

TESIS DEFENDIDA POR

Lis Tamayo Rivera

Y aprobada por el siguiente comité:

Dr. J. Apolinar Reynoso Hernández

Director del Comité

Dr. Arturo Arvizu Mondragón

Miembro del Comité

Dr. Heriberto Márquez Becerra

Miembro del Comité

Dr. Arturo Velázquez Ventura

Miembro del Comité

Dr. Horacio Martínez Reyes

Miembro del Comité

Dr. José Rosario Gallardo

*Jefe del Departamento de
Electrónica y Telecomunicaciones*

Dr. Federico Graef Ziehl

*Director de Estudios
de Posgrado*

2 de Abril del 2004

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN
SUPERIOR DE ENSENADA



DIVISIÓN DE FÍSICA APLICADA
DEPARTAMENTO DE ELECTRÓNICA Y
TELECOMUNICACIONES

**“Sincronización Óptica de Osciladores de Microondas
Diseñados Utilizando Transistores PHEMTs”.**

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de

MAESTRO EN CIENCIAS

Presenta:

Lis Tamayo Rivera

Ensenada, Baja California a Abril del 2004.

RESUMEN de la tesis de **Lis Tamayo Rivera**, presentada como requisito parcial para obtener el grado de MAESTRO EN CIENCIAS en ELECTRÓNICA Y TELECOMUNICACIONES. Ensenada, B. C. Abril del 2004.

“Sincronización Óptica de Osciladores de Microondas Diseñados Utilizando Transistores PHEMTs”.

Resumen aprobado por:

Dr. J. Apolinar Reynoso Hernández

Director de Tesis

La presente tesis está relacionada con el control óptico de osciladores de microondas. El oscilador fue diseñado utilizando como dispositivo activo un transistor pseudomórfico comercial. La frecuencia del oscilador es sincronizada a la frecuencia de modulación de un láser de $\lambda = 850\text{nm}$ que iluminó directamente al transistor.

En este trabajo se mencionan y describen los efectos causantes de la fotorrespuesta positiva y negativa en el transistor (el efecto fotoconductor y el efecto fotovoltaico). Se reportan los resultados de la caracterización electro-óptica del transistor, en donde, el efecto de la iluminación se manifiesta con una variación en los elementos intrínsecos del circuito eléctrico equivalente que a su vez, influyen en el desplazamiento de la frecuencia de oscilación en el oscilador iluminado.

Se reportan los cambios de frecuencia y potencia del oscilador iluminado obtenidos de forma experimental y mediante simulación, y se comparan entre ellos.

Se reporta además la banda de sincronía obtenida experimentalmente (40 kHz y 25 kHz) de dos osciladores de microondas con diferente factor de calidad. En base a estos resultados se comprueba, con la ecuación de Adler, que la banda de sincronía es función inversa del factor de calidad del circuito y que además varía en relación cuadrática con la potencia inyectada.

Por último se muestra gráficamente la variación de la banda de sincronía en función de la polarización del transistor.

Palabras clave: Oscilador, Transistor Pseudomórfico, Sincronización por inyección.

ABSTRACT of the thesis presented by **Lis Tamayo Rivera**, as a partial requirement to obtain the MASTER OF SCIENCE degree in ELECTRONIC AND TELECOMMUNICATIONS. Ensenada, B. C. april 2004.

“Optical Synchronization of Microwaves Oscillators Designed with PHEMTs Transistors”

Abstract approved by:

Dr. J. Apolinar Reynoso Hernández

Thesis director

This dissertation is related with the optical control of microwaves oscillators. The oscillator was designed using a commercial pseudomorphic transistor. The frequency of the oscillator is synchronized at the modulation frequency of an 850 nm laser that illuminates directly the transistor.

In this work, the effects that give rise the positive and negative photorresponse in the transistor (the photoconductive effect and the photovoltaic effect) are mentioned and discussed.

The results of the electro-optical transistor characterization shows that the illumination produce variations of the intrinsic elements (C_{GS} and C_{GD}). Moreover these effects produce a shift in the oscillation frequency.

The oscillation frequency and power of the oscillator in dark and under illumination is obtained by simulation and measured, are reported and compared among them.

In addition, the experimental injection locking band (40 kHz y 25 kHz) measured in the two different Q factor microwaves oscillators is reported. With these results it was demonstrated that the locking band is an inverse function of the Q factor of the oscillator, as predicted by the Adler equation.

Finally the changes of the locking band are graphically presented as function of the bias points of the transistor.

Keywords: Oscillator, Pseudomorphic transistor, Injection-locked .

A mi hija Ámbar.

Agradecimientos

No guardes en la cabeza lo que puedas llevar en un bolsillo.

Albert Einstein.

A mis padres Humberto Tamayo Zavala y Margarita Rivera Burciaga, por apoyarme en todas y cada una de las empresas que he iniciado.

A mi maestro, asesor y amigo el Dr. J. Apolinar Reynoso Hernández, por sus valiosos consejos.

A Jorge Castellanos Torres, por su comprensión y su gran ayuda en las tareas cotidianas.

A los miembros del comité evaluador Dr. Heriberto Márquez, Dr. Arturo Velázquez, Dr. Arturo Arvizu y Dr. Horacio Martínez por sus sugerencias y comentarios sobre el trabajo.

A todos quienes han sido mis maestros, en especial al Dr. José Luis Medina, al Dr. Alexei Venger, al M.C. Ricardo Chávez y al M.C. Jesús Ibarra.

A Rodrigo de la Peña por su ayuda en el lentillado de la fibra óptica.

Al M.C. Benjamín Ramírez Durán y M.C. Ramón Muraoka Espíritu por su ayuda en la implementación del láser de $\lambda=1300\text{nm}$.

A Eleazar Zúñiga Juárez por sus aportaciones al laboratorio de microondas, y sus asesorías en la utilización de los simuladores LASIMO y ADS.

A José Raúl Loo y David Zevallos por sus comentarios.

A las maestras de la estancia infantil CICESE, en especial a Marcela Lugo Ochoa y Melina Torres Ruiz.

A mis grandes amigos de CICESE José Navarrete, Rubén Hernández y Luis Solís, en especial a Francisco Hirata por ser el mejor compañero.

En general, a todos quienes empezamos este reto juntos en septiembre del 2001.

Tabla de Contenido

Sección	Página
Resumen	II
Abstract	III
Agradecimientos	V
Tabla de Contenido	VI
Lista de Figuras	VIII
Lista de Tablas	X
I. Introducción	1
I.1. Antecedentes	3
I.2. Objetivo	3
I.3. Descripción de los capítulos	4
II. Conceptos básicos	5
II.1. Introducción	5
II.2. Estructura del transistor de alta movilidad electrónica PHEMT	5
II.2.1. Funcionamiento del transistor de alta movilidad electrónica	8
II.3. Influencia de la luz en el PHEMT	9
II.3.1. Efecto fotoconductor	11
II.3.2. Efecto fotovoltaico	12
II.4. Modelo no-lineal del PHEMT	14
III. Osciladores	17
III.1. Introducción	17
III.1.1. Oscilador de reflexión	18
III.1.2. Oscilador de transmisión o retroalimentado	19
III.2. Inyección eléctrica en osciladores	22
III.2.1. Ecuación de Adler para el amarre	25
III.3. Sincronización de osciladores por inyección óptica	29
IV. Simulación del oscilador	33
IV.1. Introducción	33
IV.2. Caracterización y modelado	34
IV.2.1. Caracterización y modelado del transistor	34
IV.2.2. Caracterización y modelado del circuito resonante	41
IV.2.3. Caracterización de los elementos pasivos utilizados	42
IV.3. Simulación del oscilador utilizando ADS	43

Tabla de Contenido (Continuación)

Sección	Página
IV.4. Resultados de las simulaciones	47
V. Resultados experimentales	49
V.1. Introducción	49
V.2. Configuración física del oscilador	50
V.3. Frecuencia y potencia de salida del oscilador iluminado	52
V.4. Banda de sincronía del oscilador	53
V.4.1. Respuesta del oscilador sincronizado	57
VI. Discusión de resultados	59
VI.1. Introducción	59
VI.2. Observaciones de la simulación del oscilador	59
VI.3. Observaciones acerca de la banda de sincronía	61
VII. Aportaciones y sugerencias	63
VII.1. Introducción	63
VII.2. Logros alcanzados	63
VII.3. Aportaciones	64
VII.4. Sugerencias	65
Bibliografía	66
A. Caracterización estática del transistor	69

Lista de Figuras

Figura	Página
1. Estructura física del PHEMT en sustrato de GaAs	6
2. Bandas de energía del PHEMT en sustrato de GaAs.	7
3. Diagrama de bandas de energía para diferentes espesores de la capa donadora (AlGaAs)	9
4. Ancho de banda prohibida para los diferentes semiconductores.	10
5. Modelo lineal del PHEMT.	15
6. Oscilador de transmisión.	19
7. Diagrama a bloques del oscilador de transmisión.	21
8. Detalles del crecimiento de la amplitud.	22
9. Representación de los voltajes a la entrada del oscilador.	23
10. Señal de entrada en el oscilador perturbado	24
11. Voltajes instantáneos a la entrada y característica de fase del oscilador.	25
12. Característica I-V del transistor a diferentes potencias de iluminación. .	35
13. I_{DS} en función de la potencia óptica a un punto de polarización.	36
14. Parámetros S del transistor NE24200 bajo iluminación.	37
15. Capacitancia C_{GS} bajo iluminación.	39
16. Capacitancia C_{GD} bajo iluminación.	39
17. Capacitancia C_{DS} bajo iluminación.	40
18. Caracterización de los filtros pasabanda.	41
19. Característica de fase medida del circuito resonante.	42
20. Arreglo en cascada del amplificador y el filtro.	44
21. Configuración del oscilador retroalimentado.	45
22. Diagrama de Bode del oscilador.	45
23. Ganancia de lazo abierto del oscilador representado en un diagrama de Nyquist.	46
24. Configuración del oscilador en el simulador.	47
25. Configuración esquemática del oscilador sincronizado.	49
26. Montaje experimental del oscilador.	50
27. Configuración esquemática del banco oscilador.	51
28. Banda de sincronía en función de V_{GS}	54
29. Banda de sincronía en función de V_{DS}	54

Lista de Figuras (Continuación)

Figura		Página
30.	Banda de sincronía en función de la potencia RF que modula al diodo.	55
31.	Espectro de la señal de salida del oscilador.	58
32.	Salida del oscilador perturbado fuera de la banda de sincronía.	58
33.	Característica I-V bajo iluminación con $\lambda=1300\text{nm}$	70
34.	Característica I-V bajo iluminación con $\lambda=850\text{nm}$	71

Lista de Tablas

Tabla	Página
I. Parámetros S del transistor a la frecuencia 5.295 GHz para las diferentes condiciones de iluminación.	36
II. Parámetros S del transistor a la frecuencia 6.74 GHz para las diferentes condiciones de iluminación.	36
III. Valores de los elementos extrínsecos del transistor extraídos utilizando LIMMIFET.	38
IV. Caracterización del filtro pasabanda a dos diferentes frecuencias.	42
V. Pérdidas de los elementos pasivos utilizados en el montaje del banco oscilador.	43
VI. Frecuencia fundamental y potencia de salida del oscilador 1 para las diferentes condiciones de iluminación.	48
VII. Frecuencia fundamental y potencia de salida del oscilador 2 para las diferentes condiciones de iluminación.	48
VIII. Frecuencia y potencia de salida del oscilador 1 iluminado con el láser de $\lambda=1300\text{nm}$	52
IX. Frecuencia y potencia de salida del oscilador 1 iluminado con el láser de $\lambda=850\text{nm}$	52
X. Frecuencia y potencia de salida del oscilador 2 iluminado con el láser de $\lambda=1300\text{nm}$	53
XI. Frecuencia y potencia de salida del oscilador 2 iluminado con el láser de $\lambda=850\text{nm}$	53

Introducción

La interacción entre la óptica y las altas frecuencias constituye una área de investigación muy atractiva, las transmisiones ópticas más allá de un Gigabit por segundo necesitan circuitos de alta frecuencia para la emisión y recepción de la señal transportada por la fibra óptica; y aunque la investigación apunta al incremento de la velocidad y sensibilidad de los circuitos de microondas, existen aplicaciones más específicas para las cuales otros parámetros menos estudiados pueden ser muy importantes: tal es el caso de la transmisión óptica con portadora en radio frecuencia (RF) de alta pureza espectral, generalmente utilizada para el control óptico de dispositivos semiconductores de microondas. Las funciones como: control de ganancia de un amplificador, corrimiento de frecuencia o sincronización de osciladores, pueden ser hechas usando señales ópticas. Estas señales de control (transmitidas por fibra óptica), ofrecen mayor inmunidad a la interferencia electromagnética.

Con los recientes avances y la capacidad de procesamiento de señales en paralelo, complejos sistemas de vigilancia y comunicación pueden ser diseñados utilizando el concepto de sensores distribuidos; estos sensores activos y pasivos del sistema utilizan métodos de integración coherente para el procesamiento de señales por lo que, coherencia en fase y frecuencia es requerida en todos los sensores del sistema.

Existen numerosos métodos para generar una frecuencia de microondas estable, sin embargo, obtener coherencia de los osciladores locales de un sistema, es prácticamente

imposible (Daryoush, 1990).

En el caso de sistemas de comunicación por satélite, los módulos activos (Transmisor/Receptor) deben estar sincronizados en fase y frecuencia tal que el haz de radiación recibido pueda ser reconstruido en forma coherente; una señal óptica puede ser inyectada a cada oscilador local para establecer la sincronía en todos los módulos del sistema (Daryoush, 1990).

Para lograr un enlace óptico susceptible de agregar, lo menos posible, ruido de fase a la señal de referencia RF, las soluciones actuales estudiadas en la literatura es la utilización de fotodetectores disponibles comercialmente (diodos InGaAs) y de osciladores de recepción asociados a estos fotodetectores. El interés de recuperar la señal por un oscilador reside en el filtrado natural, asegurada por esta configuración, del ruido de fase y de señales parásitas situadas a distancias no muy lejos de la portadora.

En efecto, la configuración: fotodiodo + amplificador + oscilador sincronizado ofrece la ventaja de una gran latitud de ajuste, pero el precio de un circuito complejo es importante; por otra parte, la multiplicación de etapas activas es, en general, nociva en un circuito para disminuir el ruido de fase. Resulta entonces muy interesante estudiar una configuración donde estos tres elementos sean reagrupados en uno solo: un foto-oscilador utilizando un transistor sensible a la luz monocromática.

I.1. Antecedentes

En el CICESE de Ensenada se tiene mucha experiencia en el modelado de transistores de efecto de campo, ya sea transistores pseudomórficos con canal InGaAs o de componentes sobre InP. Así mismo, el modelado bajo control óptico de distintos transistores constituye desde hace tiempo un objetivo científico interesante tanto dentro como fuera de CICESE.

Con base en los resultados obtenidos en la reciente tesis de maestría de Eleazar Zúñiga, donde demuestra el efecto de la luz monocromática sobre los modelos no-lineales de transistores PHEMTs (Zúñiga, 2003), y en la tesis de Francisco Hirata, en la que se validan los diferentes modelos del transistor en gran señal (Hirata, 2004); se dispone de la infraestructura para el modelado no-lineal de transistores. Una aplicación directa de estos modelos, se encuentra en el diseño de osciladores.

I.2. Objetivo

Con el propósito de mostrar la utilidad de los modelos no-lineales se propone en esta tesis como objetivo principal diseñar un oscilador utilizando transistores PHEMTs y estudiar su sincronización directa con luz monocromática modulada utilizando longitudes de onda de $\lambda=850$ nm y $\lambda=1300$ nm. Para lograrlo, se simulará un oscilador y en función de los resultados obtenidos se construirá un montaje experimental para implementar el oscilador diseñado, inyectarle la señal óptica modulada y estudiar su sincronización.

I.3. Descripción de los capítulos

Los capítulos II y III de ésta tesis proporcionan al lector los conceptos básicos requeridos para la comprensión del trabajo desarrollado en los capítulos posteriores. Así, el capítulo II se enfoca al estudio del transistor individual (PHEMT) en tanto que el capítulo III se refiere exclusivamente al dispositivo oscilador (funcionamiento y diseño) basado en transistores PHEMTs.

En el capítulo IV se presenta la caracterización de los elementos utilizados en el diseño del oscilador además de los resultados de las simulaciones del mismo. El capítulo V contiene resultados obtenidos experimentalmente sobre la sincronización del oscilador.

En el capítulo VI, se comentan aspectos observados en base a los resultados obtenidos de los capítulos IV y V; y por último, en el capítulo VII se presenta en forma resumida los logros alcanzados, se mencionan las aportaciones de éste trabajo y sugerencias para trabajos posteriores.

Capítulo II

Conceptos básicos

II.1. Introducción

El control óptico de dispositivos semiconductores de microondas ha sido desde hace tiempo un área de gran interés científico, y con la compatibilidad de los materiales utilizados en la fabricación de dispositivos ópticos y de microondas se sugiere que estas dos áreas deben ser combinadas.

En los últimos años la investigación se ha enfocado a estudiar la influencia de la luz sobre transistores de efecto de campo (HEMTs y PHEMTs).

En éste capítulo se presenta al lector una breve introducción sobre la estructura física de estos transistores además de la explicación sobre su funcionamiento. Se tiene además como objetivo, explicar el comportamiento del transistor pseudomórfico bajo iluminación en base a la respuesta del semiconductor a la influencia de la luz. Por último se presenta el circuito eléctrico equivalente utilizado para representar al transistor.

II.2. Estructura del transistor de alta movilidad electrónica PHEMT

El PHEMT es un dispositivo de efecto de campo de heterounión; el término “Transistor de alta movilidad electrónica” se aplica al dispositivo debido a que éste toma ventaja

de las propiedades de transporte (alta movilidad y velocidad) de electrones en un pozo de potencial formado por la unión de dos materiales semiconductores de diferente ancho de banda prohibida y composición que confina los electrones libres en una muy delgada distribución bidimensional de muy alta concentración de electrones (2-DEG). La figura 1, ilustra la estructura física de un PHEMT en sustrato GaAs, y su respectivo diagrama de bandas de energía se puede ver en la figura 2.

El gas bidimensional (2-DEG), se forma en el transistor debido a que el semiconductor de mayor ancho de banda prohibida de la capa donadora (AlGaAs altamente dopado) permite que sus electrones libres se difundan en el semiconductor de menor ancho de banda prohibida de la capa canal (InGaAs) cerca de la interfaz; entonces, el InGaAs (capa canal) sufre una distorsión tetragonal de su normal estructura cristalina cúbica comprimiéndose para poder acoplarse a las constantes de red del AlGaAs y del GaAs, por lo que a ésta capa se le denomina también capa pseudomórfica.

El propósito del GaAs no dopado (capa "buffer") es servir como base para el crecimiento de la heterounión y separarla del sustrato semiaislante que contiene trampas

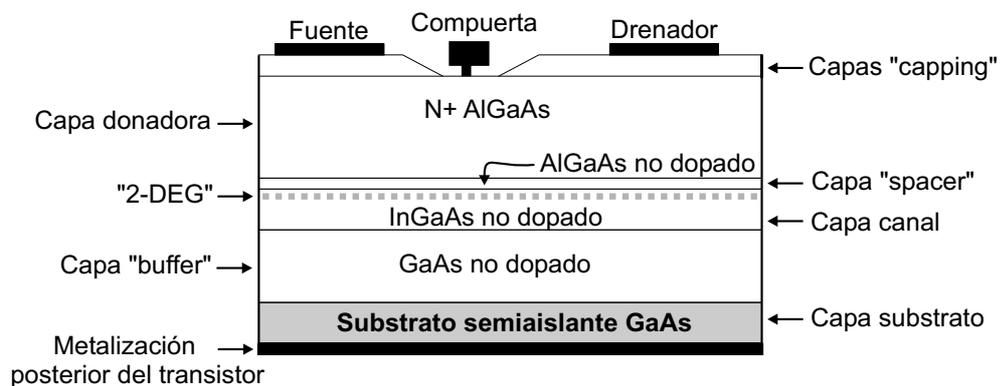


Figura 1. Estructura física del PHEMT en sustrato de GaAs

e impurezas, de esta forma los electrones en el 2-DEG sufren muy poca dispersión debido a la ausencia de donadores ionizados en el canal; además, la capa “Spacer” separa el 2-DEG de los donadores ionizados del AlGaAs dopado incrementando la movilidad electrónica a costa de una pequeña disminución en el número de portadores de carga que serían transferidos al InGaAs. Las capas “Capping” de GaAs fuertemente dopadas, tienen como función reducir las resistencias de los contactos ohmicos de fuente y drenador del dispositivo debido al efecto túnel predominante.

En la estructura del PHEMT, la longitud de compuerta determina el tiempo de tránsito de los electrones a través del transistor y, por consiguiente, la frecuencia máxima a la que puede operar el dispositivo. Por otra parte, los espacios libres compuerta-fuente y compuerta-drenador permiten la penetración de los fotones a la región activa por lo tanto estas longitudes son esenciales para determinar la eficiencia asociada con el proceso de absorción de la luz.

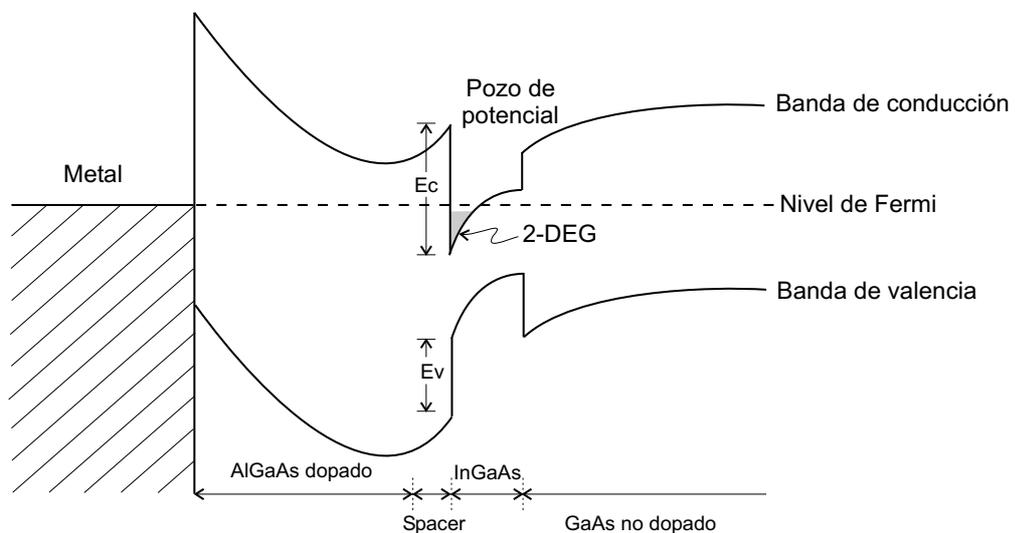


Figura 2. Bandas de energía del PHEMT en sustrato de GaAs.

II.2.1. Funcionamiento del transistor de alta movilidad electrónica

Para controlar el 2-DEG, el electrodo de compuerta es depositado en el AlGaAs dopado (capa donadora) y debido a la difusión de electrones del AlGaAs al metal se forma el potencial de contacto de compuerta (built-in voltage), que es equivalente a la zona desértica en la unión schottky sin polarización. Una segunda zona desértica es también formada en la heterounión por la difusión de electrones del AlGaAs al GaAs. Para evitar la conducción a través del AlGaAs el cual tiene propiedades de transporte inferiores, las dos zonas desérticas deben traslaparse (Simons, 1990) y (Takashi, 2002).

En los dispositivos normalmente en estado de encendido usados en amplificadores de microondas (D-HEMT), la zona desértica de compuerta es sólo suficiente para alcanzar la zona desértica de la heterounión (figura 3(b)), entonces la aplicación de un voltaje negativo a la compuerta deberá extender esta zona mas allá de la interfaz de la heterounión, incrementando la barrera para el flujo de electrones y cortando la corriente de drenador.

En los dispositivos normalmente en estado de apagado (E-HEMTs) usados en circuitos digitales, el espesor del AlGaAs bajo la compuerta es tan pequeño (figura 3(c)) que el potencial de contacto de compuerta supera al potencial de contacto de la heterounión dejando también el 2-DEG como zona desértica, entonces cuando un voltaje positivo mayor que el voltaje de umbral (V_{th}) es aplicado, los electrones se acumulan en la heterounión formando el 2-DEG encendiendo el dispositivo.

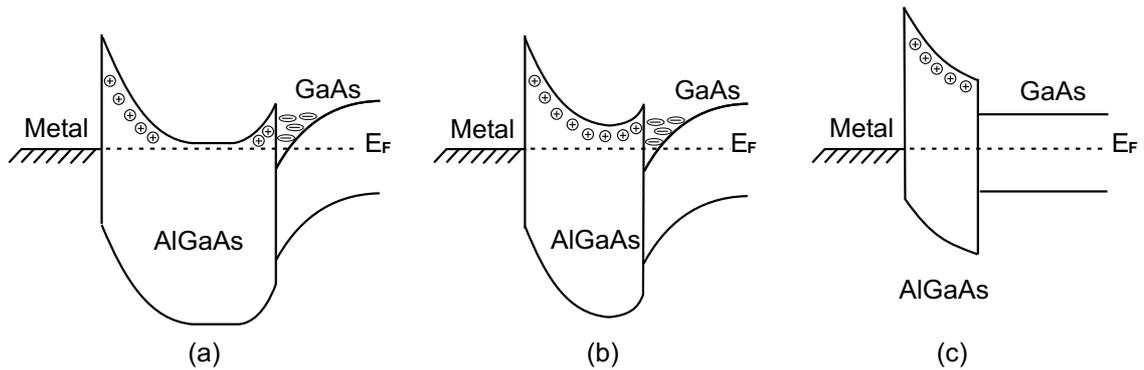


Figura 3. Diagrama de bandas de energía para diferentes espesores de la capa donadora (AlGaAs).

II.3. Influencia de la luz en el PHEMT

Considerar todos los efectos resultantes de la iluminación es una tarea compleja, sin embargo, asumiendo que el bombeo de electrones del metal y del 2-DEG a la región activa es despreciable y las trampas en los semiconductores presentan también efectos imperceptibles, entonces el mayor efecto que se presenta con la iluminación es la generación de pares electrón-hueco (De Salles y Romero, 1991). Normalmente los fotones con energía mayor que el ancho de banda prohibida del semiconductor pueden ser absorbidos, cuando esto sucede pares electrón-hueco son generados en la sección expuesta del semiconductor; y mientras que el tiempo de recombinación de los portadores de carga fotogenerados sea mayor que el tiempo de tránsito a través de la zona desértica ó a través del canal no dopado, éste exceso de portadores será responsable de la ganancia óptica en el transistor.

Los semiconductores compuestos por los grupos *III* y *V* pueden ser ajustados para responder a una particular longitud de onda óptica ajustando su fracción molar, lo

cual varía el coeficiente de absorción y ancho de banda prohibida del semiconductor. En la figura 4 se muestran diferentes anchos de banda prohibida para los distintos semiconductores de los grupos *III*, *IV* y *V*.

En la estructura del PHEMT, la absorción de los fotones se lleva a cabo en los semiconductores de menor ancho de banda prohibida que la energía de la luz incidente, y ésta energía es directamente dependiente de la frecuencia de la onda luminosa ($E_{ph} = h * \nu$) donde h es la constante de Plank y ν la frecuencia de la luz.

La energía de la luz puede ser calculada en términos de electrón-volts a partir de la siguiente relación (Simons, 1990):

$$E_{ph}(eV) = \frac{1.24}{\lambda(\mu m)} \quad (1)$$

La característica más notable del transistor iluminado es la presencia de ganancia óptica, la cual está compuesta de una lenta componente causante de la ganancia a baja frecuencia (efecto fotovoltaico) y una rápida componente producida por la colección directa de los electrones fotogenerados (efecto fotoconductor) (De Salles y Romero, 1991) y (Romero *et al.*, 1996).

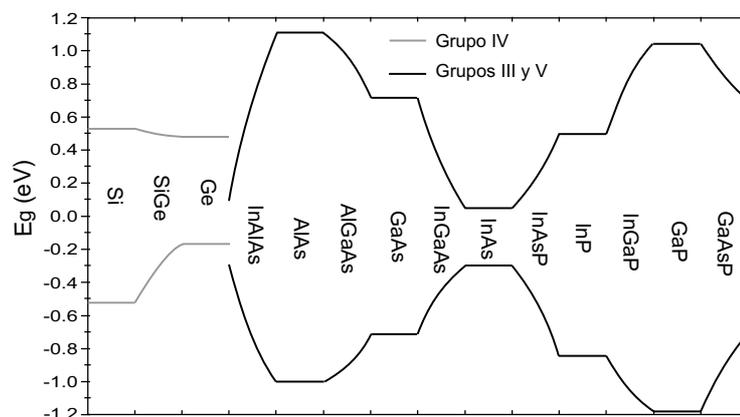


Figura 4. Ancho de banda prohibida para los diferentes semiconductores.

La presencia del efecto fotoconductor ó fotovoltaico en el transistor depende de la región en donde los fotones son absorbidos y esto a su vez depende de la longitud de onda de la luz incidente y del semiconductor de que esta constituido el transistor.

II.3.1. Efecto fotoconductor

El efecto fotoconductor está presente cuando los fotones son absorbidos en la región no desértica del transistor (capa canal). Los pares electrón-hueco fotogenerados en la capa canal incrementan la concentración superficial de electrones (n_s) y son directamente colectados por el 2-DEG debido al campo eléctrico de la polarización de drenador.

La corriente producida por el flujo de los portadores fotogenerados ($I_{ds_{ph}}$) se suma a la corriente fuente-drenador del transistor pero su magnitud es muy pequeña debido al estrecho espesor de la capa canal; no obstante, esta fotocorriente puede responder a altas frecuencias de modulación del láser gracias a que el incremento de portadores es fotogenerado en la zona no desértica del transistor donde existe mínima dispersión para el flujo de electrones y por lo tanto el tiempo de tránsito de los portadores es muy pequeño comparado con su tiempo de recombinación.

La corriente ($I_{ds_{ph}}$) generada por el efecto fotoconductor no cambia con pequeñas variaciones en el voltaje de polarización de compuerta (V_{GS}), quedando en función solamente del espesor de la capa canal y de la potencia óptica absorbida por el semiconductor (De Salles y Romero, 1991).

II.3.2. Efecto fotovoltaico

El efecto fotovoltaico tiene una contribución mayor que el fotoconductor sobre la ganancia del transistor. El efecto fotovoltaico se debe principalmente a los huecos fotogenerados en las capas externas al canal (capa donadora y/o buffer) que no pueden ser alcanzados por el campo longitudinal de la polarización de fuente-drenador y en su lugar son atraídos por el campo transversal contribuyendo con una carga positiva que influye directamente a la antipolarización de compuerta.

Existen en la literatura reportes que tratan de explicar el comportamiento de los huecos fotogenerados como son: (De Salles y Romero, 1991), (Lucyszyn y Robertson, 1998), (Romero y Herczfeld, 1995), (Romero *et al.*, 1996), (Takanashi *et al.*, 1998) por citar algunos.

La mayoría de estos reportes coincide en que existen dos formas en que se puede producir el efecto fotovoltaico en función del semiconductor donde los portadores son generados: El efecto fotovoltaico externo y el efecto fotovoltaico interno.

Efecto fotovoltaico externo

El efecto fotovoltaico externo se presenta cuando pares electrón-hueco son generados en el semiconductor de la capa donadora y posteriormente son separados por los campos internos del transistor: los electrones son barridos al 2-DEG contribuyendo con un pequeño incremento en la corriente fuente-drenador, los huecos en cambio, son atraídos por el potencial negativo presente en la compuerta. La corriente de compuerta producida por el flujo de huecos dirigiéndose al circuito externo induce un fotovoltaje que se

suma al voltaje de polarización de compuerta provocando un incremento significativo en la corriente fuente-drenador.

La contribución del efecto fotovoltaico externo a la ganancia del transistor es mayor con una resistencia externa grande ($>1 \text{ M}\Omega$) en el circuito de polarización de compuerta (De Salles y Romero, 1991) y (Lucyszyn y Robertson, 1998), pero se manifiesta sólo a bajas frecuencias de modulación del láser ya que su respuesta en frecuencia depende de la constante de tiempo en el circuito de polarización de compuerta.

Efecto fotovoltaico interno

El efecto fotovoltaico interno ha sido estudiado por algunos autores (Romero *et al.*, 1996) y (Romero y Herczfeld, 1995) concluyendo que este puede igualmente presentarse en transistores HEMTs y PHEMTs, haciendo la función de una compuerta óptica en el transistor bajo iluminación.

El efecto fotovoltaico interno se presenta cuando los pares electrón-hueco son generados en el semiconductor de la capa “buffer”, los electrones son barridos al 2-DEG contribuyendo con un pequeño incremento en la corriente de drenador; los huecos son atraídos a la interfase con el substrato semiaislante para acoplarse capacitivamente a tierra con la metalización posterior del transistor. La carga positiva de los huecos acumulados en la interfase buffer-substrato contribuye al encurvamiento de las bandas modulando el 2-DEG y provocando un incremento significativo en la corriente fuente-drenador.

Un fenómeno menos estudiado es la fotorrespuesta negativa (Romero y Herczfeld, 1995)

(estudiada como parte del efecto fotovoltaico interno) y es atribuida al potencial acumulado debido a las trampas que retienen los portadores de carga negativos en la capa “buffer”. El efecto de esta carga negativa en el “buffer” influye al aplanamiento de las bandas de energía contribuyendo con una disminución en la corriente fuente-drenador.

II.4. Modelo no-lineal del PHEMT

La estructura del transistor contiene elementos distribuidos debido a las propiedades físicas de las capas de semiconductor que lo componen y uniones entre ellas. Estos elementos presentan un comportamiento no lineal bajo diferentes condiciones de polarización.

El transistor en sí, es un dispositivo no lineal que puede ser descrito por un circuito equivalente cuasiestático¹ que contiene elementos lineales y no-lineales; la ventaja de usar una aproximación cuasiestática, es que un modelo lineal del transistor puede ser convertido fácilmente a modelo no-lineal.

En un circuito lineal, cada capacitor, resistor o fuente controlada es caracterizado por uno ó a lo mucho dos constantes. En un modelo no-lineal, en cambio, los valores de los elementos son función de sus voltajes de control y contienen constantes importantes que no pueden ser determinadas con suficiente exactitud, por lo que deben ser obtenidas a partir de los datos medidos.

El modelo lineal del transistor (figura 5) está compuesto de elementos intrínsecos (C_{GS} ,

¹Los elementos no lineales cambian instantáneamente con el cambio del voltaje de control

C_{GD} , C_{DS} , R_i , g_{ds} , g_m y τ) que definen el comportamiento del transistor y son dependientes del punto de polarización; y elementos extrínsecos ó parásitos (R_S , R_D , R_G , L_S , L_D , L_G , C_{PG} y C_{PD}) que no dependen de la polarización y representan el medio en que el transistor se encuentra inmerso.

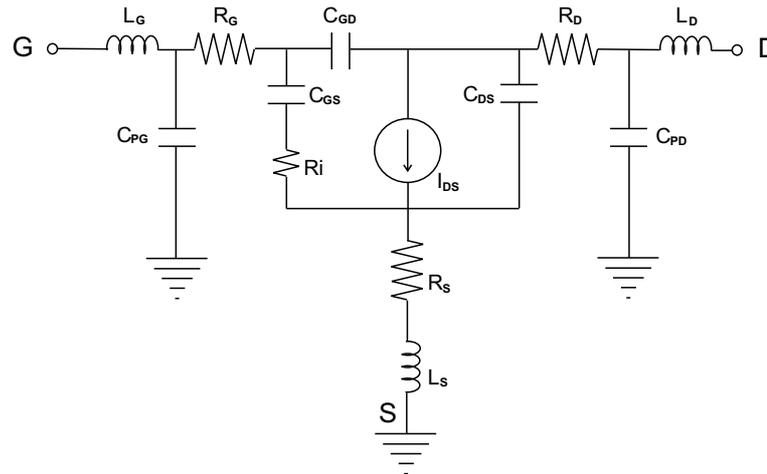


Figura 5. Modelo lineal del PHEMT.

Para obtener los valores de estos elementos, es necesario caracterizar al transistor en estática y dinámica; la fuente dependiente I_{DS} (en el modelo) incluye g_m y g_{ds} , y se obtiene a partir de las mediciones estáticas I-V, sin embargo, el resto de los elementos son extraídos de la caracterización dinámica del transistor utilizando ecuaciones de Dambrine *et al.* (1988), Berth (1990) y Reynoso *et al.* (1996). El modelo de circuito equivalente puede ser construido con los valores obtenidos de cada elemento a un punto de polarización, pero también puede ser convertido fácilmente a modelo no lineal en función de sus voltajes de polarización sustituyendo los valores de los elementos con mayor no linealidad (C_{GS} , C_{GD} e I_{DS}) por modelos empíricos de éstos elementos.

En la literatura existen algunos modelos empíricos para representar las no-linealidades de la corriente $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$ del PHEMT, como son el modelo de Curtice y Ettenberg (1985), el modelo de Chen *et al.* (1998), el modelo de Angelov *et al.* (1993) y algunos más que modelan el comportamiento de las capacitancias C_{GS} y C_{GD} como el modelo de Statz (1987) y el modelo de Loo (2000).

Capítulo III

Osciladores

III.1. Introducción

Los osciladores son dispositivos que convierten energía de una fuente continua a una señal variante periódicamente y representan la realización de una de las bases fundamentales de la física: “la oscilación armónica”. Osciladores mecánicos (como el péndulo), electromagnéticos (basados en circuitos LC ó cavidades) y atómicos (láseres y másers), proporcionan una aproximación para la realización de la oscilación armónica ideal; el grado de pureza espectral y estabilidad de la señal de salida, es la medida de la exactitud de esta aproximación y es fundamentalmente dependiente de la capacidad de almacenar energía del oscilador.

Un tipo particular de oscilador ampliamente usado en la actualidad es el oscilador electrónico, que básicamente consiste en un dispositivo activo (diodo o transistor) y un elemento resonante pasivo que, combinados, convierten potencia de corriente directa en potencia de radio frecuencia. La frecuencia de la señal de salida está determinada por el filtro del circuito resonante, mientras el elemento activo provee la energía extra necesaria para mantener el nivel de la señal de salida en su estado estacionario.

Para iniciar la oscilación, el circuito oscilador debe ser inestable alrededor de su punto de operación, entonces, podrá producir una señal transitoria creciente al ser perturbado

por una excitación inicial. El crecimiento de la señal es limitado por las no-linealidades del transistor hasta alcanzar el estado estacionario.

El ruido interno del circuito en el oscilador autónomo, proporciona la excitación inicial necesaria para su funcionamiento; éste es amplificado sobre la banda de frecuencias donde la ganancia (de transmisión ó reflexión) del circuito es mayor a uno y atenuado a cualquier otra frecuencia, por esto se puede decir que la señal de salida de un oscilador “es sólo ruido amplificado en una estrecha banda de frecuencia”.

En este capítulo se presenta la información básica para poder identificar las dos diferentes configuraciones del oscilador electrónico armónico:

- Oscilador de reflexión

- Oscilador de transmisión

Además se da una breve explicación sobre el funcionamiento del oscilador de transmisión y se reproduce detalladamente el procedimiento matemático para obtener la ecuación de Adler para la sincronización eléctrica por inyección en osciladores. Finalmente, se presenta una breve reseña sobre algunos trabajos relacionados con la inyección óptica en osciladores.

III.1.1. Oscilador de reflexión

El oscilador de reflexión está compuesto por dos redes de un puerto: la red que contiene al dispositivo activo (diodo ó transistor) es llamada red de resistencia negativa y actúa como un amplificador de reflexión de $|\Gamma| > 1$ a la frecuencia deseada; la parte restante

contiene el circuito resonante que actúa como filtro de rechazo de banda y presenta un coeficiente de reflexión cercano a uno a la frecuencia deseada y cercano a cero a cualquier otra frecuencia.

Para que se dé la oscilación la ganancia de reflexión en la red de resistencia negativa debe ser suficiente para compensar las pérdidas del circuito resonante y cumplir con la condición de oscilación para el estado estacionario $\Gamma_T * \Gamma_R = 1$ ó su equivalente en términos de impedancia $Z_T + Z_R = 0$.

III.1.2. Oscilador de transmisión o retroalimentado

El oscilador de transmisión representado en la figura 6, toma las bases del primer oscilador electrónico inventado por L. D. Forest en 1912 (Van Der Pol, 1920) y descrito por la teoría de oscilación de Van Der Pol (1934), en el cual, el flujo de electrones emitidos por el cátodo en su camino hacia el ánodo son modulados por el potencial presente en la rejilla. Este potencial es obtenido de la retroalimentación de corriente del circuito del ánodo a la rejilla a través de un elemento que almacena energía (filtro LC).

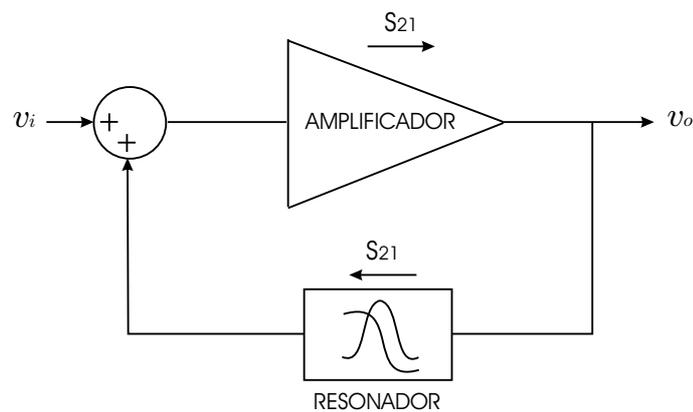


Figura 6. Oscilador de transmisión.

Este mismo principio es la base para el oscilador de transmisión moderno pero utilizando dispositivos de estado sólido en lugar de tubos al vacío.

En los sistemas de control es bien conocido que para estabilizar un sistema es necesario en ocasiones incluir una retroalimentación negativa. Ésta retroalimentación negativa ocurre cuando la señal retroalimentada se resta a la señal de entrada del sistema.

En el caso de osciladores de transmisión, para lograr que el dispositivo activo sea inestable se debe incluir una red de retroalimentación cuya señal se suma a la señal de entrada (retroalimentación positiva) y, por supuesto, la fase de la señal de retroalimentación determina si ésta se suma ó se resta a la señal de entrada. En otras palabras, para que se dé la retroalimentación positiva el total de corrimiento de fase asociado a la trayectoria de lazo cerrado debe ser 0° ó un múltiplo de 360° .

Para obtener una mayor ganancia de lazo cerrado, es necesario colocar cualquier red que produzca ganancia sobre la trayectoria directa para incrementar el S_{21} del sistema obteniendo una mayor potencia de salida y, de igual forma, cualquier red que produzca pérdidas debe colocarse sobre la trayectoria de retroalimentación contribuyendo a aumentar el aislamiento S_{12} del sistema aumentando también la potencia de salida.

Bajo esta configuración, el oscilador de transmisión retroalimentado puede ser representado por el diagrama a bloques de la figura 7, en donde:

- a, es la ganancia del transistor (S_{21A})
- $\frac{v_o}{v_i}$, es la ganancia de lazo cerrado
- f, son las pérdidas en la red pasiva (S_{21R})

- af , es la magnitud de la transición de lazo ó ganancia de lazo abierto

Y de la representación a bloques del sistema podemos obtener la ganancia de lazo cerrado como:

$$\frac{v_o}{v_i} = \frac{a}{1 - af} \quad (2)$$

La ecuación 2 puede escribirse en términos de los coeficientes de transmisión como:

$$\frac{v_o}{v_i} = \frac{S_{21A}}{1 - S_{21R} * S_{21A}} \quad (3)$$

De donde se obtiene la condición de oscilación para el estado estacionario (criterio de Barkhausen) a partir de la ecuación característica del sistema:

$$S_{21A} * S_{21R} = 1 \quad (4)$$

Que nos dice, que la ganancia de lazo debe ser unitaria $|S_{21A}| * |S_{21R}| = 1$ y el tiempo de propagación a través del lazo debe ser un número entero de periodos de oscilación o lo que es igual, la longitud de la trayectoria de retroalimentación debe ser un número entero de longitudes de onda $\theta_{21A} + \theta_{21R} = 0^\circ$.

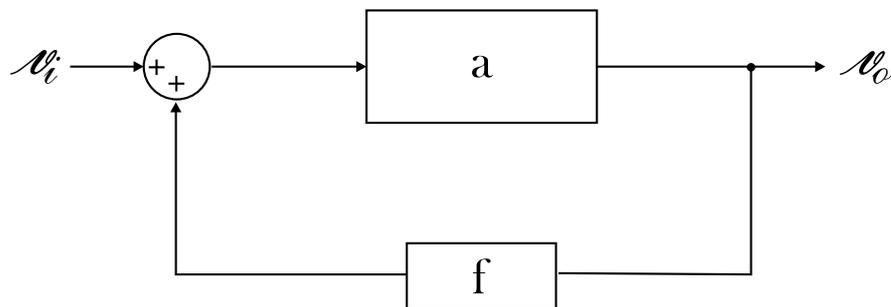


Figura 7. Diagrama a bloques del oscilador de transmisión.

Transitorio en el oscilador de transmisión

Antes de alcanzar el estado estacionario, el oscilador pasa por un periodo de tiempo transitorio (figura 8) en donde la señal de salida aumenta su amplitud; ésta al ser retroalimentada a la entrada hace que la ganancia del dispositivo activo se comprima ($S_{21A}(\omega, A)$), por lo que debemos considerar la condición inicial de oscilación $|S_{21A}| * |S_{21R}| > 1$ para que, gracias al efecto de compresión de ganancia en gran señal, el circuito pueda estabilizarse en el estado estacionario con una ganancia de lazo unitaria.

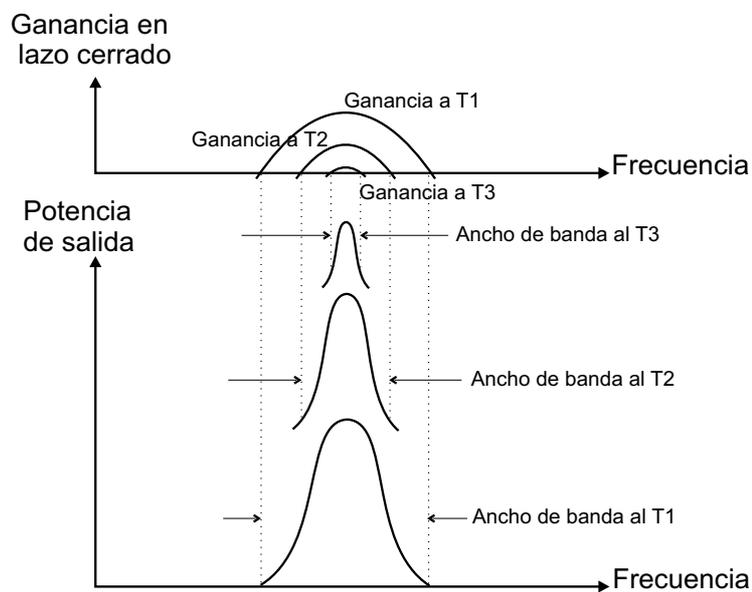


Figura 8. Detalles del crecimiento de la amplitud.

III.2. Inyección eléctrica en osciladores

Si un oscilador libre de frecuencia ω_0 es perturbado por una señal externa de similar frecuencia (ω_1), las frecuencias presentes producirán una frecuencia pulsante $\Delta\omega_0 = \omega_0 - \omega_1$, tal que ω (frecuencia instantánea del oscilador perturbado), puede

ser representada por un amplio espectro de frecuencias extendidas a ambos lados de su valor promedio (figura 10(a)); sin embargo, bajo ciertas condiciones, la inyección eléctrica en un oscilador puede ocasionar que la frecuencia instantánea ω del oscilador perturbado se desplace a la frecuencia de la señal inyectada (sincronización). El rango de frecuencias al que el oscilador puede ser amarrado es llamado “banda de sincronía”. La figura 9, muestra la representación de las señales presentes a la entrada de un oscilador de reflexión, donde:

- $E \rightarrow$ Amplitud de la señal instantánea de frecuencia ω , retroalimentada a la entrada del oscilador perturbado.
- $E_1 \rightarrow$ Amplitud de la señal externa de frecuencia ω_1 , inyectada al oscilador.
- $E_g \rightarrow$ Amplitud de la señal presente en la compuerta del transistor debido a la contribución de los voltajes E y E_1 en la malla de entrada.

Las condiciones necesarias para el amarre dependen en gran manera de la diferencia de frecuencia $\omega_0 - \omega_1$ y de la variación con el tiempo de la frecuencia instantánea ω

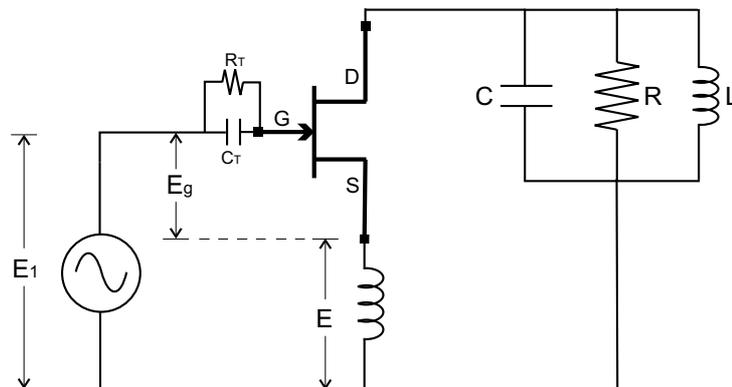


Figura 9. Representación de los voltajes a la entrada del oscilador.

del oscilador perturbado; si esta variación es rápida un brusco ajuste no puede darse instantáneamente; sin embargo, si el circuito reproduce variaciones de ω sin un retardo notable, cada mitad de la banda de paso debe ser amplia comparada con la frecuencia pulsante, entonces el mínimo ancho de banda para la sincronía será:

$$\frac{\omega_0}{2Q} \gg \Delta\omega_0 \quad \text{ó} \quad \frac{BW}{2} \gg \Delta\omega_0 \quad (5)$$

La rapidez de variación de la amplitud en el oscilador perturbado (figura 10(b)), depende también de $\Delta\omega_0$; el mecanismo de control de amplitud deberá tener una constante de tiempo pequeña comparada con un ciclo pulsado.

$$T = C_T R_T \quad \text{ó} \quad T \ll \frac{1}{\Delta\omega_0} \quad (6)$$

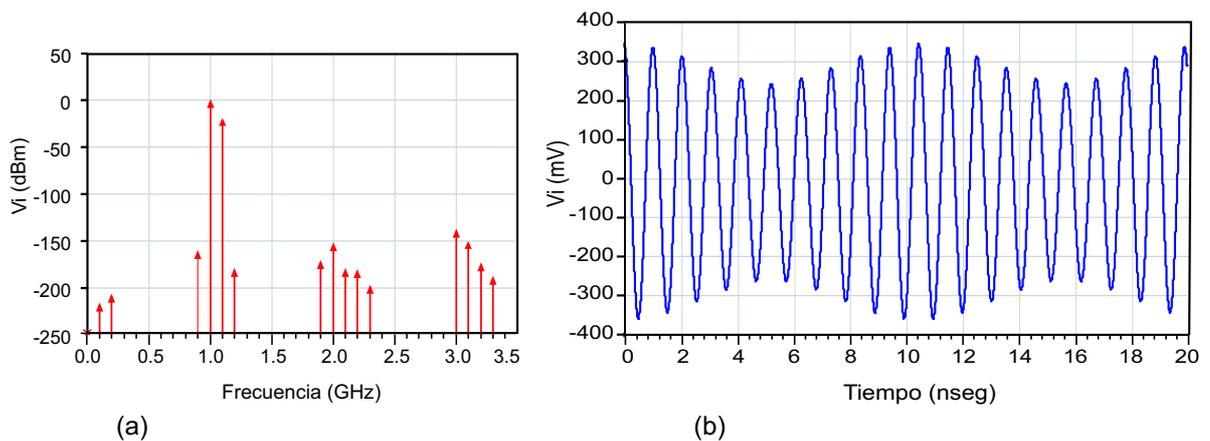


Figura 10. Señal de entrada en el oscilador perturbado a)espectro en frecuencia b)señal en el tiempo.

III.2.1. Ecuación de Adler para el amarre

Robert Adler obtiene la banda de sincronía para el oscilador de reflexión, con la llamada “Ecuación de Adler para el Amarre” (Adler, 1946), con la que establece la banda de frecuencias de la señal externa inyectada a la que el oscilador puede ser amarrado. El desarrollo matemático para obtener la ecuación de Adler se describe detalladamente enseguida.

Si el oscilador cumple con las condiciones de las ecuaciones 5 y 6, una tercera condición necesaria para establecer la ecuación de Adler es, que la amplitud de la señal inyectada al oscilador sea mucho menor que la amplitud de la señal retroalimentada.

$$E_1 \ll E \quad (7)$$

Estas dos señales pueden ser representadas en forma fasorial, como se muestra en la figura 11(a). Bajo ésta representación, la amplitud de la señal está dada por la magnitud del vector, y la frecuencia es representada por el cambio de dirección del vector respecto al tiempo. De tal forma que si la diferencia de frecuencias entre E y E_1 ($\omega - \omega_1$)

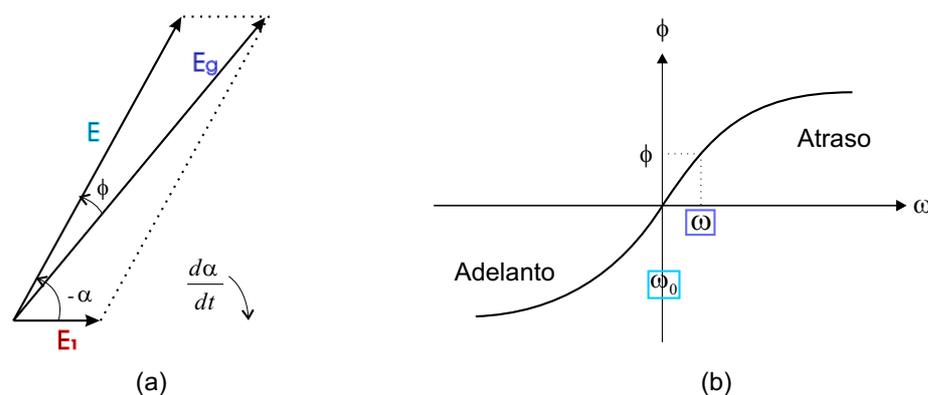


Figura 11. a) Representación vectorial de los voltajes instantáneos a la entrada del oscilador, b) Característica de fase del oscilador de reflexión.

es pequeña, el cambio de α (diferencia de fase entre la frecuencia inyectada ω_1 y la frecuencia instantánea retroalimentada ω) respecto al tiempo también será pequeño.

Por otro lado si las frecuencias ω y ω_1 son iguales, $d\alpha/dt = 0$.

Utilizando la representación fasorial, es posible entonces, representar la diferencia de frecuencias entre las dos señales como el cambio en la fase con respecto al tiempo entre los vectores.

$$\Delta\omega = \frac{d\alpha}{dt} \quad (8)$$

Por otro lado, la diferencia de fase ϕ existente entre la señal retroalimentada (E) y la señal resultante en la malla de entrada (E_g), deberá ser cero sólo a la frecuencia libre del oscilador, a cualquier otra frecuencia la longitud de la trayectoria de lazo producirá un corrimiento de fase $\phi \neq 0$. De tal forma que, mientras mayor sea ϕ , la frecuencia del oscilador estará más alejada de la frecuencia libre, por lo tanto, el ángulo de fase ϕ es representativo de la banda de sincronía del oscilador.

Por lo anterior, de la figura 11(a) podemos obtener la diferencia de fase instantánea ϕ entre la señal retroalimentada (E) y la señal resultante en la malla de entrada (E_g) al inyectar una señal E_1 al oscilador.

$$tg(\phi) = \frac{E_1}{E} sen(-\alpha) \quad (9)$$

Pero debido a la tercera condición $E_1 \ll E$, el ángulo de fase ϕ siempre será pequeño por lo que se puede aproximar:

$$\phi = -\frac{E_1}{E} sen(\alpha) \quad (10)$$

Ahora bien, a partir de la característica de fase en función de la frecuencia (Adler, 1946), que se muestra en la figura 11(b), es posible obtener la frecuencia que produce un corrimiento de fase ϕ en el oscilador amarrado. Entonces la diferencia de frecuencias entre la libre oscilación y la frecuencia del oscilador amarrado puede calcularse a partir del factor de calidad cargado del circuito en función de la pendiente de la curva de fase:

$$Q_L = 0.5\omega_0 \frac{d\phi}{d\omega} \quad (11)$$

Sabiendo que:

$$\phi = \frac{d\phi}{d\omega}(\omega - \omega_0) \quad (12)$$

Utilizando (11) la ecuación (12) se escribe:

$$\phi = \frac{2Q_L}{\omega_0}(\omega - \omega_0) \quad (13)$$

Igualando la ecuación (10) con la ecuación (13) se tiene que:

$$-\frac{E_1}{E} \text{sen}(\alpha) = \frac{2Q_L}{\omega_0}(\omega - \omega_0) \quad (14)$$

Resolviendo para ω :

$$\omega = -\frac{E_1}{E} \frac{\omega_0}{2Q_L} \text{sen}(\alpha) + \omega_0 \quad (15)$$

Restando ω_1 en ambos miembros de (15) se tiene:

$$\omega - \omega_1 = -\frac{E_1}{E} \frac{\omega_0}{2Q_L} \text{sen}(\alpha) + \omega_0 - \omega_1 \quad (16)$$

Escribiendo la ecuación (8) en función de $\omega - \omega_1$ se tiene:

$$\frac{d\alpha}{dt} = \omega - \omega_1 \quad (17)$$

Igualando (16) y (17), $\frac{d\alpha}{dt}$ se escribe como:

$$\frac{d\alpha}{dt} = -\frac{E_1}{E} \frac{\omega_0}{2Q_L} \text{sen}(\alpha) + \Delta\omega_0 \quad (18)$$

El oscilador alcanza la sincronización cuando la diferencia de fase entre E y E_1 es constante por lo que:

$$\frac{d\alpha}{dt} = 0 \quad (19)$$

Lo que conduce a:

$$-\frac{E_1}{E} \frac{\omega_0}{2Q_L} \text{sen}(\alpha) + \Delta\omega_0 = 0 \quad (20)$$

Ahora, resolviendo para $\text{sen}(\alpha)$ se tiene:

$$\text{sen}(\alpha) = \Delta\omega_0 \frac{E}{E_1} \frac{2Q_L}{\omega_0} \quad (21)$$

Considerando que $\text{sen}(\alpha) \leq 1$, podemos escribir:

$$\Delta\omega_0 \frac{E}{E_1} \frac{2Q_L}{\omega_0} \leq 1 \quad (22)$$

Entonces, la sincronización se dará cuando:

$$\Delta\omega_0 \leq \frac{E_1}{E} \frac{\omega_0}{2Q_L} \quad (23)$$

Para más comodidad la ecuación 23 se puede escribir en términos de potencias tomando en cuenta que:

$$P = 0.5 \frac{V^2}{R} \quad (24)$$

Entonces:

$$\Delta\omega_0 \leq \frac{\omega_0}{2Q_L} \sqrt{\frac{P_{iny}}{P_{oper}}} \quad (25)$$

La ecuación 25, representa “la ecuación de Adler para el amarre”. Para establecer el límite máximo de la banda de sincronía tomamos $\sin(\alpha) = 1$, y recordando que ω_1 puede ser próxima inferior o próxima superior de ω_0 , la banda de sincronía será igual a $2\Delta\omega_0$:

$$BW_{sinc} = \frac{\omega_0}{Q_L} \sqrt{\frac{P_{iny}}{P_{oper}}} \quad (26)$$

Entonces, si la diferencia de frecuencias entre la señal del oscilador y la señal inyectada cumple con la condición de Adler (ecuación 25), la frecuencia del oscilador será desplazada a la frecuencia de la señal inyectada. Sin embargo, este desplazamiento en la frecuencia fundamental del oscilador permite la existencia de un corrimiento de fase entre la señal de salida del oscilador y la señal retroalimentada a la entrada del mismo y éste defasamiento será proporcional al corrimiento que se dé en frecuencia.

Por otro lado, Adler asegura que al inyectar una señal externa con la misma frecuencia que la señal del oscilador pero con una diferencia de fase inicial α_1 , la fase de la oscilación deberá ajustarse a la fase de la señal inyectada en forma similar a la descarga de un capacitor (Adler, 1946).

III.3. Sincronización de osciladores por inyección óptica

La sincronización de osciladores por medio de una señal eléctrica ha sido estudiada y aplicada desde hace varias décadas, sin embargo las ventajas que ofrece el medio de transmisión óptico pueden ser aprovechadas en el control óptico de osciladores.

El proceso de sincronización de osciladores por medio de la inyección de una señal óptica modulada es idéntico a la sincronización por inyección eléctrica. La única diferencia es como ésta es inyectada al circuito oscilador.

Para la sincronización, una señal óptica modulada en amplitud puede iluminar directamente la región activa del transistor (inyección directa) ó ser detectada por un fotodiodo de alta eficiencia e inyectada eléctricamente al circuito oscilador (inyección indirecta); además, para superar las limitaciones de ancho de banda de los diodos láser, la característica no-lineal del enlace óptico puede ser explotada (inyección subarmónica).

Los autores Seeds y De Salles reportan un estudio sobre el control óptico directo en osciladores fabricados utilizando componentes de 2 y 3 terminales (Seeds y De Salles, 1990). Ellos encontraron mayores ventajas en el control óptico de osciladores basados en MESFETs y HEMTs que los realizados con diodos IMPATT y TRAPATT. Sin embargo, concluyen que la mayoría de los dispositivos fabricados con estructuras estándares presentan un ineficiente acoplamiento de la señal óptica y por lo tanto presentan un desempeño limitado. Como una solución a éste inconveniente, el coeficiente de acoplamiento óptico puede ser mejorado cambiando el diseño de los dispositivos actuales y creando nuevas estructuras que tengan un acceso óptico más eficiente.

Otros autores han enfocado su estudio a la inyección subarmónica (Daryoush *et al.*, 1986), (Zhang *et al.*, 1992), con la finalidad de alcanzar sincronización de osciladores locales en el rango de las frecuencias milimétricas haciendo uso de la inherente no linealidad del enlace óptico y evitando la modulación directa del láser a frecuencias altas.

Afshin Daryoush realiza un arreglo experimental utilizando dos osciladores independientes en banda X diseñados con transistores FETs, los cuales son conectados a un oscilador maestro por medio de un enlace óptico (Diodo láser-Fotodetector-Amplificador) para ser sincronizados subarmónicamente (Daryoush *et al.*, 1986).

La señal de un láser modulado a una subarmónica del oscilador libre es detectada por el fotodiodo e inyectada eléctricamente a los osciladores para mantener la sincronización de los osciladores locales en un rango de temperatura de -45° a 65°C .

Daryoush concluye que la fuente de mayor no linealidad se encuentra en el enlace óptico, de tal forma que si el diodo láser es modulado a una frecuencia cercana a su propia frecuencia de resonancia presenta un fuerte comportamiento no lineal y las armónicas generadas pueden alcanzar niveles más altos que la fundamental. Estas armónicas nos dan el multiplicador de frecuencia necesario para obtener una señal óptica modulada en ondas milimétricas que puede amarrar (directa ó indirectamente) el oscilador.

En un experimento más, Daryoush extendió su análisis a la sincronización subarmónica indirecta de dos osciladores de frecuencia 21.5 GHz obteniendo mejores resultados con la inyección subarmónica de $1/4$ de la frecuencia fundamental; después de haber alcanzado coherencia en frecuencia en el sistema, Daryoush corrige la diferencia de fase entre los osciladores locales estirando la fibra óptica mediante un cristal piezoeléctrico para alargar la trayectoria óptica en uno de los osciladores y compensar la diferencia de fase entre ellos (Daryoush, 1990).

Algunas aplicaciones requieren no solo coherencia en frecuencia sino también control de fase, sin embargo las técnicas ópticas existentes para el control de fase presentan un

gran número de inconvenientes (Esman *et al.*, 1989).

Basado en las propiedades mismas del oscilador sincronizado por inyección, donde la fase relativa del oscilador es determinada por la diferencia de frecuencia entre el oscilador libre y la señal inyectada, Esman propone una técnica óptica para controlar el corrimiento de fase del oscilador reduciendo esta diferencia de frecuencias.

Dado que la frecuencia libre para el oscilador iluminado depende del promedio de potencia óptica incidente, es posible desplazar esta frecuencia variando la potencia óptica hasta alcanzar la frecuencia de la señal inyectada. Los resultados reportados (Esman *et al.*, 1989), muestran la obtención de un rango de sintonización de fase mayor a 180° , concluyendo que esta técnica presenta muchas ventajas sobre las técnicas conocidas.

Tomando en cuenta los resultados satisfactorios reportados en la mayoría de los artículos presentados sobre la sincronización óptica de osciladores, en este trabajo se intentará reproducir el experimento de sincronización mediante inyección óptica directa de un oscilador diseñado con transistores PHEMTs; y en base en la teoría presentada en los capítulos II y III se explicarán los resultados experimentales que se obtengan.

Capítulo IV

Simulación del oscilador

IV.1. Introducción

Tomando en cuenta la limitada banda de modulación de cada uno de los diodos láser disponibles para la experimentación, se propone la construcción de un oscilador de frecuencia fundamental alrededor de 6 GHz. En base a esta frecuencia se decide utilizar la configuración del oscilador de transmisión, ya que el transistor presenta alta ganancia de transmisión a bajas frecuencias mientras que resulta difícil incrementar el coeficiente de reflexión (arriba de la unidad) en frecuencias bajas. Por otra parte, la configuración de transmisión es más fácil de construir que la de reflexión, cuando se utiliza un dispositivo activo de tres terminales.

En este capítulo, se presenta la caracterización del transistor y de los elementos pasivos utilizados en la construcción del oscilador, junto con los valores de los elementos extraídos (intrínsecos y extrínsecos) que componen el modelo del transistor iluminado. Se presenta además el proceso para el diseño de un oscilador utilizando el simulador ADS¹, y por último se muestran los resultados de las simulaciones de dos osciladores bajo cinco diferentes condiciones de iluminación.

¹“Advanced Design System”, Agilent Technologies. 2002.

IV.2. Caracterización y modelado

Para el diseño del oscilador, es necesario hacer la caracterización de los dispositivos que serán utilizados, poniendo especial énfasis en la caracterización del transistor.

IV.2.1. Caracterización y modelado del transistor

La caracterización electro-óptica del transistor permite conocer la sensibilidad de los elementos del circuito eléctrico equivalente a la luz monocromática para poder utilizarlos en el diseño del oscilador iluminado.

El transistor pseudomórfico de heterounión *NE24200* con longitud de compuerta de $0.25\mu\text{m}$ en sustrato de GaAs, fue caracterizado en estático y dinámico bajo la influencia de dos diferentes diodos láser:

- El Diodo mod. 1510B de ORTEL de $\lambda = 1300\text{nm}$ modulable hasta 8 GHz.
- El Diodo mod. 1780 de NEW FOCUS de $\lambda = 850\text{nm}$ modulable hasta 7.5 GHz.

La señal emitida por cada uno de los diodos láser, fue guiada al transistor por medio de una fibra óptica multimodo. Ésta fibra fue lentillada en su extremo para ser enfocada en la parte superior del transistor por medio de un microposicionador; lo que permitió alcanzar buena eficiencia de acoplamiento óptico.

Considerando que el transistor pseudomórfico comercial *NE24200* de heterounión Al-GaAs/InGaAs, presenta una estructura similar a la figura 1, será sensible a la iluminación de los dos diodos láser utilizados:

- El láser de 1300nm con $E_g=0.946$ eV, menor a la energía requerida para ser absorbida por los materiales AlGaAs y GaAs, sólo tiene efecto en la capa canal (InGaAs).
- El láser de 850nm con $E_g=1.458$ eV, es absorbido por el GaAs y el InGaAs afectando al Buffer, sustrato y canal.

De la caracterización estática del transistor cuyas curvas I-V se muestran en la figura 12 se puede hacer una apreciación global de la variación de la corriente bajo la influencia de las dos diferentes longitudes de onda; pero más específicamente se puede observar en la figura 13, el cambio en la corriente de drenador del transistor a un punto de polarización, en función de la potencia de la luz incidente.

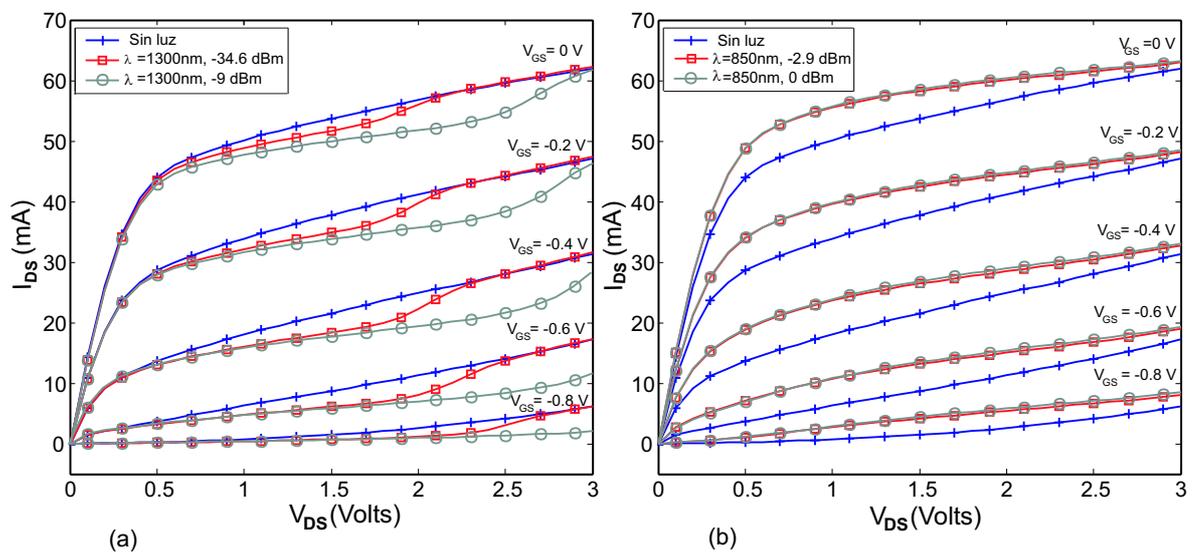


Figura 12. Característica I-V del transistor a diferentes potencias de iluminación a)láser de $\lambda=1300$ nm b)Láser de $\lambda=850$ nm.

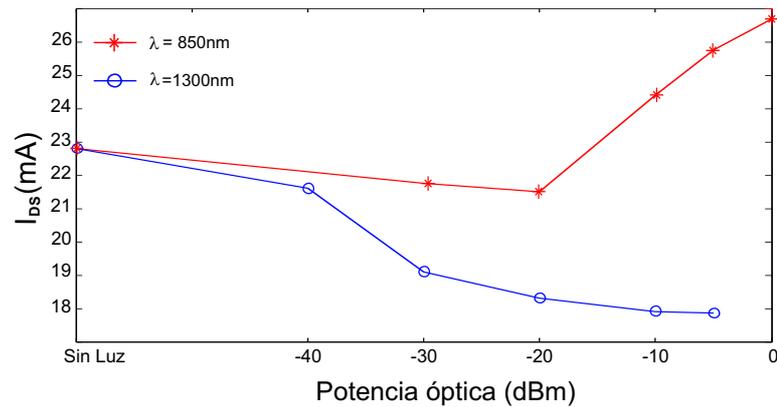


Figura 13. Corriente I_{DS} del transistor en función de la potencia óptica para el punto de polarización $V_{DS}=1.6\text{V}$ y $V_{GS}=-0.4\text{V}$.

De la caracterización dinámica del transistor mostrada en las tablas I y II, se puede observar el cambio en los parámetros S con la longitud de onda de la luz incidente, bajo la condición de polarización $V_{DS}=1.6\text{V}$ y $V_{GS}=-0.4\text{V}$ y la frecuencia señalada.

Tabla I. Parámetros S del transistor a la frecuencia 5.295 GHz para las diferentes condiciones de iluminación.

Cond. luminosa	S_{11}	S_{12}	S_{21}	S_{22}	S_{21} (dB)
Sin luz	0.891 $\angle -54.74^\circ$	0.064 $\angle 61.20^\circ$	4.993 $\angle 137.23^\circ$	0.388 $\angle -38.88^\circ$	13.967
$\lambda=1300\text{nm}, -34.6\text{dBm}$	0.892 $\angle -54.52^\circ$	0.065 $\angle 61.02^\circ$	4.891 $\angle 137.30^\circ$	0.397 $\angle -38.56^\circ$	13.787
$\lambda=1300\text{nm}, -9\text{dBm}$	0.893 $\angle -54.40^\circ$	0.065 $\angle 61.03^\circ$	4.862 $\angle 137.37^\circ$	0.400 $\angle -38.41^\circ$	13.736
$\lambda=850\text{nm}, -2.9\text{dBm}$	0.889 $\angle -55.44^\circ$	0.060 $\angle 61.80^\circ$	5.233 $\angle 136.93^\circ$	0.358 $\angle -39.70^\circ$	14.375
$\lambda=850\text{nm}, -0\text{dBm}$	0.887 $\angle -55.54^\circ$	0.060 $\angle 61.89^\circ$	5.226 $\angle 136.84^\circ$	0.354 $\angle -39.85^\circ$	14.363

Tabla II. Parámetros S del transistor a la frecuencia 6.74 GHz para las diferentes condiciones de iluminación.

Cond. luminosa	S_{11}	S_{12}	S_{21}	S_{22}	S_{21} (dB)
Sin luz	0.848 $\angle -67.52^\circ$	0.076 $\angle 55.19^\circ$	4.639 $\angle 127.53^\circ$	0.368 $\angle -47.95^\circ$	13.328
$\lambda=1300\text{nm}, -34.6\text{dBm}$	0.850 $\angle -67.27^\circ$	0.077 $\angle 54.84^\circ$	4.550 $\angle 127.60^\circ$	0.376 $\angle -47.57^\circ$	13.160
$\lambda=1300\text{nm}, -9\text{dBm}$	0.851 $\angle -67.14^\circ$	0.077 $\angle 54.83^\circ$	4.527 $\angle 127.66^\circ$	0.379 $\angle -47.39^\circ$	13.116
$\lambda=850\text{nm}, -2.9\text{dBm}$	0.845 $\angle -68.50^\circ$	0.072 $\angle 55.88^\circ$	4.864 $\angle 127.08^\circ$	0.338 $\angle -49.24^\circ$	13.739
$\lambda=850\text{nm}, 0\text{dBm}$	0.844 $\angle -68.63^\circ$	0.071 $\angle 55.88^\circ$	4.858 $\angle 127.01^\circ$	0.335 $\angle -49.28^\circ$	13.729

Además, en la figura 14 se puede observar gráficamente el cambio en los parámetros de dispersión bajo iluminación en función de la frecuencia. Este cambio a su vez, se considera un reflejo del cambio que sufren los elementos intrínsecos del transistor.

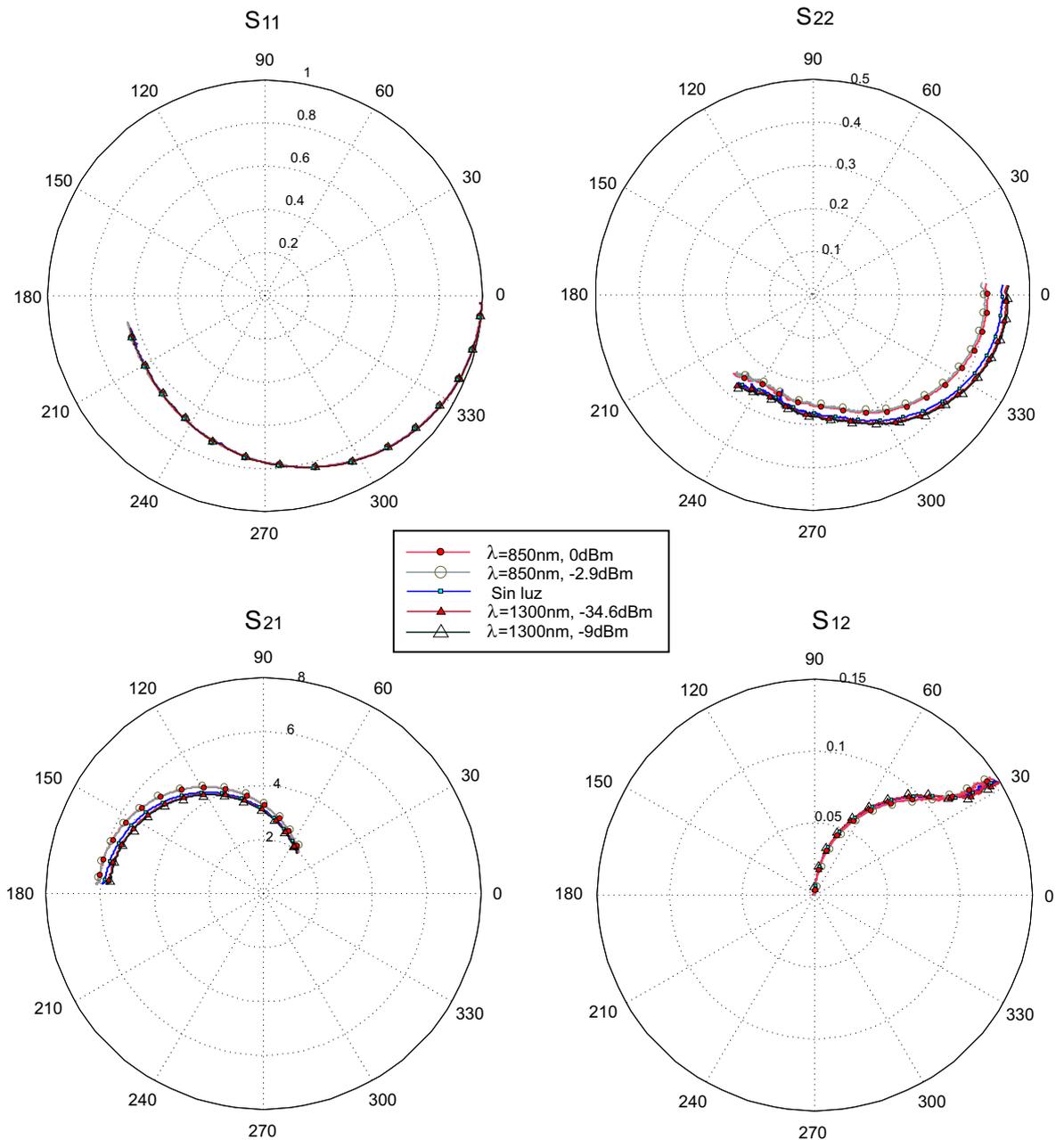


Figura 14. Parámetros S bajo iluminación del transistor NE24200 polarizado con $V_{GS}=-0.4\text{V}$ y $V_{DS}=1.6\text{V}$.

Un buen modelo que pueda predecir el comportamiento del transistor es indispensable para poder implementar un diseño en cualquier simulador y obtener resultados que se acerquen lo más posible a la realidad, y gracias al programa de extracción LMMIFET², es posible extraer los valores de los elementos intrínsecos y extrínsecos del transistor que permiten la construcción del modelo de circuito eléctrico equivalente a partir de la caracterización electro-óptica del transistor.

Es importante añadir que los elementos extrínsecos del transistor NE24200, no cambian con la polarización ni con la iluminación; los valores extraídos de estos elementos se muestran en la tabla III.

Tabla III. Valores de los elementos extrínsecos del transistor extraídos utilizando LMMIFET.

L_G	L_D	L_S	R_G	R_D	R_S	C_{PG}	C_{PD}
80.53 pH	81.55 pH	50.22 pH	0.565 Ω	2.624 Ω	2.181 Ω	41.65 fF	22.69 fF

Y con la extracción de los elementos intrínsecos, mostrados en las figuras 15, 16 y 17 se puede observar el cambio que sufre cada uno de estos elementos con el cambio en la polarización e iluminación. En particular, ponemos especial atención a la capacitancia C_{GS} que presenta un fuerte comportamiento no lineal tanto con la polarización como con la iluminación por lo que es considerado uno de los elementos que presentan mayor no linealidad, al igual que la fuente de corriente, por lo que cabe señalar que los elementos más sensibles a cambios en los voltajes de polarización, son también los más sensibles a cambios de iluminación.

²“Linear Modeling Microwaves Field Effect Transistor”, Zúñiga Juárez, J. E. 2003. (Comunicación personal)

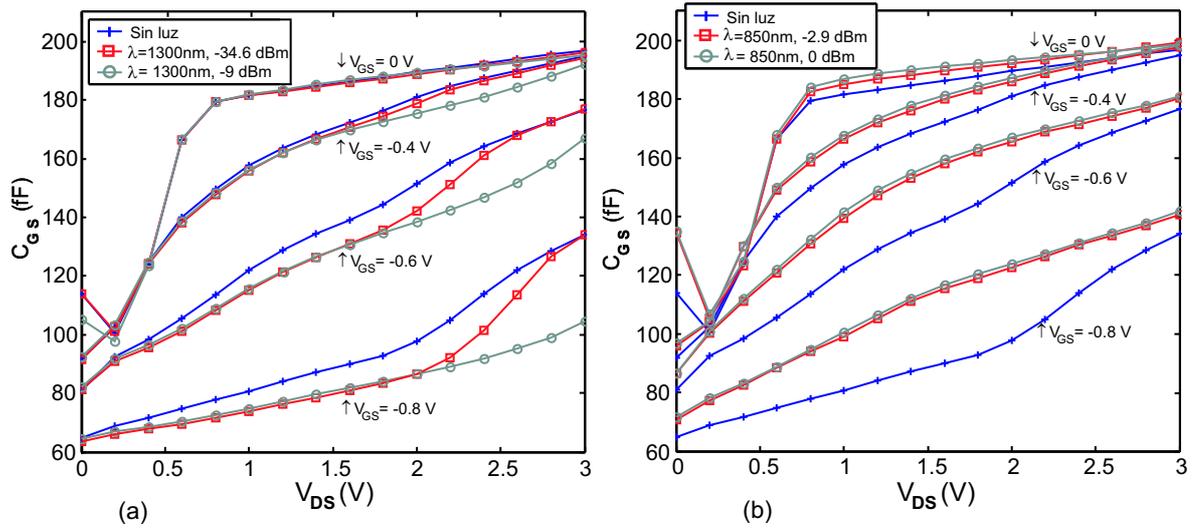


Figura 15. Capacitancia C_{GS} bajo iluminación a) con $\lambda=1300\text{nm}$ b) con $\lambda=850\text{nm}$.

Entonces, la variación de los elementos intrínsecos con la polarización, se incluye en la construcción del modelo no lineal del transistor.

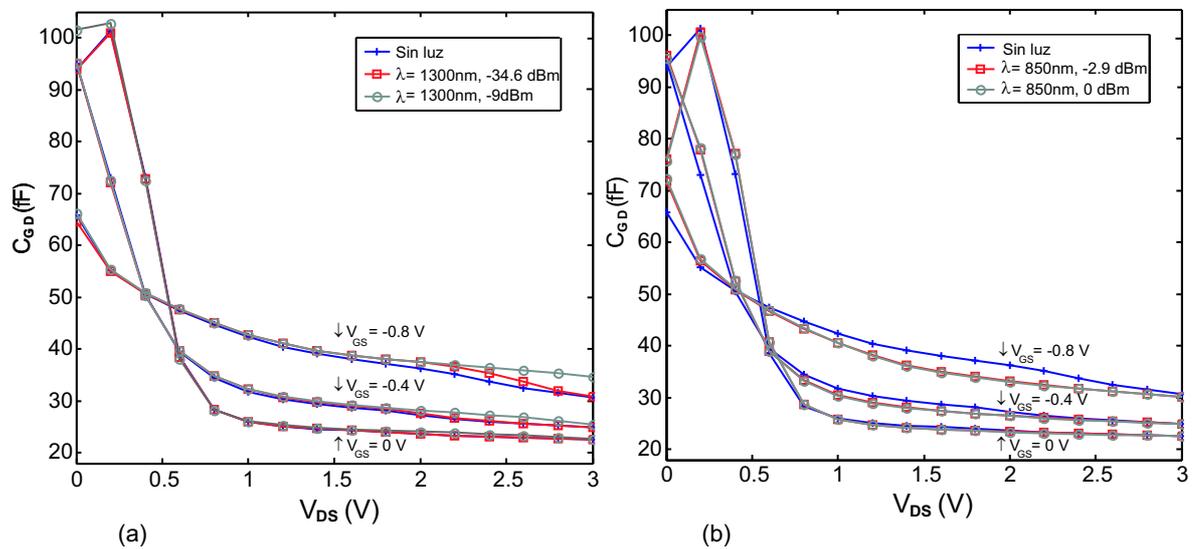


Figura 16. Capacitancia C_{GD} bajo iluminación a) con $\lambda=1300\text{nm}$ b) con $\lambda=850\text{nm}$.

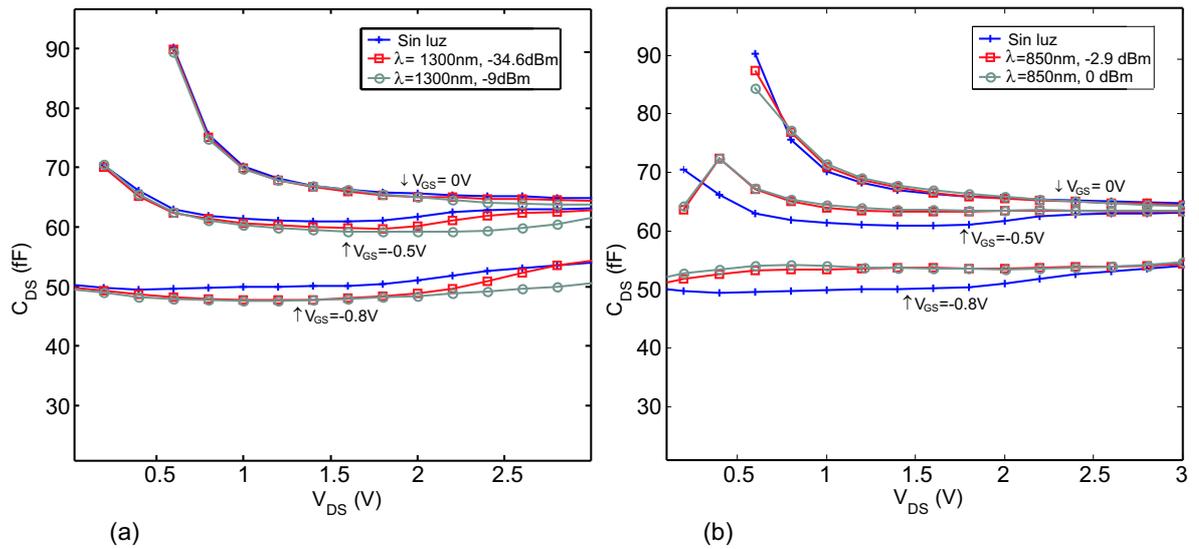


Figura 17. Capacitancia C_{DS} bajo iluminación a) con $\lambda=1300\text{nm}$ b) con $\lambda=850\text{nm}$.

Para nuestras simulaciones se utilizaron las ecuaciones de Chen de 3x2 para representar la corriente I_{DS} con el cambio en los voltajes intrínsecos de polarización (Chen *et al.*, 1998), y las ecuaciones de Loo Yau para representar las capacitancias intrínsecas C_{GS} , C_{GD} y C_{DS} en función de los voltajes extrínsecos de polarización (Loo, 2000).

Sin embargo, los cambios que sufren estos mismos elementos a la iluminación, no pueden ser considerados mediante una ecuación empírica en función de la potencia óptica, sino que es necesario construir por lo menos (para nuestro caso) 5 modelos diferentes para representar al transistor bajo las diferentes condiciones de iluminación:

- Modelo del transistor sin iluminación
- Modelo bajo la iluminación del láser de $\lambda= 1300\text{nm}$ con -34.6 dBm
- Modelo bajo la iluminación del láser de $\lambda= 1300\text{nm}$ con -9.0 dBm
- Modelo bajo la iluminación del láser de $\lambda= 850\text{nm}$ con -2.9 dBm

- Modelo bajo la iluminación del láser de $\lambda = 850\text{nm}$ con 0 dBm

IV.2.2. Caracterización y modelado del circuito resonante

Para hacer la función de circuito resonante, se utilizan dos filtros de cavidad de tipo pasabanda fabricados por la compañía MICROWAVE CIRCUITS INC, de los cuales podemos observar su comportamiento en frecuencia con la característica de magnitud que se muestra en la figura 18.

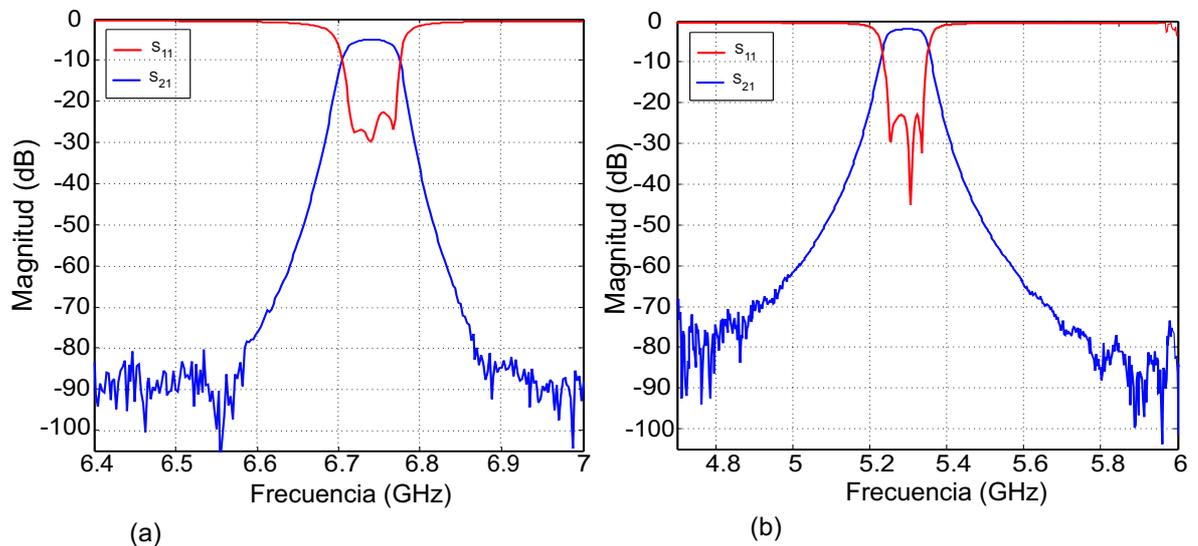


Figura 18. Caracterización de los filtros pasabanda a)Filtro 1 b)Filtro 2.

La característica de fase de cada uno de los filtros se muestra también en la figura 19 con la que podemos obtener una mejor apreciación del factor de calidad Q de dichos filtros.

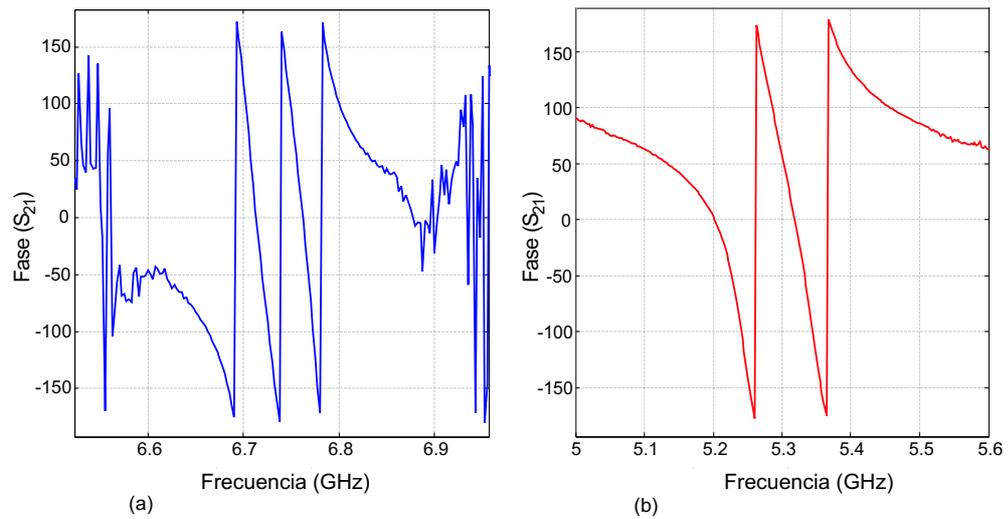


Figura 19. Característica de fase medida a)oscilador 1, b)oscilador 2.

En la tabla IV, se muestran las características eléctricas de cada filtro obtenidas experimentalmente.

Tabla IV. Caracterización del filtro pasabanda a dos diferentes frecuencias.

Nombre	No. de Parte	f_o	BW_{3dB}	Pérdidas	Tipo
Filtro 1	B167401	6.74 GHz	64 MHz	-4.7 dB	Pasabanda
Filtro 2	B0152951	5.295 GHz	110 MHz	-1.8 dB	Pasabanda

La caracterización eléctrica del filtro, al igual que el transistor, es representada por un modelo capaz de reconstruir su comportamiento en el simulador.

IV.2.3. Caracterización de los elementos pasivos utilizados

Para el resto de los elementos utilizados en la interconexión física del circuito oscilador, se cuantifican las pérdidas de transmisión individuales y son presentadas en la tabla V para las dos frecuencias de interés.

Tabla V. Pérdidas de los elementos pasivos utilizados en el montaje del banco oscilador.

Elemento	Pérdidas (5.295 GHz)	Pérdidas (6.740 GHz)
Transición Coaxial-Coplanar (2)	-1.774 dB	-1.95 dB
Acop. Dir. (Tray. directa)	-0.89 dB	-0.96 dB
Acop. Dir. (Tray. acoplada)	-9.71 dB	-10.08 dB
Cable P	-0.2881 dB	-0.3246 dB
Conexión rígida	-0.35 dB	-0.38 dB
Atenuador 1	-2.95 dB	-3.04 dB
Atenuador 2	-7.84 dB	-7.91 dB
Cable N	-1.51 dB	-1.54 dB

Estas pérdidas se suman y son representadas en el simulador como un atenuador para ser incluidas en las simulaciones.

IV.3. Simulación del oscilador utilizando ADS

La simulación de los dos osciladores de transmisión ($f_o = 5.295$ GHz y $f_o = 6.74$ GHz) se realiza al implementar el modelo de cada uno de los filtros antes mencionados y los modelos del transistor iluminado. Para fines prácticos, se plantea a continuación el desarrollo generalizado para el diseño de un oscilador, que se tomó como base para obtener los resultados que se muestran al final de este capítulo.

El diseño inicia con una aproximación lineal, donde el transistor se polariza como amplificador de clase “A” ($V_{GS} = -0.4$ V y $V_{DS} = 1.6$ V) y se conecta en cascada con el filtro (figura 20); Antes de implementar la retroalimentación, se obtiene una aproximación inicial de la ganancia y fase del sistema de lazo abierto a partir del S_{21} del “arreglo en cascada”.

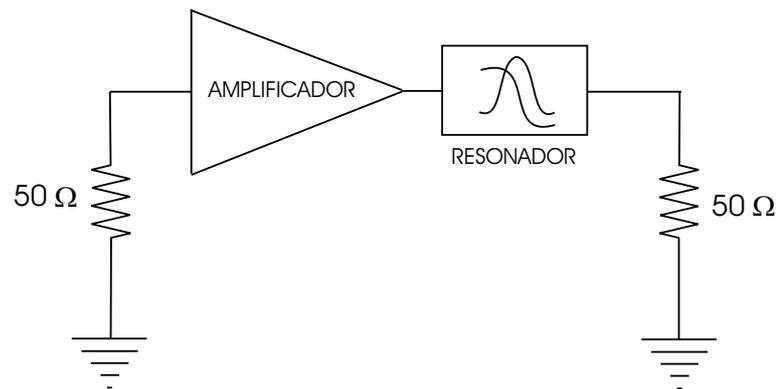


Figura 20. Arreglo en cascada del amplificador y el filtro.

Para cumplir con la condición de oscilación para el estado estacionario, el S_{21} del arreglo en cascada, deberá comprimirse hasta 0 dB (Ganancia unitaria). Sin embargo, como el transistor polarizado presenta una ganancia superior a 13 dB a la frecuencia de resonancia del filtro, es necesario incluir un atenuador (aprox. 11 dB) para contrarrestar el exceso en la ganancia de lazo del sistema y evitar que el dispositivo activo del oscilador opere en condiciones por arriba del punto de compresión de 1dB.

Por otra parte, aunque la fase del filtro cruza por 0° a su frecuencia central, es necesario compensar el corrimiento de fase que provoca el coeficiente de transmisión (S_{21}) del transistor a ésta misma frecuencia; por lo que, debemos incluir también una línea de retardo ($E = 137^\circ$ y $Z_o = 50 \Omega$) que compense este defasamiento y permita que el arreglo pueda cumplir con la condición de fase para la oscilación.

El análisis del arreglo en cascada es válido precisamente para calcular el compensador de fase y atenuación necesarios para cerrar el lazo, pero no proporciona la frecuencia ni mucho menos la potencia de salida de la oscilación.

Un mejor análisis se logra al considerar el efecto que produce la retroalimentación, y

puede lograrse fácilmente con ayuda del simulador al romper la trayectoria de lazo del sistema retroalimentado y colocar ahí un elemento de prueba (figura 21), de tal forma que podamos obtener información precisa para determinar la estabilidad y la frecuencia de oscilación del sistema utilizando el análisis de pequeña señal.

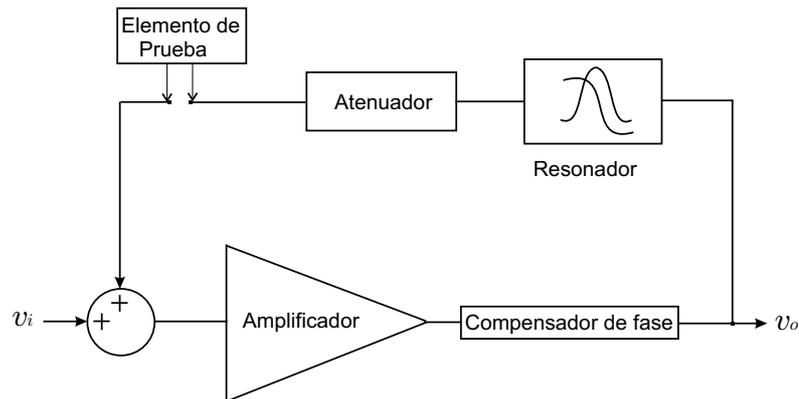


Figura 21. Configuración del oscilador retroalimentado.

El elemento de prueba en el simulador obtiene la ganancia de lazo y la fase del sistema retroalimentado en función de la frecuencia sin modificar estos resultados con su propia impedancia. Esta información debe ser mostrada para su interpretación en una gráfica de Bode (figura 22) ó en un diagrama de Nyquist (figura 23).

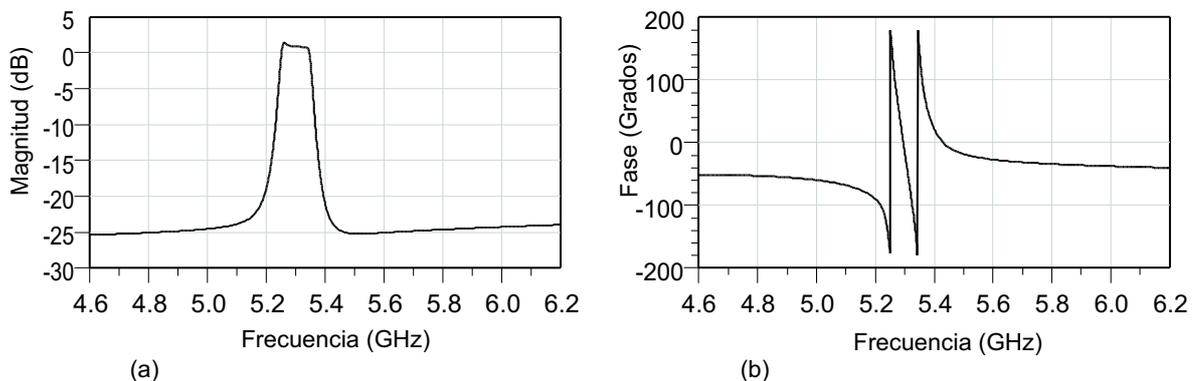


Figura 22. Diagrama de Bode representando a)magnitud y b)fase de la ganancia de lazo del sistema.

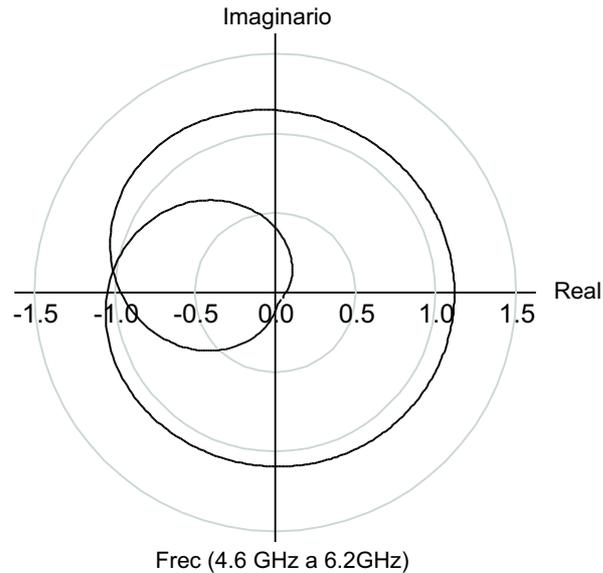


Figura 23. Ganancia de lazo abierto del oscilador representado en un diagrama de Nyquist.

Con cualquiera de las dos gráficas anteriores (aunque es más usada la de Nyquist) es posible obtener una buena aproximación de la estabilidad y frecuencia de oscilación del sistema de lazo cerrado a partir del comportamiento de los polos de lazo abierto del mismo. Sin embargo, para poder predecir la potencia de salida es necesario hacer un análisis en gran señal del circuito.

Igualmente con ayuda del simulador “ADS” es posible hacer un análisis en gran señal mediante el cual utiliza el método de balance armónico, para predecir la potencia de salida, frecuencia de la fundamental y sus armónicas además de la forma de onda de la señal de salida en función del tiempo.

Cabe mencionar que la precisión del resultado de la simulación en gran señal depende en gran manera de la precisión del modelo del transistor; así, mientras el modelo pueda predecir con mayor precisión la compresión de ganancia y generación de armónicos en gran señal, mejor será la aproximación del oscilador simulado con el oscilador real.

IV.4. Resultados de las simulaciones

Se presentan en esta sección los resultados obtenidos de la simulación de los dos osciladores diseñados utilizando el modelo del transistor NE24200 bajo 5 diferentes condiciones de iluminación.

- **Oscilador 1:** con frecuencia central $f_o = 6.740$ GHz
- **Oscilador 2:** con frecuencia central $f_o = 5.295$ GHz

Cada modelo del transistor iluminado es utilizado en el diseño del oscilador de la figura 24(a) ó 24(b) para simular la influencia del láser no modulado sobre éste; los resultados de las simulaciones se presentan en las tablas VI y VII, en donde se muestra que la frecuencia de oscilación cambia bajo la influencia de la luz.

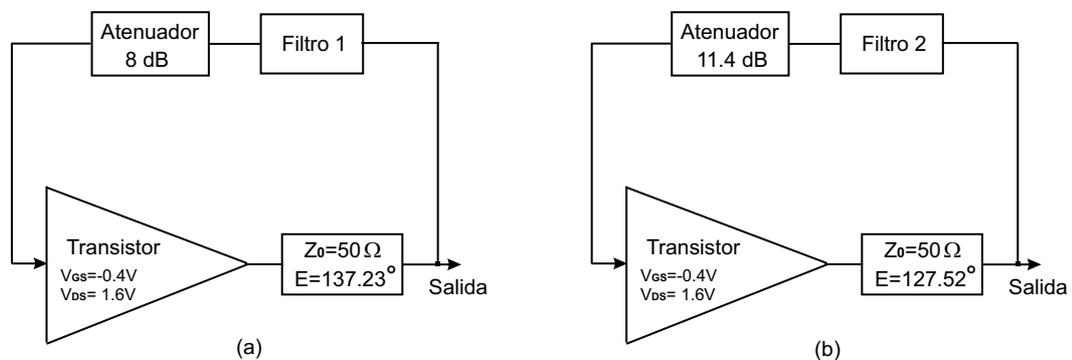


Figura 24. Configuración del oscilador en el simulador, a)Oscilador 1 b)Oscilador 2.

Este efecto se explica principalmente por el cambio en las capacitancias intrínsecas del transistor iluminado respecto a las mismas sin iluminación. Tal como se puede predecir por la teoría, para el láser de $\lambda = 1300\text{nm}$ en que C_{GS} y C_{DS} disminuyen, la presencia de un coeficiente de reflexión menos capacitivo (ó en su defecto más inductivo) en cada

uno de los puertos del filtro produce un cambio en la parte reactiva del circuito resonante, obligando a este último a desplazar la frecuencia de resonancia a una frecuencia mayor en donde se cumpla que la energía eléctrica almacenada se iguale a la energía magnética almacenada; sin embargo, a la vez que C_{GS} y C_{DS} disminuyen, C_{GD} aumenta provocando un ligero desplazamiento en la frecuencia de oscilación hacia valores más bajos. El cambio en la frecuencia debido a C_{GD} en nuestras simulaciones resultó ser menor que el provocado por C_{GS} y C_{DS} , sin embargo, se presume que para distintos puntos de polarización esta condición puede cambiar.

De la misma forma, para el oscilador iluminado con $\lambda= 850\text{nm}$ el incremento en las capacitancias C_{GS} y C_{DS} , a pesar de C_{GD} , provocan una frecuencia de oscilación inferior en el oscilador iluminado respecto del oscilador sin iluminación.

Tabla VI. Frecuencia fundamental y potencia de salida del oscilador 1 para las diferentes condiciones de iluminación.

Condición luminosa	Frecuencia (MHz)	Potencia (dBm)
Sin luz	6740.080928	10.113556274
$\lambda=1300\text{nm}, -34.6 \text{ dBm}$	6740.101820	9.858723220
$\lambda=1300\text{nm}, -9 \text{ dBm}$	6740.154939	9.538690582
$\lambda=850\text{nm}, -2.9 \text{ dBm}$	6740.035865	10.941394036
$\lambda=850\text{nm}, 0 \text{ dBm}$	6740.034065	11.138486210

Tabla VII. Frecuencia fundamental y potencia de salida del oscilador 2 para las diferentes condiciones de iluminación.

Condición luminosa	Frecuencia (MHz)	Potencia (dBm)
Sin luz	5295.305693	10.464233533
$\lambda=1300\text{nm}, -34.6 \text{ dBm}$	5295.335313	10.193458878
$\lambda=1300\text{nm}, -9 \text{ dBm}$	5295.419024	10.012747175
$\lambda=850\text{nm}, -2.9 \text{ dBm}$	5295.239451	11.279820461
$\lambda=850\text{nm}, 0 \text{ dBm}$	5295.219541	11.412412981

Capítulo V

Resultados experimentales

V.1. Introducción

En base a la teoría presentada en los capítulos anteriores y con el propósito de alcanzar el objetivo de esta tesis, se hace necesario la implementación de un banco oscilador con acceso a la iluminación del dispositivo activo. El banco oscilador es construido de acuerdo al esquema de la figura 25.

En éste capítulo se validan experimentalmente los resultados obtenidos de la simulación del oscilador y se comprueba que la frecuencia y potencia del oscilador cambian con la longitud de onda y potencia del láser incidente.

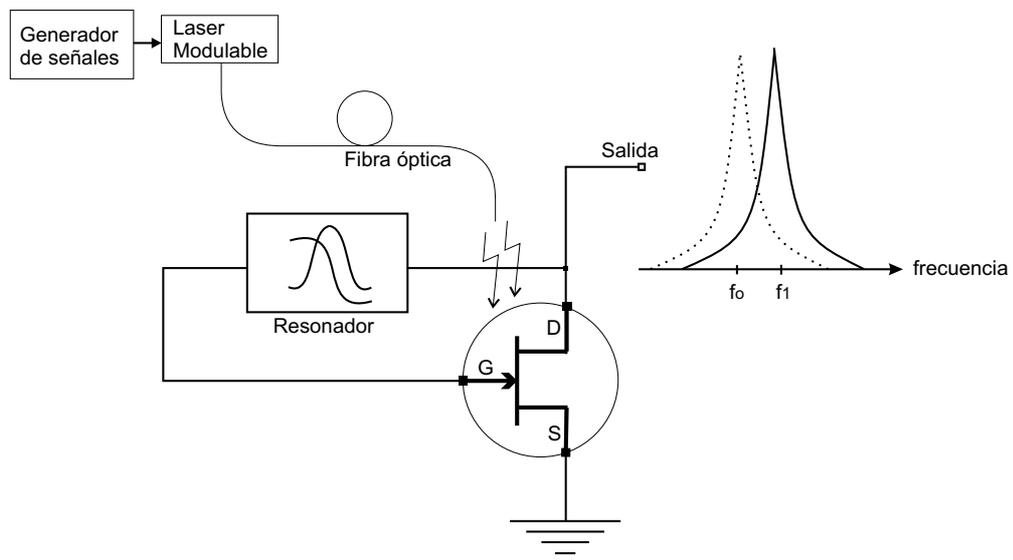


Figura 25. Configuración esquemática del oscilador sincronizado.

Además, se presentan resultados no obtenidos mediante simulación, como es el proceso de sincronización óptica del oscilador y obtención de la banda de sincronía para diferentes puntos de polarización y diferentes potencias de modulación del láser.

V.2. Configuración física del oscilador

Para obtener los resultados experimentales del oscilador, se montó el banco presentado en la figura 26, en el cual el transistor está conectado al resto del circuito a través de una transición coaxial-coplanar (máquina de puntas), de esta forma permite el acceso a la iluminación a través de la fibra óptica colocada sobre un microposicionador.

La caracterización eléctrica de los elementos fue esencial en el montaje del banco oscilador y cada uno de los dos osciladores fueron adaptados a éste banco para la experimentación.

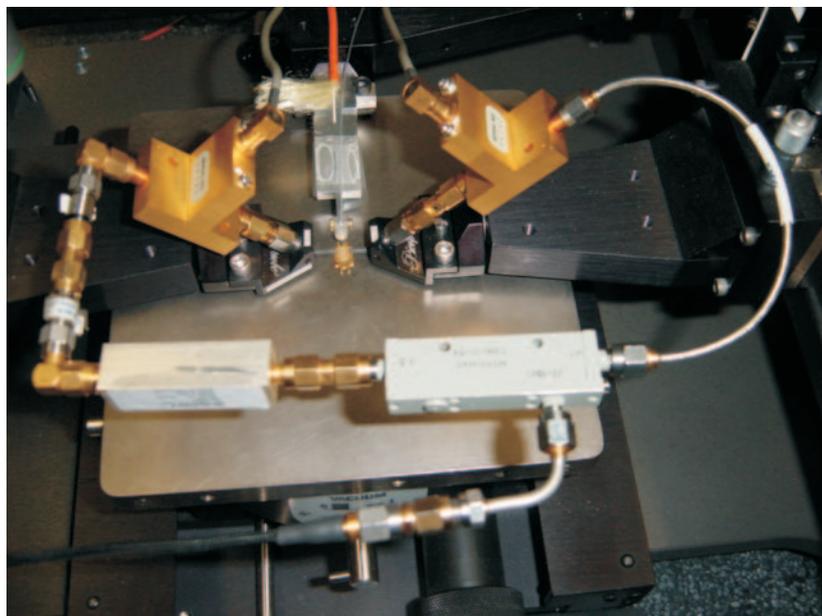


Figura 26. Montaje experimental del oscilador.

En la figura 27 se muestra un esquema representando los elementos reales utilizados en el montaje del banco oscilador para las dos diferentes frecuencias.

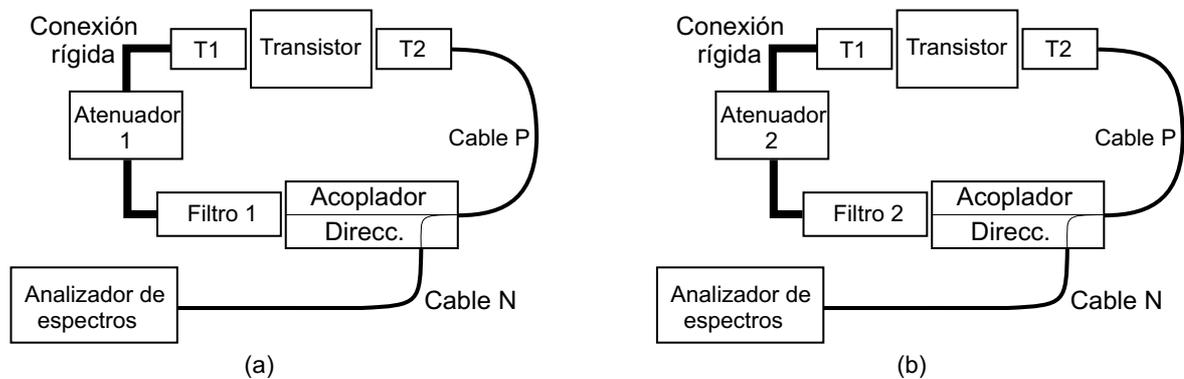


Figura 27. Configuración esquemática del banco oscilador a)oscilador 1, b)oscilador 2.

T1 y T2, representan las transiciones coaxial-coplanar del banco oscilador; entonces, utilizando los datos de las tablas IV y V podemos sumar para el oscilador 2 un total de -12.942 dB de pérdidas en el ciclo de retroalimentación, al igual que para el oscilador 1 en el que sumamos -11.354 dB de pérdidas debido a la configuración de la figura 27. Para evitar que el transistor opere por arriba del punto de compresión de 1 dB y por no contar con un control fino en el nivel de atenuación utilizado, los datos experimentales mostrados en este capítulo fueron obtenidos a un punto de polarización adecuado a cada uno de los osciladores con el fin de proteger el transistor, pero evitando alejarnos del punto central de polarización en la recta de carga. De forma generalizada, se utilizó la polarización de:

- $V_{GS}=-0.45$ V y $V_{DS}=1.2$ V para el oscilador 1, con una ganancia aproximada de 12.62 dB a la frecuencia de 7.74 GHz.

- $V_{GS}=-0.4$ V y $V_{DS}=1.4$ V para el oscilador 2, con una ganancia de transmisión de 13.84 dB a la frecuencia de 5.295 GHz.

V.3. Frecuencia y potencia de salida del oscilador iluminado

La respuesta a la iluminación de la potencia y frecuencia de salida del oscilador 1 polarizado en $V_{GS}=-0.45$ V y $V_{DS}=1.2$ V. se muestra en las tablas X y XI.

Tabla VIII. Frecuencia y potencia de salida del oscilador 1 iluminado con el láser de $\lambda=1300$ nm.

Cond. luminosa	Frecuencia	Potencia
Sin luz	6738.937 MHz	8.73 dBm
-40 dBm	6738.946 MHz	8.71 dBm
-30 dBm	6738.974 MHz	8.72 dBm
-20 dBm	6738.995 MHz	8.52 dBm
-15 dBm	6738.997 MHz	8.4 dBm
-10 dBm	6739.002 MHz	8.33 dBm
-5 dBm	6739.005 MHz	8.27 dBm

Tabla IX. Frecuencia y potencia de salida del oscilador 1 iluminado con el láser de $\lambda=850$ nm.

Cond. luminosa	Frecuencia	Potencia
Sin luz	6738.9416 MHz	8.77 dBm
-30 dBm	6738.9920 MHz	8.70 dBm
-20 dBm	6738.9948 MHz	8.76 dBm
-10 dBm	6738.9314 MHz	8.91 dBm
-5 dBm	6738.9251 MHz	9.0 dBm
-3 dBm	6738.9168 MHz	8.94 dBm
0 dBm	6738.9113 MHz	9.09 dBm

De igual forma, en las tablas VIII y IX se muestra como la frecuencia y la potencia del oscilador 2 cambian con la potencia óptica cuando el transistor está polarizado con $V_{GS}=-0.4$ V y $V_{DS}=1.4$ V.

Tabla X. Frecuencia y potencia de salida del oscilador 2 iluminado con el láser de $\lambda=1300\text{nm}$.

Cond. luminosa	Frecuencia	Potencia
Sin luz	5268.8546 MHz	9.71 dBm
-40 dBm	5268.8586 MHz	9.56 dBm
-30 dBm	5268.8811 MHz	9.18 dBm
-20 dBm	5268.9098 MHz	9.12 dBm
-15 dBm	5268.9174 MHz	9.04 dBm
-10 dBm	5268.9243 MHz	8.95 dBm
-5 dBm	5268.9269 MHz	8.90 dBm

Tabla XI. Frecuencia y potencia de salida del oscilador 2 iluminado con el láser de $\lambda=850\text{nm}$.

Cond. luminosa	Frecuencia	Potencia
Sin luz	5268.8505 MHz	9.64 dBm
-30 dBm	5268.9265 MHz	9.84 dBm
-20 dBm	5268.9190 MHz	10.01 dBm
-10 dBm	5268.8548 MHz	10.26 dBm
-5 dBm	5268.8186 MHz	10.47 dBm
-3 dBm	5268.8086 MHz	10.4 dBm
0 dBm	5268.7998 MHz	10.61 dBm

Cabe mencionar que en los niveles de potencia mostrados ya fueron compensadas las pérdidas debidas a la conexión de salida del oscilador.

V.4. Banda de sincronía del oscilador

El hecho de utilizar un circuito resonante de alto Q en el oscilador, nos limita la obtención del ancho de la banda de sincronía a unos cuantos kHz. Aún así, para fines de investigación es posible obtener el comportamiento de la banda de sincronía en función de la polarización.

En la figura 28 se muestra el comportamiento de la banda de sincronía de ambos osciladores en función de V_{GS} , con un voltaje V_{DS} fijo de 1.4 V, utilizando la misma

posición de enfoque de la lentilla e iguales condiciones de potencia óptica del láser de $\lambda = 850 \text{ nm}$ (-2.9dBm de potencia óptica y 0dBm en la señal de RF que modula al diodo).

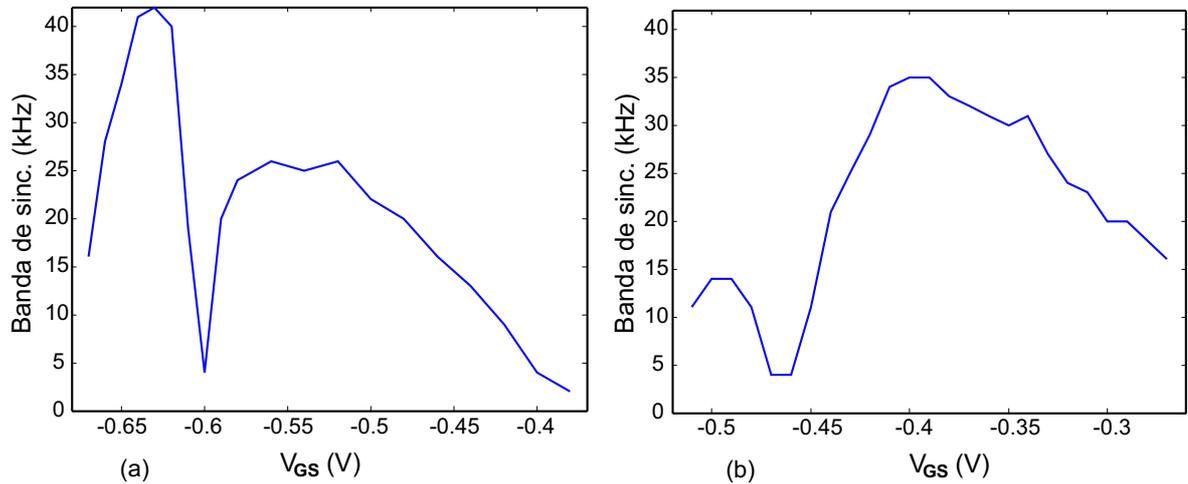


Figura 28. Banda de sincronía en función de V_{GS} a)oscilador 1, b)oscilador 2.

Y en la figura 29, se muestra también la banda de sincronía ahora en función del voltaje de polarización V_{DS} , con un voltaje V_{GS} fijo de -0.4 V.

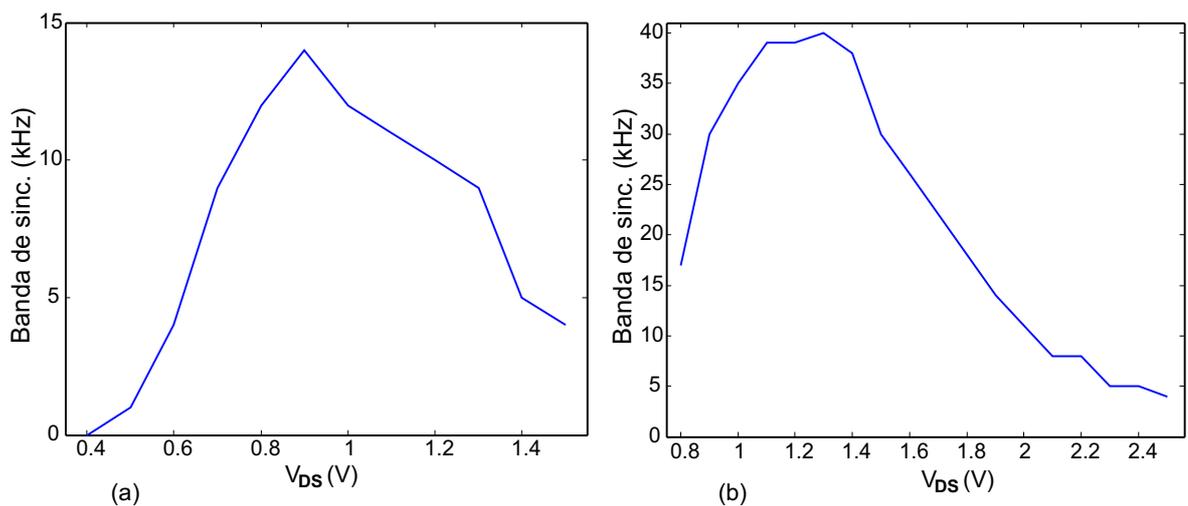


Figura 29. Banda de sincronía en función de V_{DS} a)oscilador 1, b)oscilador 2.

Por otro lado, mostramos en la figura 30 la dependencia de la banda de sincronía que presenta cada uno de los osciladores al variar la intensidad de potencia de RF que modula al diodo láser de $\lambda = 830\text{nm}$, con una potencia óptica de -2.9 dBm y manteniendo fija la polarización del transistor.

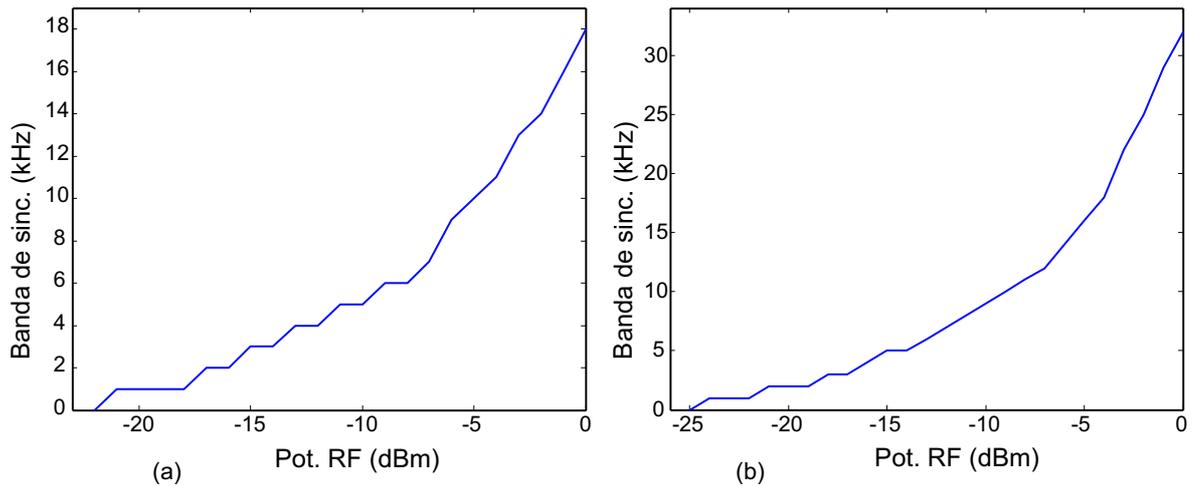


Figura 30. Banda de sincronía en función de la potencia RF que modula al diodo a) oscilador 1 ($V_{DS}=1.2\text{ V}$ y $V_{GS}=-0.45\text{ V}$), b) oscilador 2 ($V_{DS}=1.4\text{ V}$ y $V_{GS}=-0.4\text{ V}$).

Tal como predice la ecuación de Adler, la gráfica anterior muestra una relación cuadrática entre la banda de sincronía con la potencia RF de la señal óptica modulada absorbida por el transistor; ésta última depende directamente de la potencia RF que modula al diodo láser.

En base a la ecuación de Adler es posible calcular la banda de sincronía del oscilador para posteriormente comparar con la banda de sincronía obtenida experimentalmente. Sin embargo, nuestra limitante para poder implementar la fórmula, es el no conocer la potencia equivalente RF debido a la señal óptica inyectada, ya que no se conocen ni las pérdidas relacionadas con el enfoque de la lentilla ni la relación de conversión

entre la potencia de modulación al diodo láser con la profundidad de modulación de la señal óptica obtenida. Y aunque pudiera, en dado caso, medirse la potencia del haz a la salida de la fibra óptica, este valor no sería representativo de la profundidad de modulación de dicho haz.

La aplicación de la ecuación de Adler será entonces utilizada en esta sección para calcular el valor de la potencia inyectada con relación al ancho obtenido en la banda de sincronía.

Para aplicar la ecuación de Adler, es necesario obtener una estimación del factor de calidad cargado del circuito oscilador el cual es aproximado en base a la característica de fase medida (figura 19) de cada uno de los filtros utilizando la ecuación 11 (Rhea y Clausen, 2004).

- Para el filtro 1 (6.74 GHz), se calculó un factor de calidad aproximado de 30,000.
- Para el filtro 2 (5.295 GHz), se calculó un factor de calidad aproximado de 10,800.

Por razones prácticas hemos utilizado estos valores como una aproximación del Q_L del oscilador, ya que la mayor pendiente en la curva de fase está dada por la característica de fase del filtro y, aunque sabemos que ésta será modificada por las características de fase del resto de los elementos interconectados en el oscilador, su contribución es mínima comparada con el alto Q del filtro.

Entonces, en base a la potencia medida del oscilador 2 ($P_{oper} = 10.964$ mW), bajo el efecto de la iluminación del láser de $\lambda = 850$ nm a -3dBm, es posible calcular el

equivalente a la potencia RF absorbida por el transistor utilizando la ecuación 26:

$$P_{iny} = \left[\frac{40kHz * 10,800}{5.268GHz} \right]^2 * (10.964mW)$$

$$P_{iny} = 73.73\mu W$$

Este valor se corrobora utilizando los datos obtenidos en base a la experimentación con el oscilador 1, de ésta forma se obtiene:

$$P_{iny} = \left[\frac{25kHz * 30,000}{6.738GHz} \right]^2 * (7.8344mW)$$

$$P_{iny} = 97.06\mu W$$

Con estos resultados, aunque no precisos por haber sido calculados en base a la banda de sincronía de cada oscilador a diferentes condiciones de polarización, se puede llegar a la conclusión de que la señal inyectada al oscilador tiene un nivel de potencia alrededor de -10 dBm.

V.4.1. Respuesta del oscilador sincronizado

En las figuras 31 y 32, se muestra la señal de salida del oscilador experimental, detectada por el analizador de espectros a través del acoplador direccional. El espectro en frecuencia del oscilador sincronizado figura 31(b) presenta por su pureza, una mejora respecto al espectro obtenido con el oscilador libre figura 31(a).

La pantalla del analizador de espectros está posicionada a una frecuencia central de 5,268 MHz con un “span” de 100 kHz, la línea superior de referencia es de 0dBm.

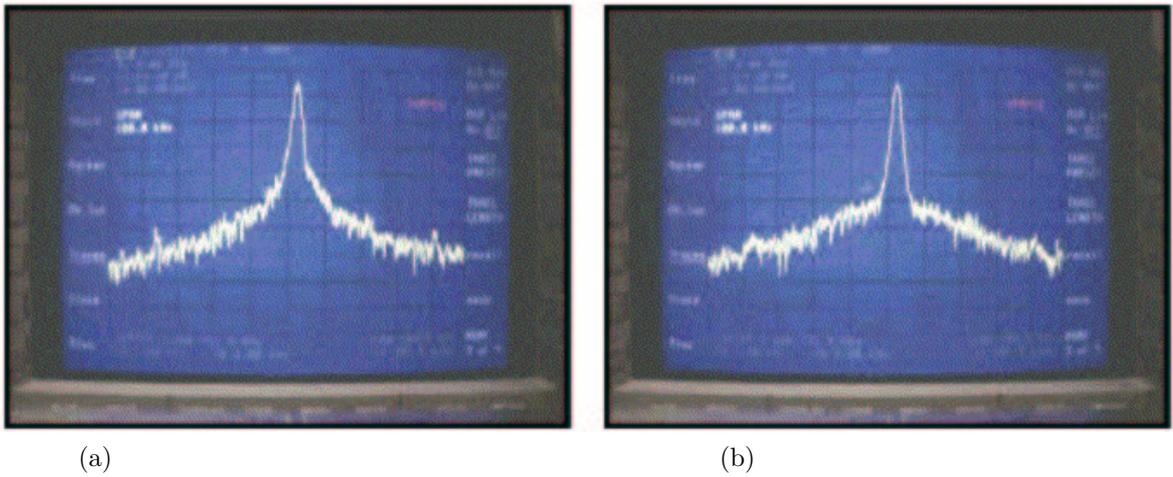


Figura 31. espectro de la señal de salida del oscilador a)libre, b)sincronizado.

Además, en la figura 32 mostramos la salida del oscilador perturbado por la señal externa antes de alcanzar la sincronización, en donde se observa un amplio espectro de frecuencias debido a la mezcla de ambas señales.

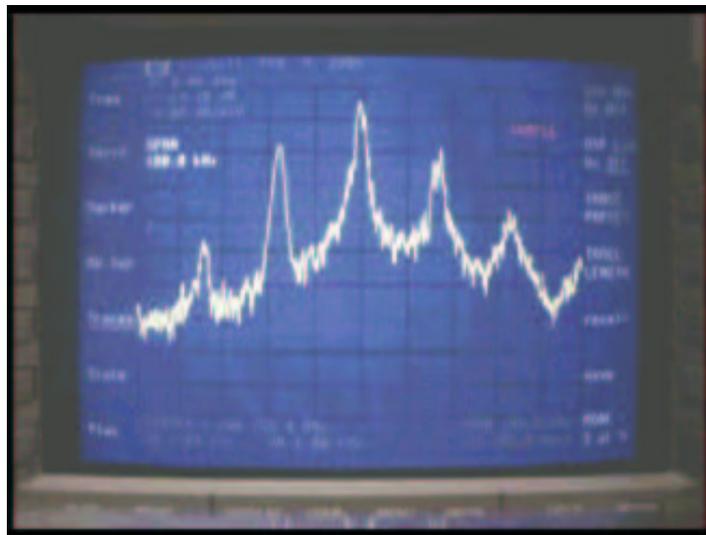


Figura 32. Salida del oscilador perturbado fuera de la banda de sincronía.

Capítulo VI

Discusión de resultados

VI.1. Introducción

En este capítulo se discuten los resultados experimentales del oscilador sincronizado por medio de luz monocromática (850nm) modulada a las frecuencias de 6.738 GHz y 5.268 GHz.

VI.2. Observaciones de la simulación del oscilador

Con los resultados de la caracterización del transistor PHEMT, reportados en el capítulo IV, se construyó el modelo de circuito eléctrico equivalente del transistor. Este modelo fue implementado en ADS para ser utilizado en el diseño y simulación de un oscilador de transmisión. Este oscilador fue después utilizado para efectuar el estudio sobre la sincronización óptica de la frecuencia de oscilación.

Los resultados obtenidos con la simulación del oscilador (capítulo IV), presentaron un comportamiento similar a los resultados experimentales mostrados en el capítulo V, prediciendo la variación en la potencia de salida y el desplazamiento en la frecuencia de oscilación bajo las diferentes condiciones de iluminación.

Es importante mencionar que el corrimiento en la característica de fase del oscilador (producido por la variación de la longitud en la trayectoria de lazo de retroalimentación)

provoca un cambio en la frecuencia de oscilación, y para que este cambio de frecuencia se manifieste a la salida del oscilador, debe cumplirse también a esta nueva frecuencia la condición de ganancia para la oscilación. Por tal motivo, al utilizar un resonador individual en el diseño del oscilador, se requiere estrictamente satisfacer las condiciones de fase y de ganancia para la oscilación.

En nuestro caso, el utilizar un filtro de varias secciones como circuito resonante, permitió asegurar que la variación en la frecuencia de oscilación asociada al cambio en la característica de fase permanezca dentro de un rango de frecuencias que cumpla siempre con la condición de ganancia para la oscilación. Sin embargo, el hecho de no tener un control sobre el cambio de fase provocado por la longitud del lazo de retroalimentación nos impide controlar el desplazamiento en la frecuencia de oscilación asociado a esta diferencia de fase. La discrepancia de la frecuencia fundamental del oscilador en obscuridad entre la simulación y la experimentación se atribuyó a ésta diferencia de fase. Aún así, la simulación proporcionó una estimación de la frecuencia y potencia de salida del oscilador prediciendo su variación bajo iluminación.

Con la experimentación pudimos observar que la frecuencia de salida en el oscilador iluminado depende tanto de la potencia de la luz incidente como del punto de polarización. Sin embargo, aunque no se estudió el comportamiento del oscilador a cambios en la polarización, se asume que cualquier cambio que sufre la frecuencia de oscilación se debe directamente a cambios en las capacitancias intrínsecas C_{GS} , C_{DS} y C_{GD} del transistor, las cuales cambian con la polarización, iluminación y potencia de la señal de entrada.

Por otro lado, la discrepancia en la potencia de salida encontrada entre la simulación y los datos experimentales (aunque mínima), la hemos atribuido a la deficiencia del modelo para predecir la generación de armónicos a potencias de entrada grandes (Hirata, 2004), lo que ocasiona una razón de compresión de ganancia en gran señal distinta de la real.

VI.3. Observaciones acerca de la banda de sincronía

No se tiene identificado el motivo por el que el oscilador no pudo ser amarrado utilizando la señal óptica de $\lambda = 1300\text{nm}$, aunque se cree que es debido al bajo nivel de potencia óptica que se puede obtener con este láser.

La señal de salida de láser de $\lambda = 1300\text{nm}$ (-9dBm) modulada con 5.269GHz a 0dBm, fue sensada por el módulo fotodetector HP70810B, con el cual se obtuvo el equivalente RF con la misma frecuencia y un valor de -22 dBm de potencia eléctrica. Este nivel de potencia (sensado directamente de la salida del láser), se cataloga como muy bajo para poder alcanzar la sincronía en nuestro oscilador.

Por otro lado, utilizando el láser de $\lambda = 850\text{nm}$ pudimos observar, de nuestros experimentos, que la banda de sincronía del oscilador varía con la densidad de potencia óptica absorbida en determinada región del transistor, es decir, depende del enfoque y de la posición de la lentilla, de tal forma que a un punto de polarización específico y una potencia óptica fija a la salida del láser, la banda de sincronía depende de la posición

(x, y, z) en que la fibra se coloque sobre el transistor.

Sin embargo, contrario a lo que se podía esperar, el enfoque de la lentilla en donde el transistor presenta mayor ganancia óptica, no es necesariamente el punto donde se obtuvo la mayor banda de sincronía.

Manteniendo entonces el enfoque de la lentilla fijo sobre el transistor, se logró la sincronización de 2 osciladores de microondas mediante la inyección óptica directa de un láser de $\lambda = 850\text{nm}$ modulado a una frecuencia cercana a la frecuencia de oscilación.

Con los resultados obtenidos hemos mostrado gráficamente la variación de la banda de sincronía en función de la polarización; con lo que se puede inferir la existencia de un punto de polarización óptimo para obtener la mejor banda de sincronía.

Además, con nuestro experimento, es posible considerar la inyección óptica directa como una buena opción para la sincronización de osciladores diseñados utilizando dispositivos comerciales, agregando con esto a lo que reportan los autores Seeds y De Salles, que no todos los dispositivos comerciales presentan un acoplamiento óptico ineficiente.

Capítulo VII

Aportaciones y sugerencias

VII.1. Introducción

En este capítulo se presentan resumidos como puntos breves, los logros obtenidos durante el desarrollo de este trabajo, además se mencionan las aportaciones mas importantes y sugerencias de algunos experimentos propuestos.

VII.2. Logros alcanzados

- Se realizó un estudio sobre el efecto de la luz en el transistor, además de una investigación sobre tipos de osciladores y su sincronización por inyección de una señal externa.
- Se realizó la simulación de dos osciladores de transmisión bajo diferentes condiciones de iluminación implementando el modelo del transistor NE24200.
- Se diseñó y se montó un banco oscilador capaz de proporcionar oscilación a dos diferentes frecuencias.
- La salida del banco oscilador se obtuvo para diferentes condiciones de iluminación y fue comparada con los resultados obtenidos de la simulación.

- Se demostró experimentalmente el efecto de C_{GS} , C_{GD} y C_{DS} sobre la frecuencia de oscilación.
- Se observó un aumento en la frecuencia del oscilador iluminado asociado a la fotorrespuesta negativa del transistor al igual que una disminución asociada a la fotorrespuesta positiva del transistor iluminado.
- La señal óptica inyectada al oscilador fue modulada a una frecuencia cercana a la oscilación para lograr la sincronización del oscilador a la frecuencia inyectada.
- Se midió la banda de sincronía para cada uno de los osciladores alcanzando un valor máximo de:
25 kHz para el oscilador 1.
40 kHz para el oscilador 2.
- Se utilizó la ecuación de Adler para obtener una aproximación de la potencia de la señal inyectada.
- En conclusión, con el trabajo desarrollado en esta tesis se logró alcanzar el objetivo propuesto.

VII.3. Aportaciones

- Se realizó con éxito el experimento de sincronización de un oscilador por medio de una señal óptica modulada.

- Se deja para futuras generaciones, un resumen fácil de comprender acerca del efecto de la iluminación sobre el funcionamiento del transistor, basado en planteamientos propuestos por diferentes autores y comprobado con nuestra experiencia.
- Se muestran resultados satisfactorios sobre la experimentación, involucrando señales ópticas y de microondas en un mismo dispositivo semiconductor, lo que representa un incentivo para que futuras generaciones continúen con la realización de experimentos de este tipo.

VII.4. Sugerencias

- Se propone realizar la caracterización electro-óptica del transistor utilizando láser modulado de $\lambda = 1300\text{nm}$, y $\lambda = 850\text{nm}$, con el fin de poder explicar el origen de la fotorrespuesta negativa y la fotorrespuesta positiva en el mismo transistor.
- Se propone utilizar al transistor NE24200 como un fotodetector, para analizar la respuesta a las dos diferentes señales ópticas.
- Se propone obtener las curvas I-V bajo iluminación utilizando el régimen pulsado.

Bibliografía

- Adler, R. 1946. "A Study of Locking Phenomena in Oscillators". *Procc. IRE.* 34: 351-357p
- Angelov, I., H. Zirath y N. Rorsman. 1993. "A new Empirical Nonlinear Model for HEMT and MESFET devices", *IEEE, Trans. on Microwave Theory and Tech.* 40(12): 2258-2266p.
- Beroth, M. y R. Bosch. 1990. "Broad band determination of the FET Small Signal Equivalent circuit". *IEEE, Trans. on Microwave Theory and Tech.* 38(7): 891-895p.
- Chen, Y. C., D. L. Ingram, H. C. Yen, R. Lai y D. C. Streit. 1998. "A New Empirical I-V Model for HEMT Devices". *IEEE, Microwave and Guided Wave Letters.* 8(10): 342-344p.
- Curtice, W. R., y M. Ettemberg. 1985. "A Nonlinear GaAs FET Model for Use in Design of Output Circuits for Power Amplifiers". *IEEE, Trans. on Microwave Theory and Tech.* 33(12): 1383-1394p.
- Dambrine, G., A. Cappy, F. Heliodore y E. Playez. 1988. "A new Method for Determining the FET Small Signal Equivalent Circuit". *IEEE, Trans. on Microwave Theory and Tech.* 36(7): 1151-1159p
- Daryoush, A., P. R. Herczfeld, Z. Turski y P. K. Wahi. 1986. "Comparison of Indirect Optical Injection Locking Techniques of Multiple X-Band Oscillators". *IEEE, Trans. on Microwave Theory and Tech.* 34(12): 1363-1370p.
- Daryoush, A. S. 1990. "Optical Synchronization of Millimeter Wave Oscillators for Distributed Architectures". *IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech.* 38(5): 467-476p.
- De Salles, A. A. 1983. "Optical Control de GaAs MESFETs". *IEEE, Trans. on Microwave Theory and Tech.* MTT-31(10): 812-820p.
- De Salles, A. A. y M. A. Romero. 1991. " $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$ HEMTs Under Optical Illumination". *IEEE, Trans. on Microwave Theory and Tech.* 39(12): 2010-2017p.
- Esman, R. D., L. Goldberg y J. F. Weller. 1989. "Optical Phase Control of an Optically Injection Locked FET Microwave Oscillator". *IEEE, Trans. on Microwave Theory and Tech.* 37(10): 1512-1518p.

- Hirata Flores, F. I. 2004. "Caracterización y Modelado no Lineal de Transistores HEMT Utilizando la Técnica de Medición de uno y dos tonos bajo iluminación óptica". CICESE, División de Física Aplicada Tesis de Maestría. 74pp.
- Loo Yau, J. R. 2000. "Diseño de un Mezclador de Baja Distorsión". CICESE, División de Física Aplicada, Tesis de Maestría. 114pp.
- Lucyszyn, S. e I. D. Robertson. 1998. "Optically Induced Measurement Anomalies with Voltage Tunable Analog-Control MMIC's". IEEE, Trans. on Microwave Theory and Tech. 46(8): 1105-1113p.
- Reynoso Hernández, J. A., F. Rangel Patiño y J. Perdomo. 1996. "Full RF Characterization for Extraction the Small Signal Equivalent Circuit in Microwave FETs". IEEE, Trans. Microwave Theory and Tech. 44(12): 2625-2633p.
- Rhea, R. y B. Clausen. 2004. "Recent Trends in Oscillator Design". Microwave Journal. 47(1): 22-34p.
- Romero, M. A. y P. R. Herczfeld. 1995. "Negative Photoresponse in Modulation Doped Field Effect Transistors (MODFETs): Theory and Experiment". IEEE, Trans. on Microwave Theory and Tech. 43(3): 511-517p.
- Romero, M. A., M. A. G. Martínez y P. R. Herczfeld. 1996. "An Analytical Model for the Photodetection Mechanisms in High Electron Mobility Transistors". IEEE, Trans. on Microwave Theory and Tech. 44(12): 2279-2287p.
- Seeds, A. y A. A. De Salles. 1990. "Optical Control of Microwave Semiconductor Devices". IEEE, Trans. on Microwave Theory and Tech. 38(5): 577-585p.
- Simons, R. 1990. "Optical Control of Microwave Devices". Artech House. Primera edición. Norwood MA. 235pp
- Statz, H., P. Newman, I. W. Smith, R. Pucel y H. Haus. 1987. "GaAs FET Devices and Circuit Simulation in SPICE". IEEE, Trans. Electron Devices. ED-34: 160-169p.
- Takanashi, Y., K. Takahata y Y. Muramoto. 1998. "Characteristics of InAlAs/InGaAs High Electron Mobility Transistors Under 1.3 μ m Laser Illumination". IEEE, Electron Device Letters. 19(12): 472-474p.
- Takanashi, Y., K. Takahata y Y. Muramoto. 1999. "Characteristics of InAlAs/InGaAs High Electron Mobility Transistors under Illumination with Modulated Light". IEEE, Transactions on Electron Devices. 46(12): 2271-2277p.
- Takashi M. 2002. "The Early History of the High Electron Mobility Transistor (HEMT)". IEEE, Trans. on Microwave Theory and Tech. 50(3): 780-782p.
- Van Der Pol, B. 1920. "A theory of the Amplitude of Free and Forced Triode Vibrations". Radio Rev. 7: 701-754p.

- Van Der Pol, B. 1934. "The Nonlinear Theory of Electric Oscillations". Proc. IRE. 22(9): 1051-1086p.
- Zevallos Castro, D. A. 2000. "Influencia de la Luz en los TEC GaAs". CICESE, División de Física Aplicada, Tesis de Maestría. 129pp.
- Zhang, X., X. Zhou, B. Aliener y A. Daryoush. 1992. "A Study of Subharmonic Injection Locking for Local Oscillators". IEEE, Microwave and Guided wave letters. 2(3): 97-99p.
- Zúñiga Juárez, J. E. 2003. "Evaluación de Modelos No-lineales para PHEMTs". CICESE, División de Física Aplicada, Tesis de Maestría. 142pp.

Apéndice A

Caracterización estática del transistor

Al principio de la tesis se sugirió la construcción de 5 modelos del transistor para la simulación en ADS del oscilador. El transistor NE24200 se caracterizó para tal fin bajo las condiciones de iluminación señaladas en el capítulo IV, los modelos y los resultados mostrados en este capítulo se obtuvieron en base a estos datos; sin embargo, la necesidad de obtener un patrón de comportamiento de la corriente con la variación de la potencia, nos motivó a obtener una caracterización electro-óptica más amplia.

En esta sección presentamos la característica I-V del transistor para una mayor gama en las condiciones de iluminación, en donde se puede apreciar en la figura 33 el comportamiento bien definido de la característica I-V cambiando proporcionalmente con la potencia del láser incidente ($\lambda=1300\text{nm}$).

Considerando que el láser de $\lambda=1300\text{ nm}$ posee una energía equivalente $E_g=0.953\text{ eV}$, causará efecto sobre la capa canal $In_xGa_{1-x}As$ que tiene una banda prohibida aproximada de 0.77 eV para un fracción molar típica $x=0.53$ sin ser percibida por el $GaAs$ y $AlGaAs$ por tener mayor ancho de banda prohibida.

De aquí, para explicar el fotoefecto negativo, sugerimos la existencia de “trampas profundas” en el semiconductor utilizado como canal ($InGaAs$)¹, las cuales se activan

¹Contrario a lo que se dice en (Romero y Herczfeld, 1995) donde se sugiere que la fotorrespuesta negativa es causada por trampas presentes en el “Buffer”.

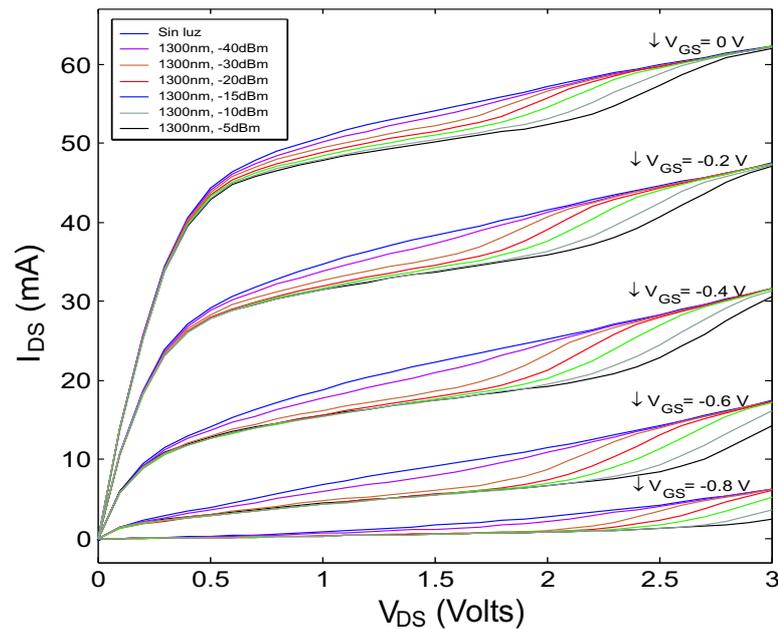


Figura 33. Característica I-V bajo iluminación con $\lambda=1300\text{nm}$

y retienen portadores de carga negativos al ser iluminadas con el láser de $\lambda=1300\text{nm}$, manifestándose como la fotorrespuesta negativa.

Por otro lado, en la figura 34 se muestra el comportamiento de la corriente de drenador bajo la influencia del láser de $\lambda=850\text{nm}$, donde se observa mayormente una fotorrespuesta positiva, sin embargo la corriente presenta una fotorrespuesta no definida a potencias bajas de iluminación (-20dBm y -30dBm). Este fenómeno es explicable debido a que el láser de 850 nm posee una energía equivalente a 1.458eV afectando los semiconductores de GaAs ($E_g=1.4\text{eV}$) e $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (0.77 con $x=0.53$) sin ser percibido por el semiconductor $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ que tiene un ancho de banda prohibida $E_g=1.8\text{eV}$ para una fracción molar típica $x=0.3$.

Con esta información se puede deducir que ambos fotoefectos (positivo y negativo) se superponen en el transistor al iluminarlo con el láser de $\lambda=850\text{nm}$, sin embargo el

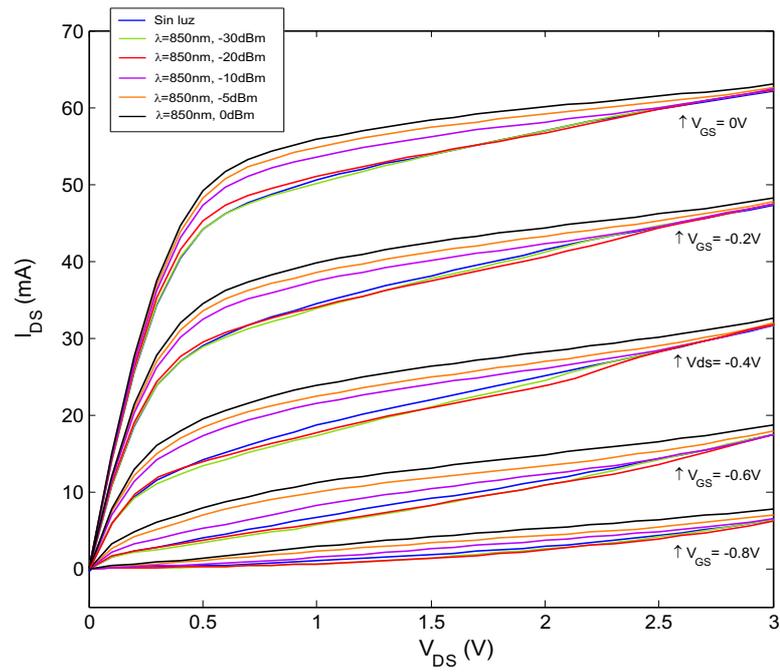


Figura 34. Característica I-V bajo iluminación con $\lambda=850\text{nm}$

efecto positivo resulta dominante a potencias altas de iluminación, lo cual se corrobora con los resultados mostrados en la figura 13.