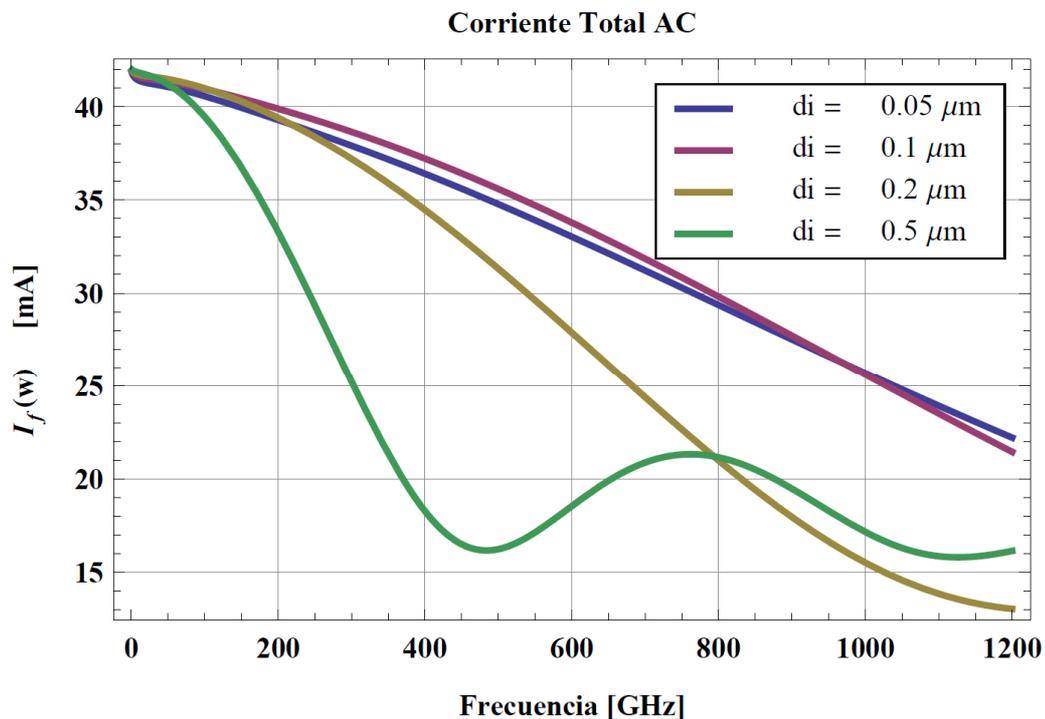


Figura 3.3.8 Respuesta en frecuencia de la fotocorriente ante variaciones del espesor de la capa de deplección.

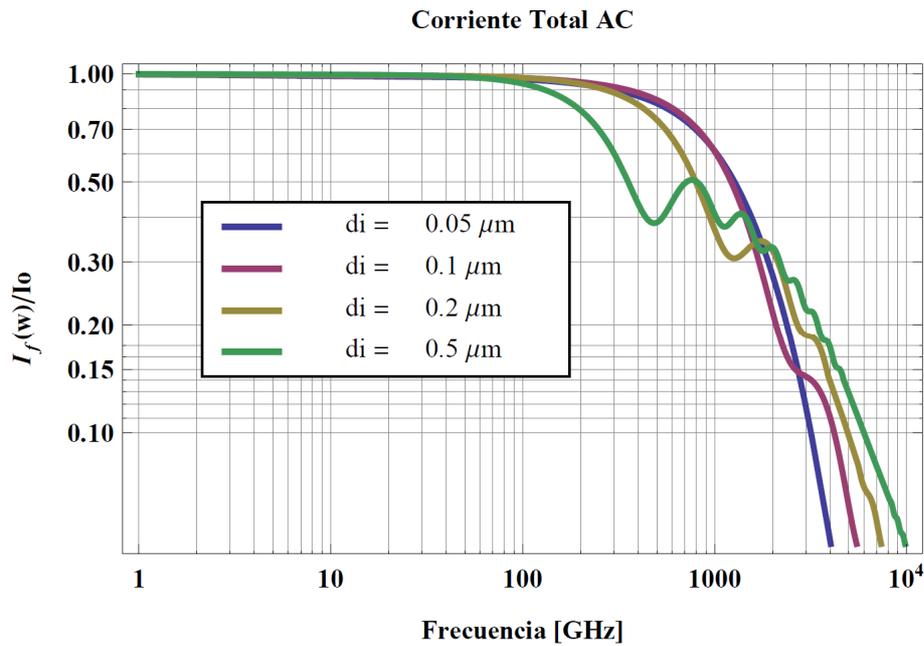


Figura 3.3.9 Respuesta en frecuencia de la fotocorriente normalizada para altas frecuencias.

Otras variaciones importantes a tener en cuenta con respecto a la respuesta de la fotocorriente, es como esta se comporta ante distintos valores del campo eléctrico ϕ construido en la capa de absorción y con respecto al largo del dispositivo.

Con respecto a las variaciones de longitud estas parecen no incidir en variaciones sustanciosas en la fotocorriente. Por otro lado, ante variaciones del campo eléctrico ϕ , las variaciones son notables. Es claro notar que en ausencia de un campo eléctrico en la capa de absorción, la respuesta del dispositivo se reduce tanto en intensidad como en ancho de banda hasta la mitad en magnitud. En el caso de un campo eléctrico efectivo, con un valor de 100 [mV] es un óptimo adecuado dado que incluso duplicando este valor, se aprecia en la curva verde, la ganancia en intensidad y ancho de banda no se incrementa en proporcional medida.

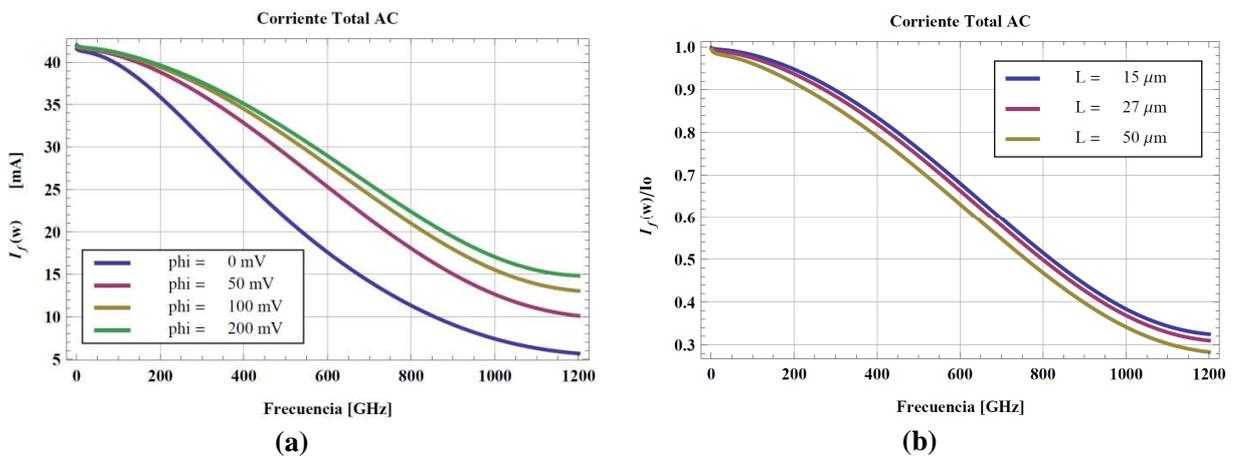


Figura 3.3.10 Variaciones de la fotocorriente ante cambios en el potencial eléctrico y el largo del dispositivo.

La potencia radiada en THz. de la antena está determina por (3.3.14), así como también el coeficiente efectivo de transmisión.

$$P_{THz} = \frac{1}{2} \eta T_b Z_l |I_f(\omega_m)|^2 \quad (3.3.14)$$

$$\zeta = \frac{1}{2} \eta T_b Z_l \quad (3.3.15)$$

En la Figura 3.3.11 se observa la variación de la potencia radiada por la antena, según distintos valores del coeficiente efectivo de transmisión definido en (3.3.15). Se aprecia que la potencia radiada máxima llega hasta los 100 [mW] para frecuencias sub-terahertz, y que corresponde a mayores coeficientes. Sin embargo, si el coeficiente aumenta, se verá en desmedro el ancho de banda del dispositivo. Lo cual también se traduce en que impedancias de línea menores o coeficientes menores, aumentan el ancho de hasta en un orden de magnitud. Lo anterior se observa en la curva azul donde $\zeta = 20 \Omega$, pero la potencia radiada disminuye a la quinta parte, hasta los 20 [mW], en relación a la curva verde con $\zeta = 20 \Omega$.

En el rango específico de los terahertz, el valor del coeficiente no tiene mayor relevancia como se ve en la Figura 3.3.11 (b), donde todas las curvas tiende a converger en un pequeña singularidad pasado inmediatamente el umbral de los terahertz. Esta singularidad tiene intensidades entre los 2 [mW] hasta los 18 [mW], y aunque la potencia se ha visto drásticamente reducida hasta su decima parte, la intensidad radiada tiene una considerable magnitud.

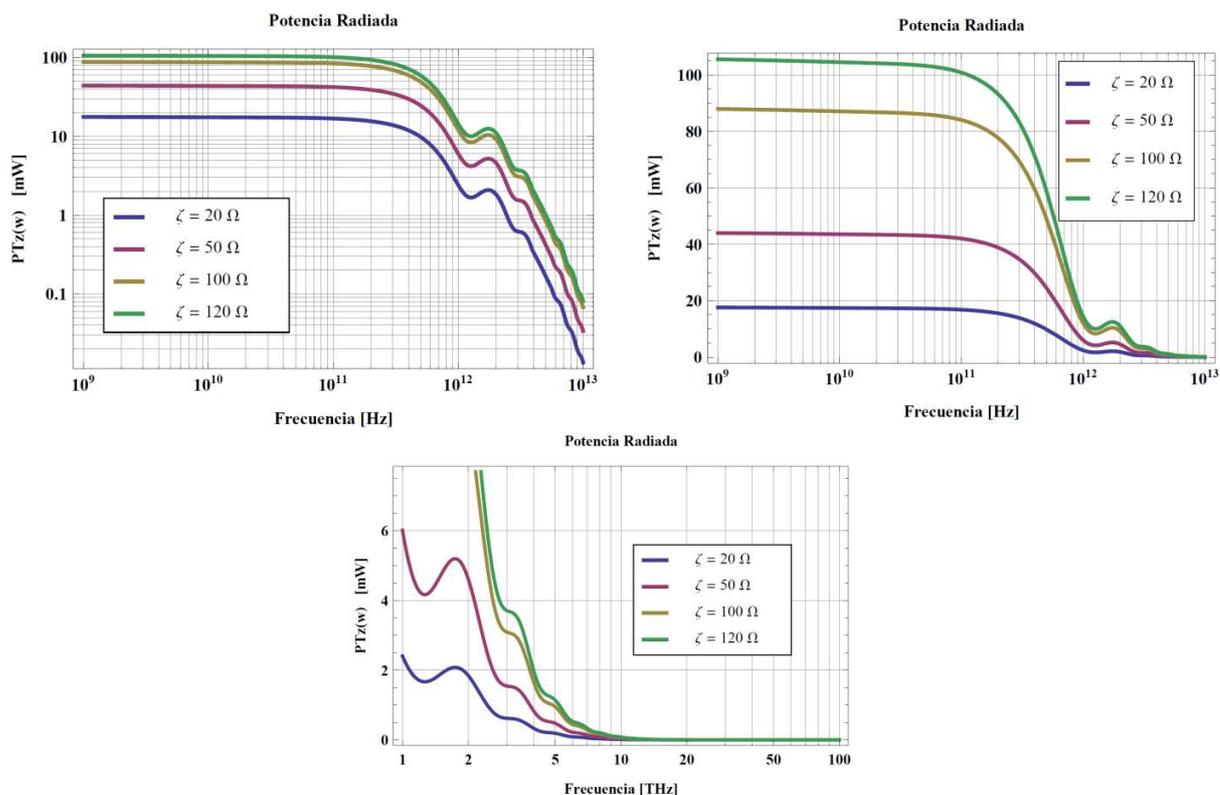


Figura 3.3.11 Potencia radiada para distintos valores del coeficiente efectivo de transmisión ζ .

Capítulo 4

Conclusiones

El objetivo general del estudio se alcanza a través de la realización detallada del modelo matemático que describe el comportamiento del UTC-TW PD en cada uno de los capítulos. Así como también, a través de la implementación de todas las ecuaciones pertinentes y las tablas adecuadas para la variación, estudio y análisis de cada uno de los parámetros utilizados, los cuales pueden ser optimizados según requerimientos de diseño.

En la sección 3.1, donde se modela el UTC-PD, se ha concluido que la variación de campo eléctrico ϕ construido en la capa de absorción incide fuertemente el ancho de banda y respuesta del dispositivo. Es directo notar de la Figura 3.1.5, que la variación de 0 a 100 [mV] del campo eléctrico significa al menos una variación de dos órdenes de magnitud en la densidad electrónica en la capa de absorción, lo cual repercute directamente en la sensibilidad de la fotorespuesta.

Es importante notar en la Figura 3.1.7, el crecimiento exponencial de la densidad electrónica ante variaciones del coeficiente de absorción óptico. Aunque en el segundo modelo de Ishibashi [2], este parámetro se consideró como nulo, su influencia en los resultados del comportamiento del UTC llegan a ser considerables para valores superiores a 300.000 [m⁻¹].

En la Figura 3.1.9, se puede apreciar una evidente mejora en el ancho de banda, si se compara que el 80% de la intensidad de la fotorespuesta es alcanzada en órdenes de magnitud cercanos a los terahertz, comparada con la Figura 3.1.8, que para el mismo nivel de intensidad se llega a las medianías del rango de frecuencias de los GHz.

Si bien la velocidad de *overshoot* no es un parámetro controlable, es evidente notar que su aumento, reduce el tiempo de viaje en la capa de recolección, generando velocidades de respuestas mayores, y por lo tanto un ancho de banda mayor.

El análisis expuesto en la Figura 3.1.10, da una visión más clara de las contribuciones desagregadas de cada uno de los fenómenos modelados, *drift* y difusión. Esta exposición ha de permitir un análisis minucioso para escenarios que borden las restricciones impuestas, por ejemplo: para campos eléctricos intensos, donde el fenómeno de *drift* cobra mayor relevancia sobre el fenómeno de difusión. En esta oportunidad, se concluye que si bien las aproximaciones algebraicas tomadas por Ishibashi [2], no presentan una gran pérdida de generalidad en los resultados, el modelo considera de forma explícita las expresiones para cada una de las funciones estudiadas, sin pérdida de generalidad y con la posibilidad de estudiar cada uno de sus términos independientemente.

En la sección 3.2, donde se modela la línea de transmisión, se ha de tener presente que los materiales que conforman al dispositivo en esta simulación, sacados desde Pasalic [15], son distintos a los utilizados en la primera parte del estudio. Sin perjuicio de lo anterior, la

implementación del modelo en *Mathematica Wolfram*, permite el cambio de cada uno de los parámetros según sean los requerimientos del diseñador. Aunque en la sección 3.1, el modelamiento es en gran medida geométrico, existen consideraciones que dependen intrínsecamente de la propiedad de los materiales, como por ejemplo, el tiempo de recombinación, la velocidad de *overshoot* o el coeficiente de absorción óptico.

Los resultados expuestos en esta sección, sección 3.2, muestran comportamientos similares a los modelos ofrecidos por Giboney [13] y Pasalic [15]. Cabe destacar, que en el modelo propuesto fue introducida la expresión de la inductancia metálica de la línea propuesta por Pasalic [15], la cual incluye un factor geométrico F , el cual le da mayor precisión al modelo.

En la Figura 3.2.12, se presenta la variación de la impedancia de línea ante distintos valores de la resistividad de la capa de absorción, la cual se mantiene relativamente estable hasta llegar al rango de los terahertz, para luego divergir en distintas direcciones según las distintas resistividades. Análisis similar de la impedancia de línea, pero ante variaciones del ancho de la capa de deplección, se muestran en la Figura 3.2.13. En ella, queda de manifiesto la alta sensibilidad de la impedancia de línea ante la variación del ancho de la capa de deplección. Esta variación incide directamente en el valor real de la impedancia, aumentándola desde los 40 $[\Omega]$ hasta sobre 100 $[\Omega]$ en torno a frecuencias cercanas a los terahertz. Esto último tiene directas implicancias en la impedancia de carga que se ha de disponer en uno de los extremos del dispositivo para aumentar la transmisión y evitar reflexiones haciendo una adecuada adaptación.

En la sección 3.3, se tomó como referencia lo propuesto por Beck *et al* [22], aunque su modelo solo contempla el análisis relativo al comportamiento del dispositivo unidimensionalmente, y sus aproximaciones y supuestos son idénticos a los tomados por Ishibashi [2] y [5], sirve de referencia para los análisis correspondientes. En esta sección se integra el modelo desarrollado en las secciones anteriores y se busca anular la constante de tiempo RC generada por tener un dispositivo de parámetros concentrados.

En la Figura 3.3.2 se observa que la respuesta de la fotocorriente se mantiene estable hasta cercanos los 100 GHz., con una intensidad de respuesta, según los parámetros simulados, en torno a los 40 [mA]. El rango interesante de ser analizado, es el rango entre 1 y 2 THz., donde se presenta una variación de intensidad de 3 [mA] entre los 12 a 15 [mA].

El modelo en su totalidad no presenta mayores sensibilidades ante variaciones del ancho del dispositivo W , ver Figura 3.3.5. No así ante variaciones del ancho de la capa de absorción d_s y la capa de deplección d_i , las cuales mostraron ser parámetro de alta sensibilidad, aunque ambos parámetros están optimizados en sus valores de referencia, dado que la reducción de sus dimensiones con el objeto de mejorar la performance del dispositivo, no generan mayores beneficios en el global de la fotorespuesta.

La potencia radiada por la antena puesta en uno de los extremos del UTC-TW PD, presenta intensidad entre los 20 hasta los 100 [mW] para frecuencias sub-terahertz, según las variaciones crecientes que pudiese presentar el coeficiente efectivo de transmisión ζ . Entre las frecuencias de 1 a 2 THz. se alcanzan intensidades entre los 2 a 5 [mW], que en términos relativos esto corresponde a la décima parte de la potencia radiada máxima de cada curva.

La ausencia de los valores de los parámetros utilizados por Beck y otros autores en sus simulaciones, dificulta una precisa comparación cuantitativa de los resultados. Sin desmedro de lo anterior, el modelo propuesto señala morfologías y comportamientos cualitativamente similares en todas sus comparaciones, quedando libre la disponibilidad de simular para otros valores de parámetros.

El modelo permite la simulación conjunta de distintos escenarios de operación, dando pie a análisis cuantitativos y cualitativos del comportamiento del UTC-TW PD en todo el espectro de frecuencia. Se ha tenido en consideración los alcances, supuestos y restricciones impuestas al principio del estudio, de tal modo que las simulaciones no se escapen de los rangos y parámetros para las cuales fueron calculadas. A su vez, el modelo expone modularmente cada una de las etapas de funcionamiento del UTC-TW PD, desde su aproximación unidimensional en la capa de absorción, con un análisis detallado del proceso de fotoabsorción y fotogeneración, pasando por el modelo en dos dimensiones con un decaimiento exponencial en el eje longitudinal, para luego terminar con el análisis de la onda viajera que atraviesa el dispositivo durante todo su funcionamiento y las atenuaciones correspondientes de la guía de onda modelada como línea de transmisión.

Dentro de las mejoras propuestas, el modelo no desprecia ni aproxima a través de recursos algebraicos, expresiones que en su modificación pudiesen generar pérdidas de exactitud y precisión. Las expresiones son tomadas íntegramente y simuladas directamente en el *software*. Aunque en algunos casos, ciertos términos de las expresiones no generen variaciones significantes, o son despreciables dentro de los rangos considerados.

Anexo

Bibliografía

- [1] Asher Madjar, Navya Koka, Jeffry Bloch, Paul K.L. Yu, Andreas Stoehr and Dieter Stefan Jaeger, "A Novel Analytical Model as a Design Tool for Uni-Traveling-Carrier Traveling Wave Photo Detectors Approaching 1 THz..", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 57, N°1, January 2009.
- [2] Tadao Ishibashi, Satoshi Kodama, Naofumi Shimizu and Tomofumi Furuta, "High-Speed Response of Uni-Traveling-Carrier Photodiodes", NTT System Electronics Laboratories, Morinosato-Wakamiya 3-1, Atsugi, Kanagawa 243-01, Japan, Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 36 (1997)pp. 6263-6268, Part 1, N°10, October 1997.
- [3] Michael N. Feiginov, "Analysis of limitation of terahertz p-i-n uni-traveling-carrier photodiodes". Journal of Applied Physics 102, 084510 2007
- [4] Shivani Srivastana, "Simulation Study of InP-Based Uni-Traveling Carrier Photodiode", University of Cincinnati, June 2003
- [5] Tadao Ishibashi, Tomofumi Furuta, Hiroshi Fushimi, Satoshi Kodama, Hiroshi, Tadao Nagatsuma, Naofumi Shimizu and Yutaka Miyamoto, "Inp/InGaAs Uni-Traveling- Carrier Photodiodes", IEICE Trans. Electron., Vol. E83-C, N°6 June 2000
- [6] Shuji Maturura and Geoffrey A. Blake, "A Traveling-wave THz. photomixer based on angle-tuned phase matching", California Institute of Technology, Pasadena, Applied Physics Letters, Vol. 74, N° 19, May 1999
- [7] Ivan Cámara Mayorga, "Photomixers as tunable terahertz local oscillators", Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Bonn 2008
- [8] E. Rouvalis, F. Pozzi, R. Steed, C. C. Renaud and A. J. Seeds, "A Travelling- Wave Uni-Travelling Photodiode for Continuous Wave Terahertz Generation", University College London, London Communications Symposium 2009
- [9] Gerson Morales, "Simulación de Fotomezcladores de Onda Viajera (TW-UTC-PD) usando el Modelo de Drift-Diffusion para Aplicaciones de Terahertz", Universidad Central de Chile, Santiago de Chile 2011
- [10] Xia Zhao, "Carrier Transport in High-Speed Photodetectors Based on Two-Dimensional-Gas", Drexel University, November 2006
- [11] Shuji Matura, Geoffrey A. Blake, Rolf A. Wyss, J.C. Pearson, Christoph Kadow, Andrew W. Jackson and Arthur C. Gossard, "Design characterization of optical-THz. phase-matched traveling-wave photomixers", California Institute of Technology, University of California, 1999
- [12] Carsten Fritsche, "Design and Modeling of an Ultrafast Broadband Photonic Mixer", Electromagnetic System, Technical University of Denmark, February 2005

- [13] Kirk Steven Giboney, "Traveling-Wave Photodetectors", University of California, Santa Barbara, August 1995
- [14] Yi-Jen Chiu, "Sub-terahertz Traveling-Wave Low-Temperature Grown-GaAs P-I-N Photodetector", University of California, Santa Barbara, May 1999
- [15] Damir Pasalic, "A Hybrid Drift-Diffusion-TLM Method for Analysis of Traveling-Wave Photodetectors", Swiss Federal Institute of Technology Zurich, Diss. Eth N° 16482, 2006
- [16] Hiroshi Ishikawa, "Ultrafast All-Optical Signal Processing Devices", National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST), Japan, Published 2008.
- [17] Li Xiao-jian, Zhang Ye-jin, Li Guo-yu and Tian Li-lin, "An equivalent circuit model for uni-traveling-carrier photodiode", Institute of Microelectronics, Tsinghua University, Beijing 100084, China, ELSEVIER 16(Suppl.):40-44, September 2009
- [18] Damir Pasalic and Rüdiger Vahldieck, "A Detailed Investigation of UTC Traveling Wave Photodetectors", Swiss Federal Institute of Technology, Gloriastrasse 35, CH-8092 Zurich, Switzerland
- [19] Damir Pasalic and Rüdiger Vahldieck, "Hybrid drift-diffusion-TLM analysis of high-speed and high-output UTC traveling-wave photodetectors", International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields, int J. Number. Model 2007; 21:61-76
- [20] Tadao Nagatsuma, Hiroshi Ito and Tadao Ishibashi, "High-power RF photodiodes and their applications", Laser & Photonics Rev. 3, N°. 1-2, 123-137, 2009
- [21] Syed M. Mahmudur Rahman, "TCAD Simulations of Uni-Traveling-Carrier Photodiodes", Department of Microtechnology and Nanoscience, Chalmers University of Technology, Goteborg, Sweden 2006
- [22] Alexandre Beck, "Réalisation et caractérisation de photodiodes à transport unipolaire pour la génération d'ondes térahertz, THESE", N° d'ordre: 4297, Université des Sciences et Technologies de Lille, Ecole Doctorale Sciences Pour l'Ingénieur, 3 Décembre 2008
- [23] Tadao Ishibashi, Tomofumi Futura, Hiroshi Fushimi and Hiroshi Ito, "Photoresponse characteristics of uni-traveling-carrier photodiodes", NTT Photonics Laboratories, Japan, Physics and Simulation of Optoelectronics Devices IX, Proceedings of SPIE Vol. 4283, 2001
- [24] Efthymios Rouvalis, Cyril C. Renaud, David G. Moodie, Michael J. Robertson and Alwyn J. Seeds, "Continuous Wave Terahertz Generation From Ultra-Fast InP-Based Photodiodes", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 60, N°3, March 2012
- [25] Paul Garcias Salvà, "Simulación Monte Carlo de Transistores Bipolares de Heterounión Abrupta (HBT)", Universitat Politècnica de Catalunya, España
- [26] Efthymios Rouvalis, Cyril C. Renaud, David G. Moodie, Michael J. Robertson and Alwyn J. Seeds, "Traveling-wave Uni-Traveling Carrier Photodiodes for continuous wave THz generation", UCL Electronic Electrical Engineering, Torrington Place, London, Optics Express 1105, Vol. 18, N°11, May 2010

- [27] Andrei Malcoci, "Photonische Lokaloszillatoren für Anwendungen in der Terahertz-Radioastronomie", Universität Duisburg-Essen, 2006
- [28] Stefan Irmscher, "Design, Fabrication and Analysis of InP-InGaAsP Traveling-Wave Electro-Absorption Modulators", Royal Institute of Technology, Stockholm 2003
- [29] Romain Czarny, "Étude et réalisation d'une source térahertz accordable de grande pureté spectrale", Université des Sciences et Technologies de Lille, Juin 2007
- [30] Erik Kurt Duerr, "Distributed Photomixers", Massachusetts Institute of Technology, September 2002
- [31] Shiji Matsuura, Geoffrey A. Blake, Rolf A. Wyss, J.C. Pearson, Christoph Kadow, Andrew W. Jackson and Arthur C. Gossard, "Free-Space Traveling-wave THz. Photomixers", IEEE 7TH Int. Conference on Terahertz Electronics, Nara, Japan, 1999
- [32] Claudio Barrientos Z., Victor Calle, Marcos Diaz, F. Patricio Mena, Josip Vukusic, Jan Satke and Ernest A. Michael, "Vertically illuminated TW-UTC Photodiodes for Terahertz Generation"
- [33] Asher Madjar, Peter R. Herczfeld, Arye Rosen, Paul Yu, Dieter Jager, "Design Considerations for a Uni-Traveling Carrier Traveling Wave Photo Detector for Efficient Generation of millimeter Wave and sub-MM Wave Signal", ECE Department, Drexel University, Philadelphia
- [34] www.wikipedia.com
- [35] J. Soohoo, S.-K. Yao, J. E. Miller, R. R. Shurtz II, Y. Taur, and R. A. Gudmundsen, "A laser-induced traveling-wave device for generating millimeter waves," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 29, no. 11, pp. 1174-1182, Nov. 1981.