

TESIS DEFENDIDA POR

Manuel Hernández Palomares

Y aprobada por el siguiente comité:



Dr. Anatolii Khomenko Filatova

*Director del Comité*



Dr. Pedro Negrete Regagnon

*Miembro del Comité*



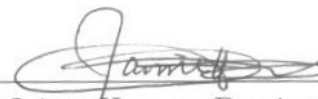
Dr. Serguei Stepanov

*Miembro del Comité*



Dra. Diana Tentori Santacruz

*Miembro del Comité*



Dr. Jaime Herrera Barrientos

*Miembro del Comité*



Dr. Pedro Negrete Regagnon

*Coordinador del programa de posgrado  
en Óptica*



Dr. Raúl Ramón Castro Escamilla

*Director de Estudios  
de Posgrado*

23 de Enero de 2006

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN  
SUPERIOR DE ENSENADA



---

PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS  
EN ÓPTICA,  
CON ORIENTACIÓN EN OPTOELECTRÓNICA

---

**Estudio de la Modulación de Fotocorriente con Patrones  
Dinámicos de Intensidad**

TESIS

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

MAESTRO EN CIENCIAS

Presenta:

Manuel Hernández Palomares

Ensenada, Baja California a Enero de 2006.

**RESUMEN** de la tesis de **Manuel Hernández Palomares**, presentada como requisito parcial para obtener el grado de MAESTRO EN CIENCIAS en ÓPTICA, con orientación en OPTOELECTRÓNICA. Ensenada, B. C. Enero de 2006.

## **Estudio de la Modulación de Fotocorriente con Patrones Dinámicos de Intensidad**

Resumen aprobado por:

---

Dr. Anatolii Khomenko Filatova

*Director de Tesis*

Se presenta el estudio de la generación de foto-corriente alterna en fotoconductores, provocada por la iluminación de patrones dinámicos. Un mecanismo conocido que aprovecha la interacción entre la distribución de carga libre en movimiento y el campo espacio-carga estacionario, para producir corriente dentro de cristales fotoconductores, es el efecto photo-EMF. Lo anterior hace que este efecto tenga importantes aplicaciones en sistemas de detección de vibraciones, con la limitante, de que sólo es posible detectar amplitudes de vibración bajas. El presente trabajo está enfocado a investigar la detección de vibraciones con amplitudes de desplazamiento más grandes que el tamaño típico de las inhomogeneidades de la distribución de la luz. La meta principal es expandir el rango de amplitudes de vibración que se pueden detectar ópticamente. Los experimentos fueron llevados a cabo usando un cristal  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  como fotoconductor, para observar el efecto photo-EMF. Se usó iluminación auxiliar uniforme, para regular la fotoconductividad promedio en el cristal y de esa manera controlar el efecto photo-EMF. Como patrón dinámico se usó una iluminación gaussiana que vibra de forma sinusoidal en el plano del fotoconductor. En la parte teórica del trabajo se desarrolló un método numérico para calcular las corrientes alternas en fotoconductores iluminados con patrones de luz en movimiento. El método está basado en la solución numérica de las ecuaciones diferenciales que describen la generación, el transporte y captura de cargas en el fotoconductor, por medio del método de Runge-Kutta. Los resultados experimentales obtenidos muestran que cuando el fotoconductor está sometido a un campo eléctrico externo fuerte, la vibración de la franja puede ser detectada de manera lineal en un amplio rango de amplitudes, por un mecanismo diferente al efecto photo-EMF. La investigación numérica señala que la generación de la corriente alterna puede deberse a la asimetría del campo interno, asociada al transporte de portadores en fotoconductores monopolares.

**Palabras clave:** Patrones dinámicos, Efecto photo-EMF, Efecto Fotorrefractivo, Detección de vibraciones.

**ABSTRACT** of the thesis presented by **Manuel Hernández Palomares**, as a partial requirement to obtain the SCIENCE MASTER degree in OPTICS, OPTOELECTRONIC oriented. Ensenada, B. C. January 2006.

## **Study of photocurrent Modulation by Dynamic Patterns of Intensity**

Abstract approved by:

---

Dr. Anatolii Khomenko Filatova

*Thesis director*

The subject of this thesis is the research of alternate photocurrent generation in photoconductors provoked by dynamic illumination. A known mechanism of this alternate photocurrent generation is the effect non-steady-state photo-electromotive force known in the literature as photo-EMF. The mechanism of the effect is based on the internal electric field formation in the photoconductor that results in transitory currents in the zones with dynamic lighting. This effect has important application for vibration detection. Unfortunately, this effect is limited to low amplitude of vibration. The present work is focused mainly on an investigation of vibration detection with large amplitudes, when the amplitudes of the displacement are greater than the sizes of the typical element of light pattern. The main goal is to expand the amplitude range of optical detection. Experiments were carried out using  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  as high resistance photoconductor, which allows the observation of the photo-EMF effect. The uniform auxiliary illumination was used to control the mean crystal conductivity that allows controlling the photo-EMF. A one-dimensional gaussian illumination with sinusoidal vibration was used as dynamic pattern. Within the theoretical part a numerical method for calculations of the alternate currents in a photoconductor with dynamic illumination was developed. The method is based on a numerical solution by the Runge-Kutta method of differential equations that describe the generation, transport and trapping of the charge. The obtained results show the possibility of attaining linear detection for a high contrast light pattern within a wide range of amplitudes, when a strong external electric field is applied to the photoconductor. It has been demonstrated by a numerical study that a new mechanism of photocurrent generation which is different to photo-EMF can be responsible for the alternating current in this case. This mechanism is based on the asymmetry of the space-charge field associated with the unidimensional drift of the charge carried in the photoconductor.

**Keywords:** Grating dynamics, Photo-EMF effect, Photorefractive effect, Vibrations detection.

*A mi esposa Vanessa y a mi hija Itzel*

# Agradecimientos

A mi asesor y director de tesis Dr. Anatolii Khomenko Filatova. Por el apoyo y conocimientos brindados hacia mi persona y al desarrollo de esta tesis.

A los miembros de mi comité de tesis: Dra. Diana Tentori Santacruz, Dr. Pedro Negrete Regagnon, Dr. Jaime Herrera Barrientos y Dr. Serguei Stepanov. Por sus aportaciones y tiempo dedicado a este trabajo.

A toda mi familia, pero especialmente a mi señora madre, Ramona Palomares Vargas, a quien le debo todo lo que soy.

A mis compañeros de generación: Aurelio López Navarro, Emiliano Terán Bobadilla y Minerva Agudo Robles. Por su amistad, gracias.

A todo el personal del departamento de Óptica, en particular a Marco Antonio García Zarate por la ayuda ofrecida en el laboratorio.

Al centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. Por ofrecerme un lugar cómodo donde trabajar y por la formación académica brindada.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología. Por el apoyo económico otorgado.

Ensenada, México  
23 de Enero de 2006.

Manuel Hernández Palomares

# Tabla de Contenido

Capítulo	Página
<b>Tabla de Contenido</b>	<b>i</b>
<b>Resumen</b>	<b>ii</b>
<b>Abstract</b>	<b>iii</b>
<b>Agradecimientos</b>	<b>v</b>
<b>Lista de Figuras</b>	<b>viii</b>
<b>Lista de Tablas</b>	<b>xi</b>
<b>I Introducción</b>	<b>1</b>
I.1 Antecedentes . . . . .	4
I.2 Objetivos: . . . . .	6
<b>II Formación del campo espacio-carga y generación de corriente</b>	<b>7</b>
II.1 Introducción . . . . .	7
II.2 Modelo un defecto y una banda de energía . . . . .	9
II.2.1 Ecuaciones de transporte de carga . . . . .	11
II.3 Formación del campo interno con iluminación sinusoidal . . . . .	13
II.3.1 Campo espacio-carga formado por difusión . . . . .	15
II.3.2 Campo espacio-carga formado por arrastre . . . . .	17
II.3.3 Solución transitoria del campo espacio-carga . . . . .	19
II.4 Generación de corriente en un circuito externo . . . . .	23
II.4.1 Influencia del campo eléctrico interno en la generación de corriente	26
<b>III Métodos para generar fotocorriente con patrones de luz en movimiento</b>	<b>29</b>
III.1 Introducción . . . . .	29
III.2 Efecto de fuerza Foto-Electro-Motriz . . . . .	30
III.2.1 Corriente photo-EMF sin considerar bajas amplitudes de oscilación	34
III.2.2 Corriente photo-EMF considerando bajas amplitudes de oscilación	37
III.3 Generación de fotocorriente alterna por agrupamiento de portadores . .	46
<b>IV Metodología y resultados experimentales</b>	<b>51</b>
IV.1 Introducción . . . . .	51
IV.2 Arreglo experimental . . . . .	52
IV.3 Calibración del arreglo experimental . . . . .	56
IV.4 Resultados experimentales . . . . .	59
IV.4.1 Resultados experimentales sobre el efecto photo-EMF, para una	
distribución de iluminación sinusoidal . . . . .	59
IV.4.2 Resultados experimentales sobre la fotocorriente generada con	
una franja de luz con distribución gaussiana . . . . .	62
IV.5 Discusión . . . . .	68
<b>V Método y resultados numéricos</b>	<b>70</b>

# Tabla de Contenido (Continuación)

Capítulo	Página
V.1 Introducción . . . . .	70
V.1.1 Algoritmo numérico . . . . .	71
V.1.2 Diagrama de flujo . . . . .	74
V.2 Resultados del análisis numérico . . . . .	76
V.3 Discusión . . . . .	84
<b>VI Conclusiones</b>	<b>86</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>89</b>



# Lista de Figuras

Figura	Página	
1	Modelo una banda y un defecto, utilizado para describir el transporte de carga en un cristal fotoconductor. . . . .	9
2	Iluminación sinusoidal de un fotoconductor por interferencia de dos ondas planas en geometría de transmisión. . . . .	14
3	Esquema de la formación del campo espacio-carga, por difusión de portadores. . . . .	16
4	Esquema de formación de campo espacio-carga, con la presencia de un campo externo de c.d. . . . .	18
5	Dependencia del campo espacio-carga con respecto al tiempo. . . . .	22
6	Dependencia de la densidad de carga con respecto al tiempo. . . . .	23
7	Inducción de carga por el desplazamiento de un electrón entre dos electrodos paralelos. . . . .	25
8	Perfiles del patrón de interferencia $I(x)$ , la densidad de portadores libres $n_e(x)$ y el campo espacio-carga $E_{sc}(x)$ . . . . .	31
9	Configuraciones para detección de vibraciones con el efecto de photo-EMF (a) sin campos eléctricos externos $E_0 = 0$ y (b) con campos eléctricos aplicados $E_0 \neq 0$ . . . . .	32
10	Gráficas teóricas de corriente foto-EMF obtenidas de la ecuación (42) con respecto a: (a) Amplitud de modulación del patrón de luz $K\Delta$ y (b) Campo eléctrico externo $E_0$ . . . . .	37
11	Corriente photo-EMF calculada con la ecuación (50) como función de (a) la frecuencia de modulación $\Omega$ , para tres diferentes valores de $KL_D$ y (b) la frecuencia espacial $K$ , para tres diferentes valores de $\Omega\tau_{di}$ . . . . .	41
12	Amplitudes de la señal de photo-EMF en función del campo eléctrico externo $E_0$ , calculado para diferentes valores de la frecuencia espacial. . . . .	44
13	Generación del armónico básico para la señal de foto-EMF bajo campo eléctrico externo $E_0$ . Aquí $I(x)$ , $n_e(x)$ y $E(x)$ son las respectivas distribuciones transversales de la intensidad de luz, densidad de carga libre y el campo eléctrico. . . . .	45
14	Generación de fotocorriente, por el principio de agrupamiento de portadores excitados con patrones dinámicos de luz, aquí $R_C$ es la resistencia de carga y $U_0$ el voltaje aplicado en los electrodos. . . . .	47
15	Arreglo experimental para medición de corrientes alternas excitadas por patrones sinusoidales en movimiento. . . . .	54
16	Arreglo experimental para la investigación de corrientes alternas excitadas por una franja en movimiento. . . . .	56
17	Arreglo para la calibración de la montura con actuadores piezoeléctricos	57

# Lista de Figuras (Continuación)

Figura	Página
18	Curvas de calibración de la montura espejo/pezoeléctricos obtenidas para diferentes periodos del patrón de interferencia, que oscilan a una frecuencia de $0.5 \text{ Hz}$ . Los oscilogramas del lado derecho muestran la señal de excitación de los piezoeléctricos (Ch2) y la señal del fotodetector (Ch1), para amplitudes del voltaje pico a pico de $6 \text{ V}$ (a), $57 \text{ V}$ (b) y $105 \text{ V}$ (c). 58
19	Señal photo-EMF como función de la amplitud de oscilación del patrón de interferencia $K\Delta$ . . . . . 60
20	Dependencia de la señal photo-EMF respecto al campo eléctrico aplicado $E_0$ , para dos amplitudes de oscilación fijas en (a) $K\Delta = 0.8$ radianes y (b) $K\Delta = 4.0$ radianes. . . . . 61
21	Curvas experimentales del armónico fundamental de la señal respecto de la amplitud de oscilación de la franja $\Delta$ , para tres diferentes frecuencias de oscilación y sin campo eléctrico externo ( $E_0 = 0$ ). . . . . 63
22	Dependencia de la señal respecto al campo eléctrico aplicado $E_0$ , para dos amplitudes de oscilación de la franja fijas en (a) $\Delta = 67 \mu\text{m}$ y (b) $\Delta = 337 \mu\text{m}$ . . . . . 64
23	Curvas experimentales del armónico fundamental de la señal respecto de la amplitud de oscilación de la franja $\Delta$ , en presencia del campo eléctrico externo ( $E_0 \neq 0$ ). . . . . 65
24	Modificación del arreglo presentado en la figura 16, para iluminar el cristal fotoconductor con una fuente auxiliar de luz blanca. . . . . 66
25	Curvas experimentales del armónico fundamental de la señal respecto de la amplitud de oscilación de la franja $\Delta$ , al introducir la iluminación auxiliar ( $40 \text{ W}$ y $80 \text{ W}$ ) y un campo externo igual a $E_0 = 1.25 \text{ kV/cm}$ . 67
26	Dependencia de la señal respecto al campo eléctrico aplicado $E_0$ , para dos amplitudes de oscilación de la franja fijas en (a) $\Delta = 67 \mu\text{m}$ y (b) $\Delta = 337 \mu\text{m}$ , al introducir una iluminación auxiliar de $40 \text{ W}$ . . . . . 67
27	Diagrama de flujo del programa que simula la generación de corriente alterna en cristales con fotoconductores. El lazo A evalúa las ecuaciones de transporte para un periodo completo de oscilación de la franja, el lazo B evalúa la magnitud de la corriente generada respecto de $\Delta$ . . . . . 75
28	Magnitud del armónico fundamental de la corriente $j^\Omega$ respecto de la amplitud de oscilación de la franja $\Delta$ , sin aplicar campo eléctrico externo. Los recuadros muestran el contenido espectral de la señal detectada, evaluadas en $\Delta = 9 \mu\text{m}$ y $\Delta = 39 \mu\text{m}$ . . . . . 77

# Lista de Figuras (Continuación)

Figura	Página	
29	Distribuciones espaciales de la densidad de portadores $n_e(x)$ y el campo espacio-carga $E_{sc}(x)$ , evaluadas para: tres posiciones de la franja de luz $I(x)$ ; dos amplitudes de oscilación fijas (a) $\Delta = 9 \mu m$ y (b) $\Delta = 39 \mu m$ ; y sin aplicar campo eléctrico externo. . . . .	78
30	Magnitud del armónico fundamental de la corriente $j^\Omega$ respecto de la amplitud de oscilación $\Delta$ , observada al aplicar un campo externo igual a $1.25 kV/cm$ . Los recuadros muestran el contenido espectral de la señal detectada evaluado en $\Delta = 9 \mu m$ y $\Delta = 39 \mu m$ . . . . .	80
31	Distribuciones espaciales de la densidad de portadores $n_e(x)$ y el campo espacio-carga $E_{sc}(x)$ , evaluadas para: tres posiciones de la franja de luz $I(x)$ ; dos amplitudes de oscilación fijas (a) $\Delta = 9 \mu m$ y (b) $\Delta = 39 \mu m$ ; y bajo campos externos iguales a $1.25 kV/cm$ . . . . .	81
32	Magnitud del armónico fundamental de la corriente $J^\Omega$ respecto de la amplitud de oscilación $\Delta$ , observada al aplicar un campo externo igual a $2.5 kV/cm$ . Los recuadros muestran el contenido espectral de la señal detectada evaluado en $\Delta = 9 \mu m$ y $\Delta = 39 \mu m$ . . . . .	82
33	Distribuciones espaciales de la densidad de portadores $n_e(x)$ y el campo espacio-carga $E_{sc}(x)$ , evaluadas para: tres posiciones de la franja de luz $I(x)$ ; dos amplitudes de oscilación fijas (a) $\Delta = 9 \mu m$ y (b) $\Delta = 39 \mu m$ ; y bajo campos externos iguales a $2.5 kV/cm$ . . . . .	83
34	Evolución de las pendientes para valores entre $x = -2$ a $x = 2$ del perfil de campo interno $E_{sc}(x)$ , respecto del campo eléctrico aplicado $E_0$ . . .	83

# Lista de Tablas

Tabla		Página
I	Principales propiedades físicas del BSO (Petrov <i>et al.</i> , 1991; Sokolov <i>et al.</i> , 1992; Mokrushina <i>et al.</i> , 1998) . . . . .	53
II	Parámetros del BSO usados en los cálculos . . . . .	77

# Capítulo I

## Introducción

A través de los años el uso cotidiano de dispositivos ópticos se ha acrecentado enormemente, debido principalmente al descubrimiento de nuevos materiales, por ejemplo: la introducción de los semiconductores y la invención del láser al principio de la década de los sesenta. En la actualidad la óptica es una de las ciencias que más ha avanzado en la generación de tecnología, dando como resultado la formación de nuevas disciplinas, verbigracia: la optoelectrónica, la óptica no lineal, la óptica cuántica; entre muchas otras. Una de las áreas directamente relacionadas con la óptica no lineal, que ha despertado un interés especial en la comunidad científica mundial, debido a la gran cantidad de usos prácticos que se le pueden dar, es el estudio del efecto fotorrefractivo. A pesar de que la descripción de este efecto no es el objetivo del presente trabajo, ésta sentará las bases para la explicación teórica del estudio que estamos a punto de realizar.

A finales de la década de los sesenta se dio la noticia de la existencia de un nuevo efecto no lineal, llamado *efecto fotorrefractivo*. Este consiste en el cambio de índice de refracción en cristales fotoconductores, inducido por la presencia de un campo eléctrico espacio-carga, que cuentan tanto con propiedades electro-ópticas como con una cierta cantidad de impurezas en su red cristalina. El campo espacio-carga se forma dentro del cristal, cuando las cargas eléctricas foto-generadas se distribuyen de acuerdo a la no uniformidad de la luz con que se ilumina el material, alterando la posición, la orientación, y/o la forma de las moléculas que lo constituyen. El efecto fotorrefractivo puede producir cambios de índice de refracción en el medio del orden de  $10^{-5}$ , con haces tan débiles como de milésimas de Watt por centímetro cuadrado (Yeh, 1993; Saleh y Teich, 1991).

Esto permite almacenar y detectar patrones espaciales no homogéneos de intensidad óptica, en forma de una distribución espacial no homogénea del índice de refracción. La no uniformidad espacial del índice de refracción es la característica que diferencia al efecto fotorrefractivo de otros efectos que forman parte de la óptica no lineal.

Una de las propiedades físicas que debe de manifestar cualquier cristal para que pueda ser considerado como medio fotorrefractivo es la fotoconductividad. Tal propiedad es el aumento de la conductividad eléctrica que presentan ciertos materiales cuando son iluminados con la energía fotónica suficiente para generar un exceso de portadores libres en su banda de conducción. Esta conductividad es proporcional a la intensidad de luz monocromática que se aplica, ya que cuanto más grande sea la cantidad de fotones con energía mayor o igual a la energía de la banda prohibida  $h\nu_o \geq E_g$  ( $\nu_o$  es la frecuencia umbral de fotoconducción), es posible trasladar una mayor cantidad de electrones de la banda de valencia a la banda de conducción (Mckelvey, 1980). Por otra parte, cuando un medio fotoconductor no solo es expuesto a la luz, sino que además se le suministra un campo eléctrico externo, es posible conseguir un movimiento ordenado de sus portadores de carga foto-generados. provocando con esto que circule una corriente eléctrica a través de la muestra. La existencia de impurezas en la red cristalina del material, ayuda a que los fotones con frecuencias menores puedan activar la conductividad, debido a que se produce un traslado de electrones a la banda de conducción desde los niveles donadores de impurezas o un traslado desde la banda de valencia a los niveles aceptores de impurezas. La absorción intensa de luz puede causar la disminución de la conductividad del material, debido a que los fotones intensifican los procesos de recombinación de electrones y huecos, lo que hace que disminuya la concentración de cargas libres en el medio fotoconductor.

El avance en la tecnología utilizada para el crecimiento de muestras foto-sensibles,

ha traído con sigo, la posibilidad de fabricar una gran variedad de materiales fotorrefractivos, tanto en forma de cristales como en vidrios y cerámicas. Una muestra de ello son los siguientes cristales: el titanato de bario ( $BaTiO_3$ ), el óxido de bismuto y de titanio ( $Bi_{12}TiO_{20}$  o  $BTO$ ), el óxido de bismuto y silicio ( $Bi_{12}SiO_{20}$  o  $BSO$ ), el niobato de litio ( $LiNbO_3$ ), el nitrato de potasio ( $KNbO_3$ ) y el arseniuro de galio ( $GaAs$ ). Estos materiales abarcan una extensa gama de tiempos de respuesta que van desde los nanosegundos hasta horas o días. Cubriendo un amplio rango de aplicaciones prácticas como por ejemplo: en sistemas de memoria óptica, para lectura y escritura holográfica (Petrov *et al.*, 1991); en sistemas de procesamiento óptico de información, para el filtrado y enfatizado de bordes en imágenes; en sistemas de comunicación óptica, como materiales activos en interconexiones ópticas; y por último en sistemas de metrología, en donde, son utilizados principalmente como detectores ópticos adaptativos para sensar vibraciones, tanto en la industria automotriz como en la electromecánica. Con respecto a esto, el tema central del presente trabajo de tesis es mejorar este tipo de sensores, para lograrlo, se tratan de aprovechar las ventajas que tienen los sistemas ópticos sobre cualquier otro tipo de sistemas.

La importancia de los sistemas ópticos para medición de vibraciones, en comparación con otro tipo de sistemas utilizados para esta misma función, radica en el no contacto del sistema de medición con la superficie a medir. En otras palabras, tenemos mediciones directas y por lo tanto más exactas. Otra ventaja importante de estos sistemas, es que se pueden hacer mediciones en áreas peligrosas y remotas. Sin embargo, hay dos problemas importantes que se tienen que resolver cuando se utilizan sistemas de detección ópticos. El primero está relacionado con las deformaciones que sufre el frente de onda del haz láser, debido a la naturaleza rugosa de las superficies a sensar. El segundo y el más difícil de resolver, está asociado a la existencia de cambios lentos de fase en los patrones de interferencia, ocasionados por variaciones de temperatura en

la zona de detección. Los dispositivos ópticos para detectar vibraciones que son capaces de resolver estos dos problemas se les llama frecuentemente *detectores adaptativos*.

Los sistemas ópticos adaptativos constan de un interferómetro, que permite la división de un haz láser en dos haces, los cuales interfieren (se unen) dentro del cristal fotorrefractivo, formando un patrón de interferencia. En uno de los brazos del interferómetro se introduce la modulación en fase, provocada por el movimiento periódico de la superficie que se está sensando. El promedio de la intensidad del patrón formado por el interferómetro es grabado dentro del cristal fotorrefractivo en forma de un holograma (Saleh y Teich, 1991). La interferencia de dos ondas, una difractada y la otra transmitida por el holograma, proporciona un batimiento de intensidades con la frecuencia de la modulación de fase aplicada en uno de los brazos del interferómetro. Estas variaciones de intensidad son factibles de sensar usando simplemente un fotodetector que no requiere de ningún ajuste para compensar los cambios del frente de onda de la luz modulada, logrando una de las características de un sensor adaptativo.

## I.1 Antecedentes

Uno de los métodos utilizados para lograr la adaptabilidad de los sistemas ópticos de detección vibraciones, es hacer que el campo espacio-carga que se forma dentro de los materiales fotorrefractivos al ser iluminados, interactúe con la distribución no uniforme de portadores libres que se mueve periódicamente dentro del cristal. Lo que resulta de esto es la formación de un efecto de fuerza foto-electro-motriz en estado estacionario (o efecto photo-EMF, por sus siglas en inglés), que es una corriente eléctrica alterna producida dentro de la muestra fotoconductor conectada en configuración de corto circuito. Esta corriente es el resultado de la interacción entre el campo eléctrico interno y el patrón de la fotoconductividad vibrante (Stepanov, 2001). La corriente alterna



generada dentro de la muestra está directamente relacionada con las vibraciones de la superficie, lo que da la posibilidad de evitar el uso de fotodetectores para efectuar el sensado.

En un artículo relativamente reciente se propuso un fotodetector para el sensado óptico de señales de microondas conocido como *TFP* (*Traveling Fringes Photodetector*). El principio de este detector es sincronizar el arrastre de los electrones fotogenerados con un patrón de interferencia en movimiento, para que en el circuito de salida se obtenga una corriente que varíe de acuerdo a las modulaciones de fase del patrón de interferencia (Merlet *et al.*, 1996). Para que este modelo funcione, la velocidad de los portadores fotogenerados tiene que ser igual a la velocidad del movimiento del patrón  $v_e = v_{patron}$ , es decir, deben de estar en resonancia.

Con base en estos dos trabajos se formula un nuevo sistema para la detección de vibraciones por medios ópticos, llamado *modulación de fotocorriente con patrones dinámicos de intensidad* (*MFPD*), propuesto inicialmente por Mendoza (2003), en donde se supone que es posible modular fotocorriente a una frecuencia de oscilación igual a la del patrón en movimiento. La diferencia principal del detector *TFP* y el aquí propuesto es que la velocidad del patrón en movimiento es mucho menor a la velocidad de los portadores fotogenerados ( $v_e \gg v_{patron}$ ), es decir; no hay agrupación de electrones. En dicho trabajo se indica que por medio de este método es factible detectar vibraciones con amplitudes más grandes que las que pueden detectar los sistemas ópticos actuales.

En el presente trabajo de tesis, se realiza un estudio sobre la modulación de fotocorriente producida en cristales fotoconductores por patrones y formas luminosas en movimiento. Para esto, se elaboran experimentos en los que se trata de reproducir los resultados obtenidos por Mendoza (2003). Además se realizan algunos experimentos inéditos para generar dicha corriente introduciendo un campo eléctrico externo y

una iluminación uniforme de luz blanca dentro del cristal fotoconductor (adicional a la iluminación de la franja gaussiana de luz láser). Igualmente, se elabora un método numérico basado en la teoría del efecto de fuerza Foto-Electro-Motriz y del efecto fotorrefractivo, esto con el fin de tener una forma de comparar los resultados experimentales con la teoría.

## **I.2 Objetivos:**

- Investigar experimentalmente los mecanismos físicos que generan fotocorriente modulada con patrones dinámicos de intensidad.
- Desarrollar un método teórico que describa numéricamente el comportamiento de la corriente modulada con patrones dinámicos de intensidad.
- Realizar el estudio teórico-experimental para estimar los parámetros y peculiaridades de un sensor adaptativo basado en la generación de fotocorriente con patrones dinámicos de intensidad.

# Capítulo II

## Formación del campo espacio-carga y generación de corriente

### II.1 Introducción

El enfoque de la presente tesis es el estudio de las fotocorrientes alternas producidas por el movimiento de un patrón de iluminación. El mecanismo para producir esta corriente está asociado al campo eléctrico interno, inducido en el material fotoconductor por una iluminación no uniforme. El análisis de la formación del campo eléctrico en cristales fotorrefractivos, dio como resultado una teoría detallada del proceso de formación de dicho campo. Los puntos principales de esta teoría se explican en este capítulo.

El efecto fotorrefractivo es conocido desde los años sesenta, y está relacionado con los cambios locales del índice de refracción en un medio iluminado por un patrón de interferencia modulado espacialmente. La manifestación del efecto fotorrefractivo, a diferencia de otros efectos ópticos no lineales, no depende de la intensidad luminosa. Es decir, se pueden observar cambios del índice de refracción en el medio, con intensidades tan bajas como de milésimas de Watt por centímetro cuadrado. Otra diferencia importante, es que para observar el efecto fotorrefractivo es necesario contar con una distribución no homogénea de la intensidad luminosa. En general para que un medio sea fotorrefractivo debe presentar las siguientes propiedades (Nolte, 1995):

- *Ser fotoconductor*, para que la carga fotogenerada pueda ser transportada de las zonas iluminadas a las zonas oscuras. Y con esto exista una redistribución de carga dentro del material. En materiales con fotoconductividad eléctrica, la carga

positiva se concentra en las zonas iluminadas, mientras que la carga negativa se concentra en las zonas oscuras. Esta redistribución no homogénea de carga es la culpable de la formación del campo eléctrico dentro del medio, normalmente llamado campo espacio-carga.

- *Tener defectos o impurezas*, esenciales para producir niveles de energía dentro de la banda prohibida del material, los cuales permiten generación y atrapamiento de portadores de carga, dándose con esto la concentración de cargas positivas y negativas en las zonas iluminadas y no iluminadas, respectivamente.
- *Tener propiedades electro-ópticas*, para que mediante el campo formado en el interior del cristal se produzca un cambio en el índice de refracción, de acuerdo a la distribución del campo interno.
- *Tener propiedades de aislante semiconductor*, para que el exceso de electrones generados no apantalle el campo eléctrico espacio-carga.

El cristal que presenta este tipo de características, y que fue inicialmente utilizado para el desarrollo experimental del efecto de fuerza foto-electro-motriz, es el óxido de bismuto y silicio. El BSO, como comúnmente lo llaman es un cristal de la familia de las selenitas, que se distingue por tener defectos causados por la ausencia de átomos de oxígeno en su red cristalina. En el trabajo de tesis aquí presentado se pretende aprovechar los tiempos de respuesta largos que presentan dichos cristales, para obtener respuestas lineales de la corriente foto-generada para bajas frecuencias de oscilación. Así mismo, estos materiales serán utilizados prácticamente como fotoconductores con alta resistencia en la oscuridad y alta sensibilidad a los cambios de iluminación, ya que no se está tomando en cuenta su propiedad electro-óptica.

## II.2 Modelo un defecto y una banda de energía

Para comprender con más detalle el efecto aquí estudiado se tiene que conocer como se llevan a cabo los procesos de excitación y captura de portadores de carga, así como las ecuaciones básicas que los describen. El modelo más sencillo que permite explicar la formación del campo interno en cristales fotoconductores es el modelo *un defecto / una banda de energía* (Yeh, 1993), en donde se considera sólo un tipo de portador, en este caso los electrones y, solamente una banda de energía, la de conducción. Cabe mencionar que existen otros modelos para explicar el proceso antes mencionado (Nolte, 1995), por ejemplo, los modelos *un defecto y dos bandas de energía* y *dos defectos y dos bandas de energía*. Sin embargo, el modelo de *un defecto y una banda* es el que más se ajusta a la explicación de los efectos que se investigan en el presente trabajo.

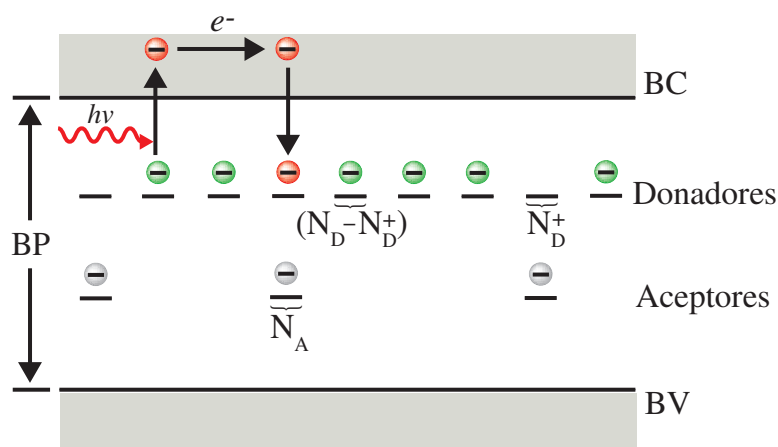


Figura 1: Modelo una banda y un defecto, utilizado para describir el transporte de carga en un cristal fotoconductor.

En el modelo representado en la figura 1 se muestra un esquema de bandas. En donde, con el fin de simplificar la explicación del transporte de carga, se considera sólo la banda de conducción ( $BC$ ) y únicamente un tipo de portador de carga (los electrones  $e^-$ ). Así mismo, la banda prohibida ( $BP$ ) cuenta con dos tipos de niveles de

energía asociados a los defectos de la red cristalina. Los defectos aceptores con densidad  $N_A$ , y los defectos donadores de electrones con densidad  $N_D$ . En este modelo también se supone que la densidad de portadores es mucho mayor a la densidad de aceptores ( $N_D \gg N_A$ ), esta relación es correcta para las selenitas, ya que  $N_A/N_D = 10^{-3}$  (Petrov *et al.*, 1991).

Antes de la iluminación, debido a que la temperatura del cristal no es nula, una parte de los defectos donadores son ionizados por energía térmica ( $N_D^+$ ). Los electrones que se liberan de los defectos donadores suben a la banda de conducción ( $n_e$ ), cayendo luego de un tiempo en los defectos aceptores. De tal manera que en un principio  $N_D^+ = N_A + n_e$ , es decir, un electrón sube a la banda de conducción desde un donador, se mueve hasta un aceptor y cae a un nivel de energía bajo, en donde no puede ser excitado ni térmicamente ni ópticamente. Por lo tanto, tendremos antes de la iluminación una densidad de impurezas donadoras no ionizadas de  $N_D - N_D^+$ . Cuando se ilumina el medio fotoconductor, por una distribución no homogénea, los fotones ( $h\nu$ ) excitan a las impurezas donadoras no ionizadas, elevándose la producción de portadores en zonas iluminadas. Consecuentemente los electrones libres en la banda de conducción ( $e^-$ ), son transportados a las áreas oscuras adyacentes. Cada electrón que abandona la zona brillante deja atrás un ion positivo (el cual no es compensado por carga negativa). Después de un tiempo (tiempo de vida de los portadores libres  $\tau$ ) los electrones son atrapados por los donadores ionizados  $N_D^+$ , disminuyendo la carga positiva, principalmente en las zonas oscuras. Los procesos de generación, redistribución y atrapamiento de electrones generaran una distribución de carga interna estable, que refleja de alguna manera el patrón de iluminación incidente en el cristal. Es decir, habrá carga neta positiva en las franjas brillantes y carga neta negativa en las zonas oscuras.

Cabe aclarar que el introducir el concepto de densidad de aceptores, tiene la finalidad

de mantener la neutralidad eléctrica del cristal, lo que permite la formación del espacio-carga en el cristal, en ausencia de iluminación ( $n_e + N_A - N_D^+ = 0$ ). Con iluminación el cristal mantiene la neutralidad promedio  $\int_v (n_e + N_a - N_D^+) dv = 0$ , en donde la integración es en todo el volumen del cristal.

### II.2.1 Ecuaciones de transporte de carga

Al sistema de ecuaciones que describen la formación del campo espacio-carga, en el modelo explicado anteriormente, se les llama frecuentemente ecuaciones de *Kukhtarev*, en honor al autor del trabajo que por primera vez utilizó estas ecuaciones para explicar el efecto fotorrefractivo (Kukhtarev *et al.*, 1979).

La primera ecuación describe la razón de ionización, no es más que el número de defectos ionizados por unidad de tiempo

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (sI + \beta_T) (N_D - N_D^+) - \gamma_R n_e N_D^+. \quad (1)$$

La ecuación (1) establece la razón de ionización, como un balance entre dos procesos: la excitación de defectos, representado por el primer término del lado derecho, y el atrapamiento de electrones, representado por el segundo término. Por cada donador ionizado se genera un electrón, el cual, se elimina cuando es capturado por un donador ionizado, estableciéndose un balance entre los dos procesos.

El proceso de foto-ionización de defectos (Yeh, 1993; Boyd, 1992; Saleh y Teich, 1991), depende principalmente de la intensidad de la luz ( $I$ ), del número de donadores no ionizados ( $N_D - N_D^+$ ) y de la sección transversal para la ionización ( $s$ ). Se toma en cuenta también la excitación térmica, que depende del índice de excitación térmica  $\beta$  y del número de donadores no ionizados. Por lo tanto la razón de generación de electrones está dada por:

$$G = (sI + \beta)(N_D - N_D^+). \quad (2)$$

Los electrones excitados que se encuentran en la banda de conducción se mueven por arrastre o difusión, siendo atrapados después de un tiempo por donadores ionizados. La razón de atrapamiento  $R$  es proporcional a la densidad de electrones libres ( $n_e$ ), que se encuentran en la banda de conducción, y a la densidad de donadores ionizados ( $N_D^+$ ), esto es:

$$R = \gamma_R n_e N_D^+ \quad (3)$$

donde  $\gamma_R$  es el índice de recombinación.

La densidad de electrones libres no afecta únicamente a la generación y el atrapamiento de portadores, influye también en el movimiento de electrones; es decir en la corriente eléctrica. Esto se refleja en la ecuación de continuidad:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\partial N_D^+}{\partial t} + \frac{1}{e} (\nabla \cdot \mathbf{j}), \quad (4)$$

donde  $\mathbf{j}$  es la densidad de corriente y  $e$  es la carga del electrón ( $e = 1.602 \times 10^{19} C$ ). La *densidad corriente* está constituida por tres contribuciones: el arrastre de portadores de carga (producido por el un campo eléctrico aplicado), la difusión debida al gradiente de la densidad de portadores foto-excitados y el efecto fotovoltaico. Considerando sólo el arrastre y la difusión para este análisis (adecuado para cristales *BSO* y *BTO*), la expresión para la densidad de corriente está dada por:

$$\mathbf{j} = e\mu n_e \mathbf{E} + k_B T \mu \nabla n_e \quad (5)$$

donde  $\mu$  es la movilidad de los electrones libres,  $\mathbf{E}$  es el campo eléctrico, conformado



por el campo eléctrico espacio carga ( $\mathbf{E}_{sc}$ ) y el campo eléctrico aplicado ( $\mathbf{E}_0$ ) en caso de existir ( $\mathbf{E} = \mathbf{E}_{sc} + \mathbf{E}_0$ ),  $k_B$  es la constante de *Boltzmann* y  $T$  es la temperatura.

La ecuación que relaciona la carga espacialmente distribuida con el campo eléctrico, es llamada ecuación de *Poisson* (o ecuación de *Gauss*)

$$\varepsilon_0 \nabla (\varepsilon \mathbf{E}) = e (N_D^+ - N_A - n_e), \quad (6)$$

donde  $\varepsilon_0$  es la permitividad del vacío y  $\varepsilon$  la constante dieléctrica relativa. Podemos ver que las ecuaciones: (1), (4), (5) y (6), describen una cadena de efectos. Es decir, la generación de carga libre da como resultado una corriente eléctrica que induce un campo eléctrico, que a su vez, afecta la corriente.

## II.3 Formación del campo interno con iluminación sinusoidal

El campo interno espacio-carga es de gran importancia para el efecto fotorrefractivo, ya que se requiere un campo eléctrico para modificar el índice de refracción del material, necesario para el grabado holográfico y la amplificación de luz por mezclado de dos ondas; así como para la explicación de los mecanismos de efectos investigados en el presente trabajo. En esta sección se explica la formación del campo interno, cuando se tiene una distribución de intensidad luminosa sinusoidal entrando en el fotoconductor. Una distribución de intensidad sinusoidal se forma físicamente por medio de la interferencia de dos ondas planas, en una geometría de transmisión (o geometría de co-propagación), cuando ambos haces entran en la misma cara del cristal (ver la figura 2). Tal geometría, permite obtener periodos de iluminación en un amplio rango de valores, en la práctica los rangos van de los milímetros hasta los micrómetros. La ecuación para

obtener el periodo del patrón de interferencia en este tipo de geometría es

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \theta}, \quad (7)$$

donde  $\theta$  es el ángulo entre los dos haces fuera del fotoconductor (Nolte, 1995).

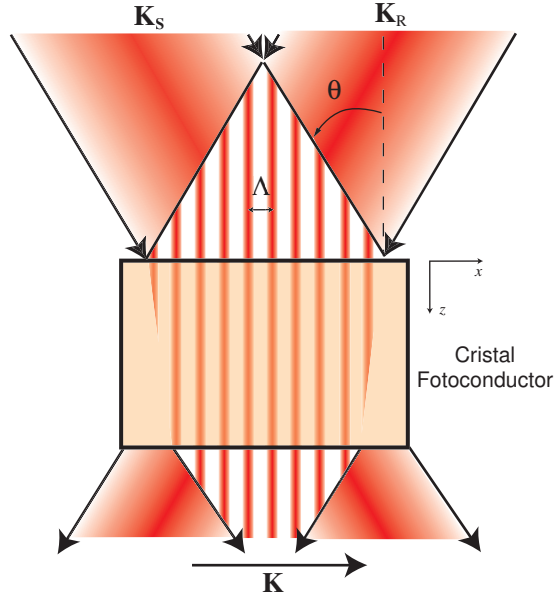


Figura 2: Iluminación sinusoidal de un fotoconductor por interferencia de dos ondas planas en geometría de transmisión.

La interferencia de dos ondas planas, con vectores de onda  $\mathbf{K}_R$  para el haz de referencia y  $\mathbf{K}_S$  para el haz señal, produce un campo eléctrico representado por:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_R \exp\{i(\omega t - \mathbf{K}_R \cdot \mathbf{r})\} + \mathbf{E}_S \exp\{i(\omega t - \mathbf{K}_S \cdot \mathbf{r})\}, \quad (8)$$

donde  $\mathbf{E}_R$  y  $\mathbf{E}_S$  son los vectores de las amplitudes de los haces. Podemos obtener la distribución de intensidades del patrón de interferencia, sabiendo que la intensidad es proporcional al cuadrado del módulo del campo  $|\mathbf{E}|^2 = |\mathbf{E}_R + \mathbf{E}_S|^2 = I$ . Haciendo las operaciones algebraicas suponiendo que ambos haces tienen polarizaciones iguales,

obtenemos la intensidad del patrón de interferencia como sigue:

$$I = I_0 \left[ 1 + \frac{m}{2} \exp(iKx) + \frac{m^*}{2} \exp(-iKx) \right] = I_0 [1 + m \cos(Kx)], \quad (9)$$

donde suponemos que  $x$  va en la dirección del vector de onda del patrón de interferencia, como se indica en la figura 2. Además, el vector de onda  $\mathbf{K} = \mathbf{K}_R - \mathbf{K}_S$ , está relacionado con el espaciamiento de las franjas por:  $|K| = 2\pi/\Lambda$ , mientras que  $I_0 = I_R + I_S$  es la intensidad promedio y  $m = 2E_R E_S / (|E_R|^2 + |E_S|^2)$  es el índice de modulación complejo. El índice de modulación  $m$  tiene una gran importancia en la teoría de formación del campo interno, ya que si  $m \ll 1$  sirve como parámetro de expansión, permitiendo que las ecuaciones de transporte (1-6) sean linealizadas (Yeh, 1993; Boyd, 1992). Mientras que si  $m \approx 1$ , cuando las intensidades de ambos haces son parecidas ( $I_R \approx I_S$ ), las ecuaciones de transporte tienen una forma no lineal, que no tiene solución analítica; esto obliga a utilizar métodos numéricos para su solución.

### II.3.1 Campo espacio-carga formado por difusión

Cuando no se tiene campo eléctrico aplicado ( $E_0 = 0$ ), el mecanismo de transporte de carga es la difusión. Es decir, en las zonas iluminadas del fotoconductor se genera mayor cantidad de portadores que en las zonas oscuras. Los portadores de las áreas iluminadas (electrones) están libres en la banda de conducción, por lo que pueden ser difundidos a las áreas oscuras, debido al gradiente de la densidad de estos portadores. En las zonas oscuras son atrapados por defectos ionizados, de esta manera, la difusión de electrones da como resultado la acumulación de carga negativa en las zonas oscuras y de carga positiva en las zonas iluminadas. Así, la distribución espacio-carga reproduce la distribución de iluminación (ver figura 3). Por ley de Gauss (ecuación 6), la distribución del campo está fuera de fase por  $\pi/2$  con respecto a la distribución de intensidad de luz

$(I(x))$ .

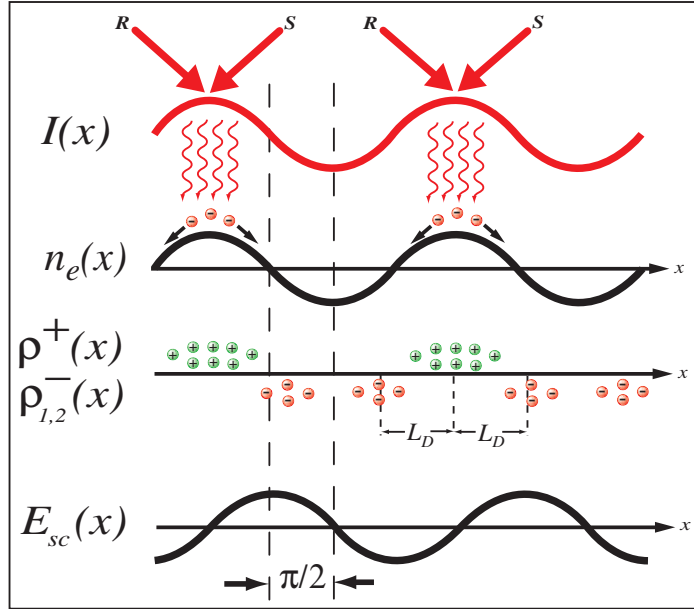


Figura 3: Esquema de la formación del campo espacio-carga, por difusión de portadores.

En la figura 3 se explica de forma simple el desfase entre el patrón de interferencia y el campo espacio-carga. Un patrón sinusoidal provoca una distribución espacial de carga positiva debido a la ausencia de electrones, cuya densidad puede ser obtenida utilizando la aproximación de modulación baja como:

$$\rho^+(x) = \rho_0 + \rho \cos(Kx), \quad (10)$$

donde  $\rho_0$  es la densidad de carga positiva promedio. Los otros dos componentes tienen carga negativa debido a la baja exposición de las zonas en donde se encuentran,

$$\begin{aligned} \rho_1^-(x) &= -\frac{1}{2} \{ \rho_0 + \rho \cos[K(x + L_D)] \} \\ \rho_2^-(x) &= -\frac{1}{2} \{ \rho_0 + \rho \cos[K(x - L_D)] \}, \end{aligned} \quad (11)$$

la longitud de difusión  $L_D = \frac{k_B T \mu}{e}$  es la distancia promedio del movimiento de los electrones de las centros de excitación a los centros de atrapamiento (ó localidades de recombinación). La suma de densidades de carga de estos tres substratos es la densidad total en la muestra a lo largo del eje  $x$ , es decir;

$$\rho(x) = \rho^+(x) + \rho_1^-(x) + \rho_2^-(x). \quad (12)$$

Si se sustituye la ecuación (12) en la ecuación de *Poisson* (6), utilizando las identidades trigonométricas correspondientes y resolviendo la integral resultante, obtenemos lo siguiente:

$$E_{sc} = \frac{\rho L_D^2}{2\varepsilon\varepsilon_0} K \sin(Kx), \quad (13)$$

donde se supone que  $L_D$  es muy pequeña de tal manera que  $KL_D \ll 1$  (Petrov *et al.*, 1991). Note que la rejilla del campo está fuera de fase por  $\pi/2$  con respecto al patrón incidente, mientras que la amplitud de la rejilla es proporcional a la frecuencia espacial  $K$ . Otra cosa que revela la ecuación (13) es que el índice de crecimiento de la rejilla del campo aumenta con  $L_D$  y decrece con la elevación de  $\varepsilon$ , para una cantidad de energía luminosa constante.

### II.3.2 Campo espacio-carga formado por arrastre

Cuando se aplica campo externo  $E_0$  de corriente directa (c.d.), en el medio se lleva a cabo otro proceso de transporte llamado arrastre. En éste los electrones foto-excitados se mueven en una sola dirección, desplazándose una distancia promedio  $L_0$  antes de ser atrapados por los donadores ionizados (ver figura 4). Aquí  $L_0$  denota la longitud de arrastre, relacionada con el campo externo  $E_0$  por la ecuación  $L_0 = \mu\tau E_0$ , donde  $\mu$  es la movilidad de los electrones y  $\tau$  es el tiempo de vida de los electrones libres que se

encuentran en la banda de conducción.

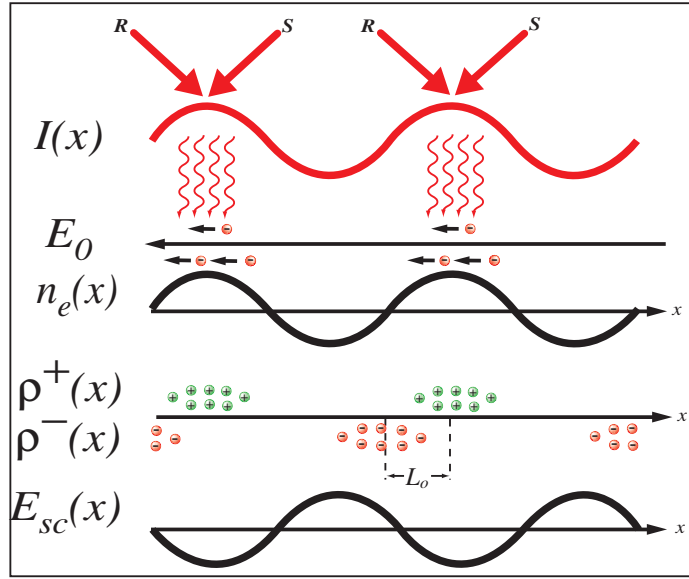


Figura 4: Esquema de formación de campo espacio-carga, con la presencia de un campo externo de c.d.

Para mostrar las propiedades principales de la rejilla formada en la presencia del campo externo se supone, al igual que en el caso de difusión, que la longitud de desplazamiento de todos los electrones es igual al valor promedio  $L_0$ , y que este valor es mucho menor que el periodo del patrón de interferencia  $L_0 \ll \Lambda$ . La distribución de carga total puede ser representada como una suma de dos rejillas  $\rho^+(x) = \rho \cos(Kx) + \rho_0$  y  $\rho^-(x) = \rho \cos[K(x + L_0)] - \rho_0$ , estas son formadas por los donadores ionizados y los electrones atrapados (Petrov *et al.*, 1991). La densidad de carga total estará dada por:

$$\rho(x) = \rho (\cos(Kx) - \cos[K(x + L_0)]), \quad (14)$$

la cual para longitudes de arrastre cortas  $L_0 \ll \Lambda$  forma un campo espacio-carga igual

a

$$E_{sc} = \frac{-\rho}{\varepsilon\varepsilon_0} L_0 \cos \left[ K \left( x + \frac{1}{2} L_0 \right) \right]. \quad (15)$$

Se observa que la rejilla del campo espacio-carga, está en contra fase con el patrón de luz que incide. Este campo es independiente de  $K$ , pero dependiente de la longitud de arrastre (ver figura 4). En caso contrario, cuando  $L_0 \gg \Lambda$ , la rejilla con carga negativa no se forma, debido a que los electrones son esparcidos uniformemente en todo el cristal. En esta situación la ecuación (6), nos dice que la rejilla del campo está fuera de fase por  $\pi/2$  respecto a la rejilla de intensidad de luz.

### II.3.3 Solución transitoria del campo espacio-carga

Para encontrar la evolución temporal del campo espacio carga se necesita resolver la ecuaciones de transporte de carga con respecto al tiempo ( $t$ ) y al espacio ( $x$ ). Pero estas ecuaciones no son lineales (de la 1 a la 6), debido a que tienen productos de cantidades desconocidas (como:  $n_e$ ,  $N_D^+$ ,  $\mathbf{j}$  y  $\mathbf{E}$ ), y por lo general no pueden ser resueltas exactamente. Esto obliga a utilizar una aproximación en donde se considera que la profundidad de modulación es pequeña (es decir,  $m \ll 1$ ). Tal consideración, ayuda a linealizar el sistema de ecuaciones de transporte de carga, obteniendo sus soluciones con respecto al tiempo para los armónicos de bajo orden, de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} E(x, t) &= E_0(t) + Re \{ E_1(t) \exp(iKx) \}, \\ N_D^+(x, t) &= N_{D0}^+(t) + Re \{ N_{D1}^+(t) \exp(iKx) \}, \\ j(x, t) &= j_0(t) + Re \{ j_1(t) \exp(iKx) \}, \\ n_e(x, t) &= n_{e0}(t) + Re \{ n_{e1}(t) \exp(iKx) \}; \end{aligned} \quad (16)$$

donde  $n_{e0}$ ,  $N_{D0}^+$  y  $E_0$  son los elementos de orden cero, los cuales se consideran como constantes. Las amplitudes  $n_{e1}$ ,  $N_{D1}^+$  y  $E_1$ , elementos de orden uno, tienen valores tan pequeños que el producto entre dos términos cualesquiera de estos tres es insignificante. Los detalles de los cálculos para encontrar una expresión de la evolución temporal del campo espacio-carga, se dan en (Yeh, 1993; Petrov *et al.*, 1991; Boyd, 1992).

Se puede obtener la solución del sistema de ecuaciones de transporte de carga, para el caso en que la distribución de intensidad luminosa tiene la forma de la ecuación (9). Si se sustituyen las amplitudes con dependencia espacial  $e^{iKx}$  (el orden uno de las ecuaciones 16) en las ecuaciones de transporte de carga, y se consideran las siguientes aproximaciones (Yeh, 1993):

1. El índice de generación térmica de electrones es mucho menor que la generación por la iluminación del medio ( $\beta \ll sI$ ),
2. El índice de recombinación es mucho mayor al índice de generación de electrones, esto es,  $sI_0 \ll \gamma_R N_A$ ,
3. Para bajas iluminaciones, el tiempo de vida de los electrones ( $\tau$ ) en la banda de conducción es mucho menor que el tiempo de relajación dieléctrica ( $\tau_{di}$ ), el cual, es inversamente proporcional a la intensidad ( $\tau \ll \tau_{di}$ ), en donde,  $\tau_{di} = \varepsilon\varepsilon_0/e\mu n_{e0}$  y  $\tau = 1/\gamma_R N_A$ ,
4. La densidad de portadores libres promedio ( $n_{e0} = sI_0(N_D - N_A)/\gamma_R N_A$ ), generados por iluminación uniforme es mucho menor que la densidad de aceptores  $n_{e0} \ll N_A$ .

Se puede encontrar la solución con respecto al tiempo, del campo espacio-carga y la densidad de carga libre. La dependencia con respecto al tiempo del campo espacio-carga, está dada por:



$$\frac{\partial}{\partial t} E_{sc}(t) = \frac{m(iE_D - E_0) - E_{sc}(t)(1 + E_D/E_q + iE_0/E_q)}{\tau_{di}(1 + E_D/E_M + iE_0/E_M)}, \quad (17)$$

donde  $E_0(t) = E_0$  es el campo externo;  $m = I_1/I_0$  es el contraste;  $E_D = Kk_B T/e$  es la amplitud del campo producido por difusión;  $E_M = \gamma_R N_A/\mu \cdot K$  es el campo llamado campo de arrastre (Yeh, 1993);  $E_q = eN_A(N_D - N_A)/K\varepsilon\varepsilon_0$  es el campo eléctrico máximo limitado por la densidad de impurezas, donde  $N_{D0}^+(t) = N_A$  es el resultado de la aproximación 4, antes mencionada. La solución final del campo espacio-carga se puede escribir como (Yeh, 1993):

$$E_{sc}(t) = E_{sc}^{st} (1 - e^{-t/\tau_{sc}}), \quad (18)$$

aquí  $E_{sc}^{st}$  es la amplitud de la rejilla del campo espacio-carga en estado estacionario

$$E_{sc}^{st} = m \left( \frac{iE_D - E_0}{1 + E_D/E_q + iE_0/E_q} \right), \quad (19)$$

y  $\tau_{sc}$  es el tiempo característico para la formación de la rejilla

$$\tau_{sc} = \tau_{di} \frac{1 + E_D/E_M + iE_0/E_M}{1 + E_D/E_q + iE_0/E_q}. \quad (20)$$

El resultado típico del cálculo del campo espacio-carga  $E_{sc}$ , utilizando la ecuación (18), se representa en la figura 5.

La ecuación general para determinar la densidad de electrones en el régimen transitorio, puede ser obtenida con el mismo conjunto de ecuaciones y aproximaciones utilizadas para el caso en que se analizó la respuesta transitoria del campo espacio-carga (Yeh, 1993; Boyd, 1992). Esto es,

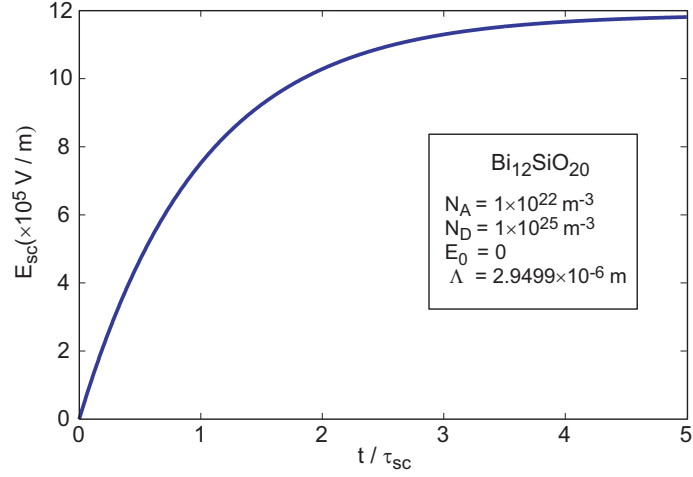


Figura 5: Dependencia del campo espacio-carga con respecto al tiempo.

$$\frac{\partial}{\partial t} n_{e1}(t) = sI_0(N_D - N_A) \left[ m - E_{sc}(t) \left( \frac{1}{E_M} - \frac{1}{E_q} \right) \right] - n_{e1}(t)N_A\gamma_R(1 + E_D/E_M + iE_0/E_M). \quad (21)$$

Si el campo espacio-carga es estacionario, solo se tiene que sustituir la ecuación (19) dentro de la ecuación anterior, para obtener:

$$\frac{\partial}{\partial t} n_{e1}(t) = msI_0(N_D - N_A) \left( \frac{1 + E_D/E_M + iE_0/E_M}{1 + E_D/E_q + iE_0/E_q} \right) - n_{e1}(t)N_A\gamma_R(1 + E_D/E_M + iE_0/E_M). \quad (22)$$

Esta ecuación puede ser rescrita como:

$$n_{e1}(t) = n_{e1}^{st} (1 - e^{-t/\tau_c}), \quad (23)$$

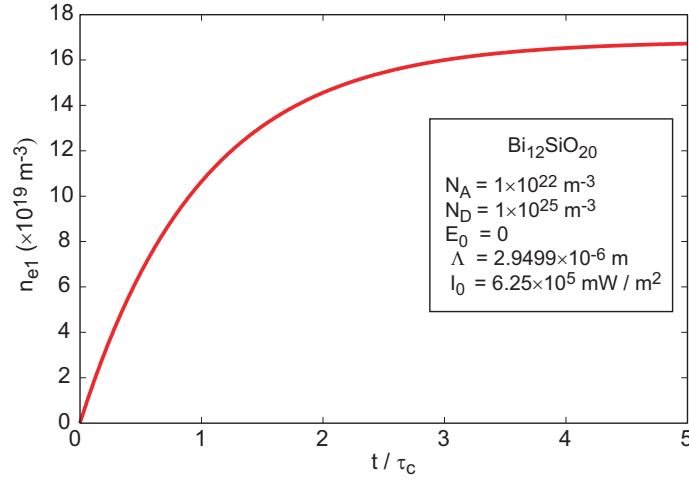


Figura 6: Dependencia de la densidad de carga con respecto al tiempo.

donde  $n_{e1}^{st}$  es la densidad de carga libre en un medio iluminado por un patrón de interferencia sinusoidal estacionario y  $\tau_c$  es la constante de tiempo complejo, dados por:

$$n_{e1}^{st} = \frac{sI_1(N_D - N_A)}{\gamma_R N_A} \left( \frac{1}{1 + E_D/E_q + iE_0/E_q} \right),$$

$$\tau_c = \frac{1}{\gamma_R N_A (1 + E_D/E_M + iE_0/E_M)}. \quad (24)$$

Si se grafica  $n_{e1}$  con respecto al tiempo utilizando la ecuación (23), se obtiene una curva característica del comportamiento de la densidad de portadores (ver figura 6).

## II.4 Generación de corriente en un circuito externo

La formación del campo interno afecta el comportamiento de la corriente dentro del fotoconductor, esto puede dar origen a algunos efectos, como el efecto de fuerza Foto-Electro-Motriz. Para comprender mejor el efecto estudiado, en esta sección se examina la relación que existe entre el flujo de corriente interna y la corriente que obtenemos en

el circuito externo.

Si una carga aislada  $q$  se desplaza entre dos electrodos planos unidos por un conductor, se produce una corriente en el circuito que conecta a los electrodos (Hemenway *et al.*, 1973; Yavorski y A., 1972). Esta corriente se debe a que la carga en movimiento  $q$  ejerce fuerzas sobre las cargas libres de los electrodos y el conductor que está unido a ellos, provocando que estas se reordenen hasta que el campo eléctrico resultante dentro de los electrodos, sea cero.

En la figura 7 se muestran las líneas de fuerza que se originan en un electrón y terminan en cargas positivas inducidas sobre las superficies de los electrodos (**A** y **B**). La inducción de carga del electrodo **A** al electrodo **B**, es debida al desplazamiento de electrones (para simplificar un solo electrón) dentro del espacio entre los electrodos. En la figura 7 también se observa que la carga en el electrodo **A** ( $q^+$ ) es mayor que la carga inducida en el electrodo **B** ( $q'^+$ ), cuando el electrón está cercano al electrodo **A**. Pero si el electrón se desplaza a una velocidad  $v$  hacia una posición próxima al electrodo **B**, se induce carga neta del electrodo **A** al **B**, por lo que  $q'^+ > q^+$ . El total de carga efectiva ( $q^+ + q'^+$ ) inducida en ambos electrodos, es igual a la magnitud de la carga del electrón  $e^-$ .

La magnitud de la carga inducida ( $q'$ ) en el electrodo **B** se puede calcular igualando el trabajo realizado al transferir la carga positiva inducida del electrodo **A** al electrodo **B** a través del circuito externo, con la energía ganada por el electrón en su movimiento desde **A** hasta **B**.

Para obtener una expresión general, supongamos que el electrón se mueve a una velocidad  $v$ , el trabajo  $W$  que efectúa el campo ( $E = U_0/L_x$ ) sobre el electrón mientras éste se desplaza una distancia  $ds$ , está dado por:

$$W_E = -e\mathbf{E} \cdot d\mathbf{s}, \quad (25)$$

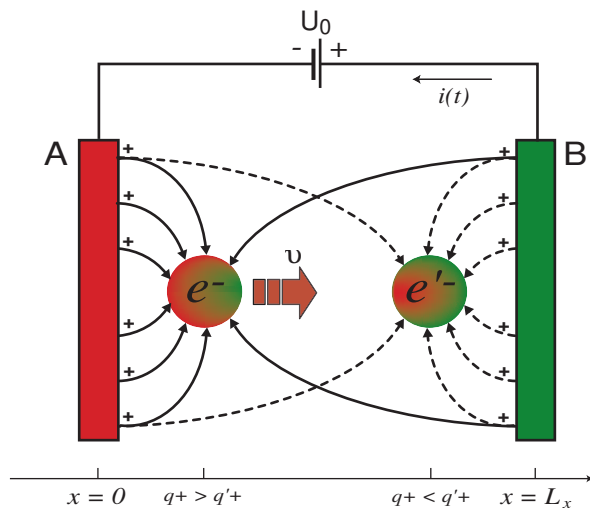


Figura 7: Inducción de carga por el desplazamiento de un electrón entre dos electrodos paralelos.

la energía que consume el campo al efectuar esta cantidad de trabajo sobre el electrón en movimiento, se obtiene de la batería en la forma de una pequeña cantidad de carga inducida  $dq'$  que se desplaza a través de la batería. Si el potencial de la batería es  $U_0$ , entonces el trabajo que efectúa la batería al mover a la carga inducida es:

$$W_B = U_0 dq'. \quad (26)$$

Debido a que la energía aplicada por la batería y la energía que consume el campo eléctrico, son iguales entonces:

$$U_0 dq' = -e\mathbf{E} \cdot d\mathbf{s}. \quad (27)$$

Dividiendo ambas partes de la ecuación (27) por  $U_0$  y por el tiempo  $dt$  requerido por el electrón para recorrer una distancia  $ds$ , se obtiene:

$$\frac{dq'}{dt} = -\frac{eE}{U_0} \cdot \frac{ds}{dt}, \quad (28)$$

donde  $dq'/dt = i$  es la corriente inducida en el circuito externo,  $ds/dt = v$  es la velocidad del electrón y  $E = U_0/L_x$  es el campo a través de la muestra, de manera que, para la corriente inducida producida por un electrón que se mueve con velocidad  $v$  entre los electrodos, se tiene que:

$$i = -\frac{ev}{L_x}. \quad (29)$$

La ecuación (29) se debe de modificar si existe una distribución continua de carga (paquete de carga), esto es:

$$i = \int_{vol} \rho \frac{v}{L_x} d\tau, \quad (30)$$

donde se puede observar que para electrodos planos paralelos, separados una distancia  $L_x$ , la corriente inducida  $i$  depende de los potenciales de los electrodos sólo hasta el grado en que la velocidad  $v$  del electrón depende de dichas tensiones. Es decir, la corriente  $i$  sería la misma para una  $v$  dada, incluso si los electrodos estuvieran unidos por un conductor sin la presencia de un voltaje externo.

#### **II.4.1 Influencia del campo eléctrico interno en la generación de corriente**

Se puede obtener la densidad de corriente total que fluye a través de una muestra con electrodos plano paralelos conectados en un circuito cerrado sustituyendo la ecuación (6) en la ecuación (4), conjuntamente con algunas operaciones, da lo siguiente:

$$j(t) = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_{sc}(x, t)}{\partial t} + j(x, t), \quad (31)$$

donde  $j(t)$  es la densidad de corriente total y  $j(x, t)$  es la densidad corriente en el fotoconductor (ecuación 5). Si se integra sobre el espaciamento entre los electrodos (es decir, el punto  $x = 0$  en electrodo negativo, al punto  $x = L_x$  electrodo positivo), en ambos lados de esta ecuación. Y si además se considera que la corriente real medible experimentalmente está determinada por la relación  $J(t) = j(t)S$ , donde  $S = dx$  es la sección transversal de la muestra, encontramos que:

$$J(t) = \int_0^{L_x} dx j(t) = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{L_x} dx E_{sc}(x, t) + \int_0^{L_x} dx j(x, t). \quad (32)$$

El primer término del lado derecho de la ecuación anterior desaparece, debido a la naturaleza del potencial del campo eléctrico y a la configuración en corto circuito de la muestra. Queda solamente una integral sobre la densidad de corriente (Stepanov, 2001), es decir, sobre las contribuciones por difusión y arrastre, como se indica a continuación:

$$L_x j(t) = eD \int_0^{L_x} dx \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} + \int_0^{L_x} dx e \mu n(x, t) E_{sc}(x, t), \quad (33)$$

donde  $D = K_B T \mu / e$  es la constante de difusión. Utilizando la condición de frontera, en donde se supone que las áreas próximas a los electrodos están igualmente iluminadas  $I(L_x, t) = I(0, t)$ , existe la posibilidad de encontrar la misma concentración de portadores móviles en las cercanías de ambos electrodos ( $n(L_x, t) = n(0, t)$ ). Esto reduce la componente de difusión a cero (primer término de la derecha de la ecuación 33), quedando solamente la contribución por la componente de arrastre. Un patrón sinusoidal bajo esta condición orilla a que la longitud de la muestra  $L_x$  sea igual a un múltiplo del periodo espacial de las franjas  $\Lambda$ . Por lo cual, la ecuación (33) puede ser expresada de la forma siguiente:

$$j(t) = \frac{1}{\Lambda} \int_0^\Lambda dx e \mu n(x,t) E_{sc}(x,t). \quad (34)$$

Esta última ecuación es la densidad de corriente total que se puede medir experimentalmente, la cual, es afectada por campos eléctricos internos (Stepanov, 2001). Es claro que la ecuación anterior incluye el término del campo externo, ya que, como se observa en la ecuación (17), el campo espacio-carga tiene dependencia del campo eléctrico aplicado externamente ( $E_0$ )



## Capítulo III

# Métodos para generar fotocorriente con patrones de luz en movimiento

### III.1 Introducción

Dos décadas después del descubrimiento del efecto fotorrefractivo se produjeron algunos artículos interesantes (Trofimov y Stepanov, 1986; Petrov *et al.*, 1986), en donde se destacaba la generación experimental de corriente por medio de patrones luz no estacionarios que inciden dentro de cristales fotoconductores (efecto de fuerza foto-electromotriz o photo-EMF por sus siglas en Inglés), lo cual, fue predicho por Vinetskii y Kukhtarev (1975). En tal efecto no es necesario aplicar campo eléctrico externo para producir corriente, sólo necesita la formación de un campo espacio-carga inducido por la distribución no uniforme de las cargas dentro de un cristal iluminado por un patrón no estacionario. Esto último, provoca que los máximos de fotoconductividad se empalmen con los máximos del campo espacio-carga, generando como consecuencia una corriente a través de la muestra. La linealidad de la señal generada por este método, respecto a la amplitud de desplazamiento, estará limitada por el tamaño de las no uniformidades de dicho patrón; es decir, las oscilaciones no podrán ser más grandes que  $1/4$  del tamaño de las heterogeneidades de la distribución de intensidad de luz. Por otra parte, una característica muy importante de este efecto, es que su señal disminuye a cero con el decremento de la frecuencia de oscilación del patrón. Es decir, tiene una respuesta muy parecida a la de un filtro pasa altas, muy importante en detectores ópticos adaptativos.

Para campos eléctricos externos débiles, el mecanismo dominante en el efecto photo-EMF es el de difusión. Conforme el campo externo se incrementa la señal disminuye a cero, cambia de fase, y se incrementa hasta un nivel de saturación.

Otro método innovador para producir fotocorrientes alternas dentro de materiales fotoconductores fue presentado por Dolfi *et al.* (1994a), este se basa en la modulación de la distribución de foto-electrones que se encuentran en la banda de conducción. La modulación puede lograrse gracias a que se inciden dentro del medio patrones dinámicos de intensidad de luz, que oscilan a frecuencias del orden de  $1 \times 10^9$  Hertz. Para este efecto no se necesita formar un campo interno, por lo que las señales generadas por este método están en el orden de microondas. En este capítulo se pretende dar una breve reseña de los mecanismos y las características principales que intervienen, tanto en el efecto photo-EMF, como en la generación de corriente con patrones dinámicos de intensidad luminosa.

## III.2 Efecto de fuerza Foto-Electro-Motriz

Como se explicó en el capítulo II, si se ilumina una muestra fotoconductora monopolar con un patrón de luz no uniforme, por ejemplo el sinusoidal, se producirá un campo interno con una distribución espacial sinusoidal. Este campo espacio-carga  $E_{sc}(x)$  está desplazado espacialmente con respecto a la distribución de intensidad  $I(x)$ , un cuarto del periodo espacial ( $\Lambda/4$ , ver figura 3). En el estado estacionario después de la formación del campo interno, cuando la iluminación está fija, no existe corriente en ninguna parte del fotoconductor; ya que, la corriente de difusión está totalmente compensada por la corriente de arrastre asociada al campo espacio-carga. Como se muestra en la figura 8 los máximos del campo eléctrico interno, y por lo tanto la corriente de arrastre,

están en donde el gradiente de la densidad de portadores libres  $n_e(x)$  es máximo, provocando que la corriente de difusión también tenga máximos. Ahora bien, supongamos que movemos el patrón de intensidad un cuarto del periodo espacial hacia la derecha (si se desplaza a la izquierda es lo mismo sólo cambia el signo de la corriente), con una rapidez tal que podemos empalmar los máximos de la densidad de portadores y el campo espacio-carga (ver figura 8). Esto es posible ya que el campo espacio-carga no cambia instantáneamente, debido a que se necesita un tiempo característico para su formación ( $\tau_{sc}$ ). El desplazamiento provocará que se exciten portadores únicamente en las zonas en donde el campo es positivo, generando un flujo de corriente positivo  $\Delta J \geq 0$  a través de la muestra (Stepanov, 2001). En un tiempo  $\tau_{sc}$  el campo espacio-carga se sale de fase por un cuarto del periodo espacial, como en el estado inicial, haciendo que el flujo de corriente cese. Para frecuencias espaciales muy pequeñas ( $K \ll L_D^{-1}$ ),  $\tau_{sc}$  es igual al tiempo de relajación dieléctrica  $\tau_{di} = \varepsilon\varepsilon_0/\sigma_0$ , causada por la fotoconductividad promedio de la muestra iluminada ( $\sigma_0 = e\mu n_0$ ).

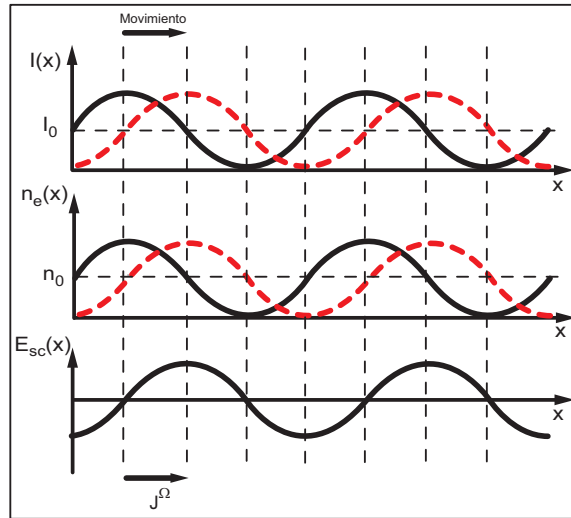


Figura 8: Perfiles del patrón de interferencia  $I(x)$ , la densidad de portadores libres  $n_e(x)$  y el campo espacio-carga  $E_{sc}(x)$ .

Supongamos que hacemos oscilar al patrón de franjas de forma sinusoidal, con una amplitud  $\Delta$ ; esto transforma la ecuación (9) introduciéndole un elemento oscilatorio adicional ( $m(t) = |m| \exp[i K \Delta \sin(\Omega t)]$ ), como se muestra en seguida:

$$I(x) = I_0 \left\{ 1 + \frac{m e^{-i K \Delta \sin(\Omega t)}}{2} e^{i K x} + \frac{m^* e^{i K \Delta \sin(\Omega t)}}{2} e^{-i K x} \right\}, \quad (35)$$

donde  $\Omega$  es la frecuencia angular de oscilación de la intensidad de luz. Para frecuencias de oscilación mucho mayores que el inverso del tiempo de formación del campo espacio-carga ( $\Omega \gg \tau_{sc}^{-1}$ ), la rejilla del campo espacio-carga es estacionaria con respecto al movimiento del patrón de densidad de electrones libres. En este caso, el empalme entre estos dos perfiles es máximo, dando como resultado la generación de corriente alterna modulada a la frecuencia de oscilación del patrón de intensidad luminosa.

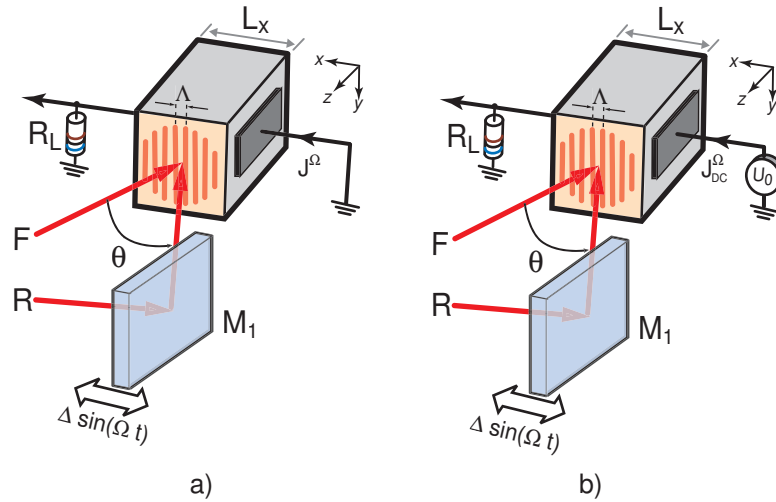


Figura 9: Configuraciones para detección de vibraciones con el efecto de photo-EMF (a) sin campos eléctricos externos  $E_0 = 0$  y (b) con campos eléctricos aplicados  $E_0 \neq 0$ .

Las dos configuraciones básicas para producir corrientes photo-EMF con y/o sin campo eléctrico externo aplicado, se presentan en la figura 9 (Stepanov, 2001). En esta figura se tienen un par de muestras fotoconductoras iluminadas por una distribución de

intensidad luminosa sinusoidal, formada al hacer interferir dos haces coherentes de luz láser (como se explicó en el capítulo anterior). Si en uno de los haces se introduce una modulación de fase periódica con amplitud  $\Delta$ , se provocará un movimiento sinusoidal en la distribución de iluminación (por la oscilación de un espejo  $M_1$ , con monturas especiales). Los movimientos de la distribución de intensidad en la muestra son los causantes de la generación de corriente alterna ( $j^\Omega$ ) que circula por la resistencia de carga  $R_L$ , ésta última conectada eléctricamente por medio de electrodos a la muestra iluminada (ver figura 9).

A continuación se analizará la generación de corriente alterna photo-EMF, cuando la distribución de intensidad sinusoidal está en movimiento, para dos casos en particular,  $E_0 = 0$  y  $E_0 \neq 0$ . Primeramente se analizarán estas corrientes para cualquier rango de amplitudes de modulación. Posteriormente se considerarán sólo los rangos de amplitudes de modulación que generen señales en el régimen lineal. En ambos casos, se considera que no existe saturación de impurezas, es decir, los cambios de densidad de carga producidos por iluminación no-uniforme en el medio fotoconductor, son insignificantes en comparación con los cambios de densidades de carga producidos por iluminación uniforme (esto hace que,  $E_q \gg E_D, E_0$ ). Además tomaremos como válida la aproximación de cuasi-equilibrio ( $\frac{\partial}{\partial t} n_e(x, t) = 0$ ). Esto es, cuando los tiempos característicos de los cambios en la densidad de carga libre ( $1/\Omega$  y  $\tau_{sc}$ ), son mucho más grandes que el tiempo de vida de los portadores ( $1/\Omega, \tau_{sc} \gg \tau$ ). Bajo tales condiciones las ecuaciones (21) y (17), se transforman en:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} E_{sc}(t) &= \frac{m(t)(iE_D - E_0) - E_{sc}(t)}{\tau_{di}(1 + E_D/E_M + iE_0/E_M)}, \\ n_e(t) &= n_0 \frac{m(t) + iE_{sc}(t)/E_M}{1 + E_D/E_M + iE_0/E_M}, \end{aligned} \quad (36)$$

donde  $n_0 = sI_0(N_D - N_A)/N_A\gamma_R$ . Esta nueva situación de las ecuaciones transitorias del campo espacio-carga y de la distribución de carga (Petrov *et al.*, 1990), facilita la explicación teórica del efecto photo-EMF.

### III.2.1 Corriente photo-EMF sin considerar bajas amplitudes de oscilación

Empezaremos analizando el caso cuando no se tiene una restricción en el rango de la amplitud con que debe de oscilar el patrón de interferencia. Este patrón cambia su posición con respecto a  $x$  (es paralelo a  $\mathbf{K}$ ) y tiene la forma de la ecuación (35), el contraste  $m(t)$  para este caso puede ser modificado de acuerdo a:

$$m(t) = |m| \exp[i K \Delta \sin(\Omega t)] = |m| \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q(K \Delta) \exp(i q \Omega t), \quad (37)$$

donde  $J_q(K \Delta)$  es una función Bessel de orden  $q$  y  $K \Delta$  es la amplitud de oscilación en radianes (Trofimov y Stepanov, 1986; Mosquera y Frejlich, 2002). Si se asume la condición  $m \ll 1$ , es decir sólo se consideran los primeros armónicos, y se sustituyen los términos no-estacionarios del campo espacio-carga y de la distribución de carga libre de las ecuaciones (16), dentro de la ecuación (34). Obtenemos una ecuación simplificada de la corriente photo-EMF de la siguiente forma:

$$j(t) = \frac{e\mu}{2} [n_e(t)E_{sc}^*(t) + n_e^*(t)E_{sc}(t)], \quad (38)$$

ahora sólo se requiere encontrar las expresiones de las distribuciones del campo espacio-carga y de los portadores libres, considerando frecuencias de oscilación entre  $\Omega \gg \tau_{di}^{-1}$  y  $\Omega \ll \tau^{-1}$  (Trofimov y Stepanov, 1986; Stepanov, 2001). Empezaremos escribiendo estos valores sólo en términos que dependan de  $e^{iq\Omega t}$ , esto es,  $E_{sc}(t) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} |E_{sc}|^{q\Omega} e^{iq\Omega t}$  y

$n_e(t) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} |n_e|^{q\Omega} e^{iq\Omega t}$ , para después introducirlos junto con la ecuación (37) en las ecuaciones (36). Luego de algunas operaciones algebraicas encontramos que:

$$\begin{aligned} E_{sc}(t) &= -i|m|(iE_D + E_0) \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q(K\Delta) e^{iq\Omega t} \frac{1}{i\Omega\tau_{di}(1 + E_D/E_M + iE_0/E_M)}, \\ n_e(t) &= n_0|m| \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q(K\Delta) e^{iq\Omega t} \frac{1}{1 + E_D/E_M + iE_0/E_M}, \end{aligned} \quad (39)$$

son las expresiones buscadas para las condiciones dadas. Si resolvemos las ecuaciones (39) solamente para los ordenes  $q = 0$  y  $q = 1$ , dichas ecuaciones se pueden reescribir como:

$$\begin{aligned} |E_{sc}|^0 + |E_{sc}|^\Omega e^{i\Omega t} &= -i|m|(iE_D + E_0) \\ &\quad \left[ J_0(K\Delta) + J_1(K\Delta) e^{i\Omega t} \frac{1}{i\Omega\tau_{di}(1 + E_D/E_M + iE_0/E_M)} \right], \\ |n_e|^0 + |n_e|^\Omega e^{i\Omega t} &= n_0|m| \\ &\quad \left[ J_0(K\Delta) + J_1(K\Delta) e^{i\Omega t} \frac{1}{1 + E_D/E_M + iE_0/E_M} \right]. \end{aligned} \quad (40)$$

Estas ecuaciones se dividen en términos en estado estacionario y términos que oscilan en el armónico fundamental. Considerar altas frecuencias de modulación ( $\Omega \gg \tau_{di}^{-1}$  y  $\Omega \ll \tau^{-1}$ ), permite ignorar las variaciones temporales del campo espacio-carga, reduciendo la primera ecuación de (40) a

$$|E_{sc}|^0 = -i|m|J_0(K\Delta)(iE_D + E_0) \quad (41)$$

que es el término estacionario solamente. Si separamos la parte real e imaginaria de las ecuaciones (41) y la segunda ecuación de (40), introduciéndolas después en la ecuación

(38), encontramos la forma general de la ecuación para la amplitud de la corriente dada por:

$$j(\Omega) = \frac{\sigma_0 |m|^2 J_0(K\Delta) J_1(K\Delta)}{(1 + E_D/E_M)^2 + (E_0/E_M)^2} [E_D(1 + E_D/E_M) - E_0^2/E_M], \quad (42)$$

presentada inicialmente por Trofimov y Stepanov (1986), donde  $\sigma_0$  es la fotoconductividad promedio de la muestra iluminada. Aquí  $E_0^2/E_M$  puede ser expresado de la forma  $KL_0E_0$  y  $E_D/E_M$  se puede transformar en  $K^2L_D^2$ , donde  $L_D$  y  $L_0$  son las longitudes de difusión y arrastre respectivamente. El comportamiento de la señal photo-EMF con respecto a la amplitud de modulación ( $\Delta$ ), como se observa en la figura 10a, es lineal únicamente para rangos bajos de amplitud de oscilación (menores a  $\Lambda/4$ ). Por lo que, al utilizar este método para medición de vibraciones, ésta sería su principal desventaja. Por otro lado, la dependencia de la señal photo-EMF con respecto a campos eléctricos externos, está gobernada por dos procesos. En el primero se consideran campos eléctricos externos débiles ( $KL_D, KL_0 \ll 1$ ), aquí la distribución de portadores foto-generados es una copia de la distribución de intensidad luminosa. El armónico principal de la corriente generada en este caso es producido por los cambios en el componente de difusión de la distribución del campo espacio-carga (ver parte negativa de la figura 10b). Para campos externos fuertes, la distribución de electrones foto-generados no está en sincronía con los movimientos del patrón de intensidad de luz, debido a que la longitud de arrastre es mucho mayor que el periodo espacial de las franjas ( $KL_0 \gg 1$ ). Es decir, la distribución de carga libre está fuera de fase con respecto al patrón de iluminación un cuarto del periodo espacial. Entonces, el armónico principal de la corriente total foto-EMF para campos externos fuertes se debe a cambios en los componentes de la distribución de cargas libres  $n_e(x)$  (ver parte positiva de la figura 10b).



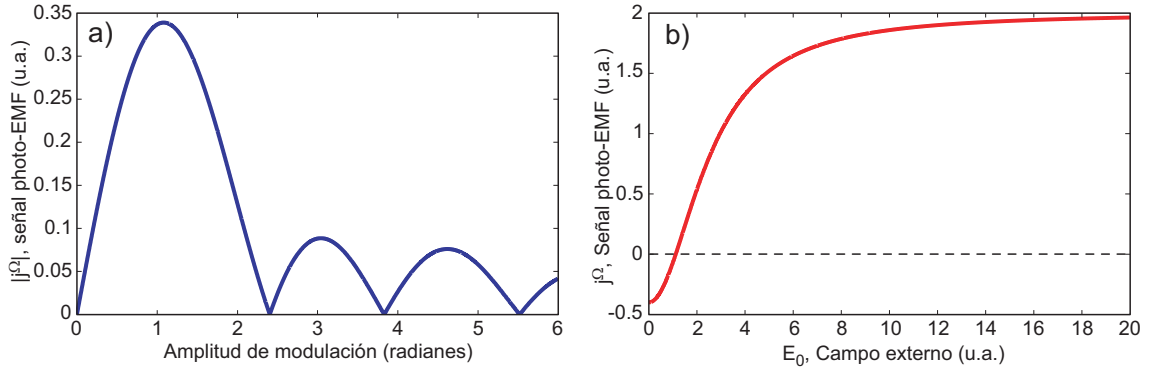


Figura 10: Gráficas teóricas de corriente foto-EMF obtenidas de la ecuación (42) con respecto a: (a) Amplitud de modulación del patrón de luz  $K\Delta$  y (b) Campo eléctrico externo  $E_0$ .

### III.2.2 Corriente photo-EMF considerando bajas amplitudes de oscilación

Para este análisis, pensaremos en un movimiento oscilatorio del patrón de iluminación con amplitudes pequeñas, es decir  $\Delta \ll 1$ , esto permite simplificar la ecuación (35) a la siguiente forma:

$$\begin{aligned}
 I(x) &= I_0 \left\{ 1 + \frac{m}{2} e^{iKx} + \frac{\Delta m}{4} e^{i(Kx-\Omega t)} - \frac{\Delta m}{4} e^{i(Kx+\Omega t)} + c.c \right\}, \\
 &= I_0 \left\{ 1 + m \left[ \cos(Kx) + \frac{\Delta}{2} \cos(Kx - \Omega t) - \frac{\Delta}{2} \cos(Kx + \Omega t) \right] \right\}, \quad (43)
 \end{aligned}$$

representado por la superposición de un patrón sinusoidal estacionario ( $I_0 + I_0 m/2$ ), con otros dos patrones sinusoidales en movimiento (con velocidades similares  $v = \pm\Omega/K$ ); uno con movimiento continuo hacia la derecha ( $e^{\Omega t}$ ) y el otro con movimiento continuo a la izquierda ( $e^{-\Omega t}$ ), con modulaciones  $\pm\Delta m/2$  respectivamente. Cada patrón genera sus propias rejillas de portadores y de campo espacio-carga, que son independientes

entre sí,

$$\begin{aligned}
E_{sc}(x, t) &= E_{sc}^0 e^{iKx} + \frac{E_{sc}^{-\Omega}}{2} e^{i(Kx-\Omega t)} + \frac{E_{sc}^{\Omega}}{2} e^{i(Kx+\Omega t)} + c.c., \\
n_e(x, t) &= n_0 + n_1^0 e^{iKx} + \frac{n_1^{-\Omega}}{2} e^{i(Kx-\Omega t)} + \frac{n_1^{\Omega}}{2} e^{i(Kx+\Omega t)} + c.c.
\end{aligned} \tag{44}$$

de acuerdo a la referencia (Sokolov y Stepanov, 1993b). La corriente para el efecto photo-EMF, en el armónico fundamental ( $j^\Omega(t) = Re\{j^\omega e^{i\Omega t}\}$ ), es el resultado de la interacción entre la rejilla del campo espacio-carga en estado estacionario con la rejilla de la densidad de carga en movimiento oscilatorio, o en caso contrario, la rejilla de densidad de carga en estado estacionario y la rejilla del campo en movimiento oscilatorio (Stepanov, 2001). Podemos comprobar que este tipo de iteración genera una corriente, si sustituimos directamente la ecuaciones (44) dentro de la ecuación (34), para obtener:

$$j^\Omega = \frac{e\mu}{4} [E_{sc}^0 n_e^{-\Omega*} + E_{sc}^{0*} n_e^\Omega + E_{sc}^{-\Omega*} n_e^0 + E_{sc}^\Omega n_e^{0*}], \tag{45}$$

donde podemos observar que ninguna de estas contribuciones está en cuadratura, por lo que se puede esperar una corriente. Es factible obtener la amplitud compleja de la corriente total, si se encuentran las expresiones de cada una de las amplitudes del campo espacio-carga y de la concentración de portadores libres de la ecuación (45).

Primeramente se buscará la expresión de la amplitud para los términos estacionarios ( $E_{sc}^0$ ,  $E_{sc}^{0*}$ ,  $n_e^0$  y  $n_e^{0*}$ ). Si se considera que estos términos no varían con el tiempo ( $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ ), y se supone que no hay saturación de impurezas donadoras ( $E_q \gg E_0, E_D$ ), las ecuaciones (36) se reducen a la forma:

$$E_{sc}^0 = -|m|(iE_D + E_0), \tag{46}$$

$$n_e^0 = n_0|m|.$$

Se observa que la formación del campo espacio carga depende directamente del campo de difusión, el cual para ciertas consideraciones se puede decir que es constante (sólo dependiente de  $K$ ). Existirá una dependencia adicional de este campo, a un cambio de fase de  $\Lambda/4$  con respecto al patrón de interferencia, representado en este caso por el factor  $i$ .

El segundo paso es encontrar los valores de los términos para el caso no-estacionario, en particular, para el caso en que el patrón de interferencia tiene movimientos continuos ( $E_{sc}^{-\Omega*}$ ,  $E_{sc}^{\Omega}$ ,  $n_e^{-\Omega*}$  y  $n_e^{\Omega}$ ). Donde el contraste, la densidad de los electrones foto-generados y el campo espacio-carga; se representan como  $m(t) = |m|e^{-i\Omega t}$ ,  $n_e(t) = n_e^{-\Omega}e^{-i\Omega t}$  y  $E_{sc}(t) = E_{sc}^{-\Omega}e^{-i\Omega t}$  respectivamente para el caso de movimientos hacia la izquierda. Si se sustituyen estas expresiones dentro de sus respectivos lugares, en las ecuaciones (36), y se realizan las operaciones algebraicas necesarias, se encuentra que

$$\begin{aligned} E_{sc}^{-\Omega} &= -i|m|(iE_D + E_0) \frac{1}{1 - i\Omega\tau_{di}(1 + E_D/E_M + iE_0/E_M)}, \\ n_e^{-\Omega} &= |m|n_0 \frac{1 - i\Omega\tau_{di}}{1 - i\Omega\tau_{di}(1 + E_D/E_M + iE_0/E_M)} \end{aligned} \quad (47)$$

son las amplitudes del campo espacio-carga y la densidad de portadores libres, para iluminaciones con movimiento continuo en dirección izquierda. Se puede comprobar que para movimiento contrario (hacia la derecha), obtenemos relaciones muy parecidas a las anteriores sólo con algunos signos cambiados (Petrov *et al.*, 1990), esto es

$$E_{sc}^{\Omega} = -i|m|(iE_D + E_0) \frac{1}{1 + i\Omega\tau_{di}(1 + E_D/E_M + iE_0/E_M)}, \quad (48)$$

$$n_e^\Omega = |m|n_0 \frac{1 + i\Omega\tau_{di}}{1 + i\Omega\tau_{di}(1 + E_D/E_M + iE_0/E_M)}.$$

Por último se sustituyen contrastes ( $\pm\Delta m/2$ ) en sus respectivos componentes, es decir,  $-\Delta m/2$  en lugar de  $m$  de la ecuación (47) y  $-\Delta m/2$  en la ecuación (48). Después se introduce este conjunto de amplitudes complejas, del campo espacio-carga y la concentración de portadores, dentro de la ecuación (45) para obtener la expresión general de la corriente:

$$j^\Omega = \frac{\Delta m^2}{4}\sigma_0 \left[ \frac{2E_0 - \Omega\tau_{di}(iE_D + E_0)}{1 + i\Omega\tau_{di}(1 + E_D/E_M + iE_0/E_M)} + \frac{-2E_0 - \Omega\tau_{di}(iE_D - E_0)}{1 + i\Omega\tau_{di}(1 + E_D/E_M + iE_0/E_M)} \right], \quad (49)$$

podemos notar en la ecuación anterior que la amplitud de la corriente es compleja, es decir, la fase entre la corriente photo-EMF y las oscilaciones del patrón de interferencia dependen la frecuencia de modulación (Stepanov, 2001).

### En ausencia del campo externo aplicado

Si se retorna a las ecuaciones (47), considerando campos eléctricos externos iguales a cero ( $E_0 = 0$ ) y longitudes de difusión mayores o aproximadamente iguales a el periodo espacial ( $K \gtrsim L_D^{-1}$ ). Podemos notar que el contraste de la densidad de carga libre disminuirá para frecuencias de compensación mayores a  $\tau_{di}^{-1}$ , mientras que el campo espacio-carga tiene un decaimiento desde la frecuencia de corte ( $\Omega_0 = \tau_{sc}^{-1}$ ) hasta cero. Sin campo eléctrico externo la ecuación (49) se transforma en:

$$j^\Omega = \frac{\Delta m^2}{2}\sigma_0 E_D \frac{\Omega\tau_{di}}{1 + i\Omega\tau_{di}(1 + K^2 L_D^2)}. \quad (50)$$

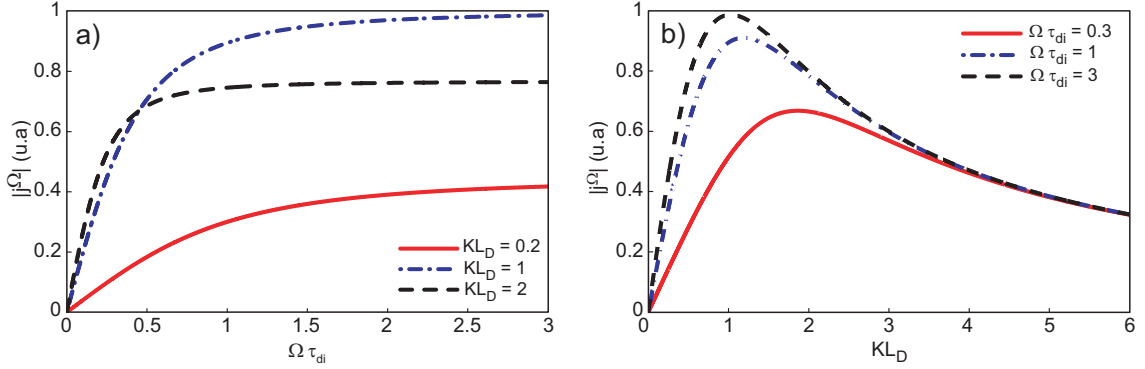


Figura 11: Corriente photo-EMF calculada con la ecuación (50) como función de (a) la frecuencia de modulación  $\Omega$ , para tres diferentes valores de  $KL_D$  y (b) la frecuencia espacial  $K$ , para tres diferentes valores de  $\Omega\tau_{di}$ .

Podemos ver que la señal crece linealmente con  $\Omega$  hasta la frecuencia de corte ( $\Omega_0 = \tau_{sc}^{-1} = [\tau_{di}(1 + K^2L_D^2)]^{-1}$ ), en donde se satura. El decaimiento para bajas frecuencias  $\Omega \lesssim \tau_{sc}^{-1}$ , tanto para la señal photo-EMF como para el campo espacio-carga, puede ser explicado por el simple hecho que la rejilla del campo puede seguir los movimiento lentos del patrón de interferencia. Esto permite que exista un corrimiento de fase permanente entre el patrón de portadores de carga y el campo espacio-carga, y como en el caso estacionario la corriente es prácticamente cero (ver figura 11a).

La ecuación (50) indica que para bajas frecuencias de modulación  $\Omega \lesssim \tau_{sc}$  la señal crece con respecto a  $K$ , ya que  $E_D$  es proporcional a  $K$ . Para altas frecuencias de modulación  $\Omega \gtrsim \tau_{sc}^{-1}$  la señal crece inicialmente por las mismas causas que para bajas frecuencias, pero cuando  $K > L_D^{-1}$  la señal decrece como  $1/K$ , debido a que la difusión esparce a los portadores, borrando por completo el patrón de los portadores en movimiento (ver figura 11b).

Para frecuencias de modulación mucho mayores que el inverso del tiempo de formación del campo  $\Omega \gg \tau_{sc}^{-1}$  (esto se presenta comúnmente en experimentación real), la rejilla del campo espacio-carga no puede seguir los movimientos del patrón de intensidad

luminosa, y por lo tanto, tampoco los de la densidad de portadores. Tal aproximación permite considerar al campo espacio-carga como estacionario. Consecuentemente, la corriente photo-EMF que circula a través de la muestra no va a depender de la frecuencia de modulación. Por lo que, la ecuación (50) se transforma en:

$$j^\Omega = -i \frac{\Delta m^2}{2} \sigma_0 E_D \frac{1}{1 + K^2 L_D^2}. \quad (51)$$

El comportamiento temporal de la corriente se obtiene sustituyendo la expresión obtenida anteriormente, en la parte real del armónico básico de la densidad de corriente photo-EMF, es decir

$$j^\Omega(t) = \text{Re} \{ j^\Omega e^{i\Omega t} \} = -i \frac{\Delta}{K} \cos(\Omega t) K \sigma_0 E_D \frac{1}{1 + K^2 L_D^2}, \quad (52)$$

donde  $\text{Re} \{ j^\Omega e^{i\Omega t} \} = j^\Omega \cos(\Omega t)$ . El número imaginario cambia la fase por  $\pi/2$ , transformando la ecuación a:

$$j^\Omega(t) = \frac{\Delta}{K} \sin(\Omega t) \frac{m^2}{2} K \sigma_0 E_D \frac{1}{1 + K^2 L_D^2}, \quad (53)$$

aquí el desplazamiento espacial del patrón en oscilación es  $x(t) = \frac{\Delta}{K} \sin(\Omega t)$ . La respuesta de la corriente photo-EMF es proporcional al desplazamiento del patrón de interferencia en ese momento en particular (Stepanov, 2001).

### Con campo externo aplicado

Toca a continuación discutir el comportamiento de la corriente que fluye a través de un fotoconductor monopolar, al ser iluminado con luz distribuida sinusoidalmente y sometido a campos eléctricos externos ( $E_0 \neq 0$ , ver figura 9b). Como se demostró en el capítulo II, la presencia de campo eléctrico externo forma una distribución de campo espacio-carga en contra fase con la iluminación sinusoidal, y como consecuencia, con

la rejilla de la densidad de portadores móviles. En el estado estacionario, a diferencia de cuando no se aplica campo externo, hay un flujo de corriente. Para encontrar una expresión matemática de esta corriente, se sustituyen los términos del campo espacio-carga  $E_0^{st}$  y la densidad de portadores libres  $n_0^{st}$  en la ecuación (34), lo cual nos da

$$j_h = \sigma_0 \left( E_0 + \frac{1}{2} \text{Re} \{ n_e^0 E_{sc}^{0*} \} \right) = j_0 \sqrt{1 - m^2}, \quad (54)$$

donde  $\sqrt{1 - m^2} \simeq 1 - (m^2/2)$ , la densidad de foto-corriente convencional es  $j_0 = \sigma_0 E_0$  y la fotoconductividad tiene la relación  $\sigma_0 = e\mu n_0$ . Notamos en esta ecuación, que no se puede soportar la condición de no saturación de impurezas para  $m \rightarrow 1$ , debido a que el campo espacio-carga es presionado fuertemente en zonas de iluminación muy angostas del patrón de interferencia (Stepanov, 2001).

El campo eléctrico externo  $E_0$  tendrá un efecto importante en el análisis de la corriente photo-EMF (corriente no estacionaria), como lo veremos a continuación. Para hacer que el campo espacio-carga no cambie con el tiempo, es necesario considerar altas frecuencias de modulación ( $\Omega \gg \tau_{di}^{-1}$  y  $\Omega \ll \tau^{-1}$ ). Esto nos permite buscar sólo la expresión matemática para la densidad de carga, ya que la expresión para el campo espacio-carga estacionario está dada por la primera ecuación de (46). En estas circunstancias, la ecuación (49) se simplifica a:

$$j_{DC}^\Omega(t) = \frac{\Delta m^2}{2} \sigma_0 \frac{E_D(1 + K^2 L_D^2) - K L_0 E_0}{[(1 + K^2 L_D^2)^2 + K^2 L_0^2]}, \quad (55)$$

donde  $K L_0 = E_0/E_M$  para  $L_0 = \mu\tau E_0$ , y  $K^2 L_D^2 = E_D/E_M$  para  $L_D^2 = k_B T \mu\tau/e$ . Se puede ver en el denominador, que cuando la longitud de arrastre es mayor a la longitud del periodo espacial de las franjas ( $L_0 \gtrsim K^{-1}$ ), hay una reducción en la amplitud la señal convencional de difusión photo-EMF. Mientras que en el numerador tenemos una nueva componente ( $K L_0 E_0$ ), la señal de esta contribución no depende del campo

externo, a causa de que  $E_0$  es lineal con respecto a  $L_0$ .

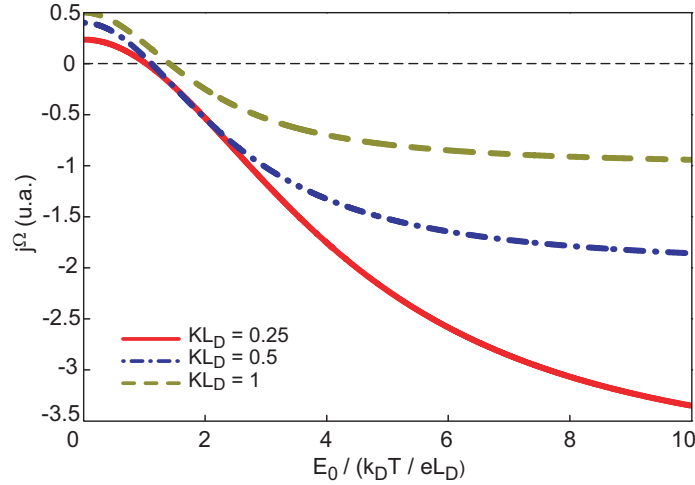


Figura 12: Amplitudes de la señal de photo-EMF en función del campo eléctrico externo  $E_0$ , calculado para diferentes valores de la frecuencia espacial.

Como se puede notar en la ecuación (55), el campo  $E_0$  representa un componente de acarreo para el campo espacio-carga, con una amplitud compleja igual  $-mE_0$ , pero con sentido opuesto al campo de difusión  $E_D$ . Lo que compromete a la contribución, dada por arrastre, a ser opuesta a la señal original. En la figura 12 se observan un conjunto de curvas típicas de la dependencia de la corriente photo-EMF con respecto al campo eléctrico aplicado, obtenidas de la ecuación (55), para diferentes valores normalizados de la frecuencia espacial.

Una explicación del comportamiento de la contribución por acarreo se da a continuación. Supongamos que el patrón de interferencia se mueve rápidamente a la derecha por  $\Lambda/4$ , esta vez a diferencia del análisis anterior (en donde,  $E_0 = 0$ ), la rejilla de la densidad de carga móvil estará desplazada una distancia  $L_0$  con respecto al patrón de interferencia, debido a que los campos  $E_0$  y  $E_D$  son opuestos. Si se toma en cuenta que  $|L_0| \lesssim K^{-1}$ , la rejilla espacio-carga no puede contribuir con la señal de salida foto-EMF en el armónico básico de modulación. Esto es debido a que el semiperiodo de la



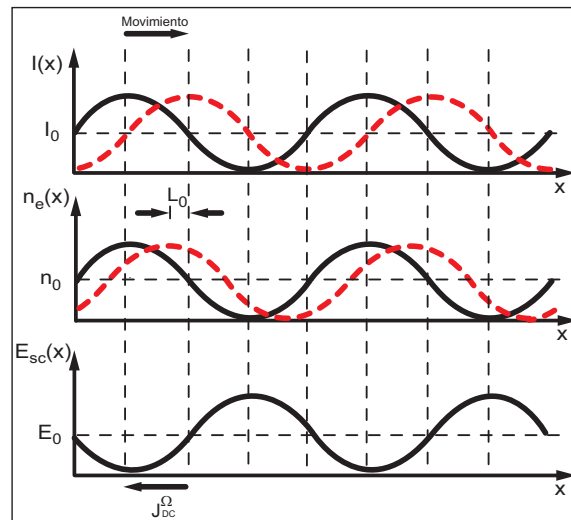


Figura 13: Generación del armónico básico para la señal de foto-EMF bajo campo eléctrico externo  $E_0$ . Aquí  $I(x)$ ,  $n_e(x)$  y  $E(x)$  son las respectivas distribuciones transversales de la intensidad de luz, densidad de carga libre y el campo eléctrico.

rejilla de carga móvil se empalma con el semiperiodo negativo de la rejilla del campo espacio-carga (ver figura 13). Como vemos el desplazamiento de la rejilla de la densidad de portadores libres es opuesto a la dirección del campo aplicado externamente, por lo que, cuando el patrón de interferencia se mueve a la izquierda se asegura el empalme del semiperiodo positivo de la rejilla de carga libre con el semiperiodo positivo de la rejilla del campo espacio-carga (Stepanov, 2001). La corriente que se genera en esta situación es opuesta al sentido del desplazamiento de la distribución de intensidad de luz, a diferencia del caso cuando el campo externo está ausente.

### III.3 Generación de fotocorriente alterna por agrupamiento de portadores

A mediados de la década pasada se presentó un método original para producir fotocorriente modulada en materiales semiconductores (*GaAs* utilizado como fotoconductor). Dicha corriente es generada mediante la sincronización del arrastre de foto-portadores con el movimiento de un patrón de interferencia incidente (Dolfi *et al.*, 1994b). En este método se consideran electrodos no óhmicos para garantizar que el fotoconductor sea en promedio neutro, es decir, cada electron que sale por un electrodo es compensado por otro que entra en el electrodo contrario.

Dos ondas ópticas planas con una diferencia en frecuencia  $f$  en el rango de microondas,  $\omega$  y  $\omega + 2\pi f$ , interfieren en un material fotoconductor produciendo un patrón de interferencia con un movimiento continuo en un solo sentido. Tal patrón tiene un periodo  $\Lambda$ , un vector de onda  $K = 2\pi/\Lambda$  y una velocidad de  $v = \Lambda \cdot f$ , como se puede notar en la siguiente expresión

$$I(x) = I_0[1 + m \cos(2\pi ft - Kx)]. \quad (56)$$

Si consideramos materiales en los cuales la movilidad de los electrones es mucho mayor a la de los huecos ( $\mu_n \gg \mu_p$ ), en cada franja brillante del patrón de interferencia se genera un paquete de electrones libres. Estos últimos son arrastrados con velocidades iguales a  $v_n = -\mu_n E_0$ , cuando se aplica un campo eléctrico externo  $E_0$ . Podemos notar que en resonancia, es decir cuando  $v = v_n$ , los paquetes de electrones foto-generados bajo cada franja brillante viajan sincrónicamente con el patrón de interferencia. Por lo que el tamaño del paquete de electrones pegado en cada franja, resulta de la integración de la densidad de foto-portadores generados en todo el volumen de detección (ver figura

14).

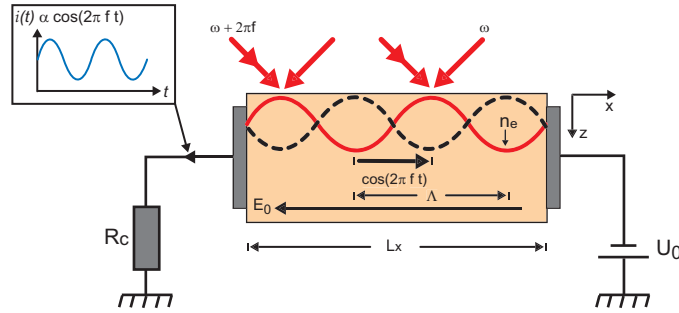


Figura 14: Generación de fotocorriente, por el principio de agrupamiento de portadores excitados con patrones dinámicos de luz, aquí  $R_C$  es la resistencia de carga y  $U_0$  el voltaje aplicado en los electrodos.

En el análisis teórico de este efecto se han hecho algunas aproximaciones (Merlet *et al.*, 1996). Se empieza suponiendo que el material utilizado es globalmente neutro, además de tener eficiencia cuántica  $\eta = 1$ . Se supone que las velocidades de los portadores varían linealmente con el campo eléctrico aplicado, aún si las velocidades llegan a su punto de saturación. Suponemos además, que el mecanismo de atrapamiento puede ser ignorado, bajo tales consideraciones, la generación de electrones libres está asociada al patrón de interferencia móvil.

$$g = g_0 [1 + m \cos 2\pi f (t - x/v)] \quad (57)$$

$$g_0 = \phi [1 - \exp(-\alpha z)].$$

La mayoría de las variables de la ecuación (57) ya las conocemos, sólo faltarían el flujo óptico total  $\phi = \eta \frac{P}{h\nu}$ , la absorción del fotoconductor  $\alpha$ , la potencia óptica  $P$  y la energía de un fotón  $h\nu$ . Cabe mencionar que el análisis presentado por Dolfi *et al.* (1994a) considera medios con una banda prohibida muy angosta (Por ejemplo el *GaAs*), con

el fin de tener interacciones banda-banda. Lo que difiere del análisis propuesto para cristales estrictamente fotorrefractivos, presentado en las páginas anteriores (en este caso  $Bi_{12}SiO_{20}$ ). Esto da cambios en las ecuaciones de transporte de carga, como

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}n_e &= g - r + D\frac{\partial^2}{\partial x^2}n_e - \frac{\partial}{\partial x}n_e(E_{sc} - E_0), \\ \frac{\partial}{\partial x}E_{sc} &= \frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0}(n - p).\end{aligned}\quad (58)$$

En la primera ecuación de (58) están sustituidas las ecuaciones de balance, continuidad y densidad de corriente (ecuaciones 1, 4 y 5 respectivamente). Aquí  $r = \kappa(np - n_0p_0)$  es el índice de inyección de huecos y electrones;  $\kappa$  es el parámetro de recombinación de electrones  $n$  y huecos  $p$ ;  $n_0$  y  $p_0$  son la densidades intrínsecas de electrones y huecos (Saleh y Teich, 1991); y por último  $D = K_B T \mu_e / e$  es el coeficiente de difusión. La segunda ecuación de (58) es la de Gauss, pero sin tomar en cuenta el atrapamiento de carga, por lo que se ignorar el campo espacio-carga ( $E_{sc}$ ). En estado estable la sustitución de la ecuación (58) en la ecuación (57), considerando una separación entre electrodos mucho mayor que el periodo espacial del patrón de interferencia  $L_x \gg \Lambda$ , da la expresión para la densidad de electrones en la banda de conducción

$$n(x, t) = n_0 \sqrt{1 + (g_0 \tau / n_0)} [1 + m_e \cos(2\pi ft - kx - \phi)]. \quad (59)$$

Si el tiempo de vida de los electrones libres bajo iluminación  $\tau_e$  se mantiene en los mismo valores que el tiempo de vida intrínseco  $\tau$ , es decir para  $\tau_e$  constante, el índice de recombinación se puede transformar a  $r = \delta n / \tau$  y  $g_0 \tau \gg n_0$ , reduciendo la ecuación (59) a

$$n(x, t) \approx g_0 \tau [1 + m_e \cos(2\pi ft - kx + \phi)]; \quad (60)$$

donde

$$m_e = \frac{m}{\sqrt{[1 + (KL_D)^2]^2 + (K\Delta v \tau)^2}} \quad (61)$$

y

$$\tan \phi = K\Delta v \tau / [1 + (KL_D)]^2, \quad (62)$$

son la modulación profunda efectiva y la fase, respectivamente (Merlet *et al.*, 1996). Aquí  $\Delta v = v - v_n$  es la diferencia en las velocidades del patrón de interferencia y los paquetes de electrones libres,  $L_D = \sqrt{D\tau}$  es la longitud de difusión y  $K$  es el vector de propagación de la onda.

La corriente colectada en cada electrodo en un tiempo  $t$  es el resultado de los paquetes de electrones generados en un tiempo  $t' < t$ , en cada punto  $x = L_x - v_n(t' - t)$  del medio, siendo afectada sólo por el factor de recombinación. Si se hace la analogía de este método con el modelo clásico de la modulación en amplitud, ignorando la difusión de electrones, se obtiene una expresión para la corriente de la forma

$$i(t) = e \frac{L_x A}{\tau_t} n_e(t). \quad (63)$$

Aquí  $\tau_t$  es el tiempo de tránsito de los portadores a lo largo de la distancia  $L_x$  del medio,  $e$  es la carga neta del electrón y  $A = w \cdot h$  es el área de detección. Igualmente  $w$  y  $h$  son el ancho y el espesor del sustrato, y

$$n(t) = \int_{t-\tau_t}^t g(x, t') \exp \left\{ - \left( \frac{t-t'}{\tau} \right) \right\} dt' \quad (64)$$

es la densidad de carga libre cerca del electrodo positivo respecto del tiempo (Merlet *et al.*, 1996). De aquí se derivan las expresiones de la fotocorriente a través del electrodo

para un patrón de interferencia en movimiento

$$i(t) = e \left( \frac{P_{opt}}{h\nu} \right) \frac{\tau}{\tau_t} (1 + m_e \cos(2\pi ft)), \quad (65)$$

obtenida para  $L_x = N\lambda$  y  $\Delta v = v - v_n$ . En este caso  $P_{opt}$  es la potencia óptica incidente y  $N$  es un número entero. No obstante la ecuación (65) no está del todo bien, ya que en esta se considera que la corriente es generada únicamente por los electrones que cruzan los electrodos. Lo correcto sería tomar en cuenta la corriente producida por los electrones que se mueven dentro del material, de un electrodo al otro. Puesto que en el capítulo anterior se demostró que el movimiento de electrones entre dos placas conductoras genera corriente en el circuito que las conecta. A pesar de lo anterior el principio de este método se puede utilizar en la detección de vibraciones con frecuencias de oscilación bajas, pero con amplitudes de modulación altas. Esto si se logra sincronizar la velocidad de modulación de los foto-portadores con la velocidad de movimiento de la franja, lo cual permite que el campo espacio-carga sea mucho menor al campo externo  $E_{sc} \ll E_0$ . Tal condición hace posible generar fotocorriente con un comportamiento lineal para amplitudes de oscilación mayores que el tamaño de la heterogeneidades de la distribución de luz incidente.

# Capítulo IV

## Metodología y resultados experimentales

### IV.1 Introducción

En este capítulo se describen los principales experimentos realizados en el presente proyecto de tesis. El arreglo óptico experimental desarrollado permite investigar las fotocorrientes alternas que se generan en fotoconductores iluminados con distribuciones de luz no homogénea en movimiento. La finalidad de los experimentos que a continuación se presentan, es la de encontrar la forma de generar corriente alterna de forma lineal para un gran rango de amplitudes de oscilación a frecuencias bajas. Por tal motivo se trabaja en una primera etapa con el efecto photo-EMF, el cual disminuye y se comporta de manera no lineal para amplitudes de modulación grandes (Sokolov y Stepanov, 1993a). En experimentos con este efecto se midieron las dependencias de fotocorriente respecto a la amplitud de modulación ( $\Delta$ ) y el campo externo ( $E_0$ ) para dos tipos de distribución de iluminación: una sinusoidal y la otra gaussiana. Con la primera de éstas, se busca asegurar un óptimo funcionamiento del arreglo, ya que nos servirá como medio de calibración del mismo. Con la segunda distribución se obtendrán resultados que servirán como enlace con la segunda etapa. En la segunda etapa, se pretende generar corrientes que tengan una menor dependencia del campo interno (similar al propuesto por Dolfi *et al.* (1994b), pero para bajas frecuencias). Para lograrlo, el medio es iluminado por una fuente auxiliar de luz blanca (además de la iluminación con perfil gaussiano). En ambas etapas se mide la corriente respecto de la amplitud de

oscilación y del campo eléctrico externo. Cabe aclarar que se tomó la decisión de utilizar una distribución gaussiana de luz, ya que bajo las condiciones propuestas para la segunda etapa no obtuvimos resultados favorables con el patrón de franjas. Lo anterior se debe a que para bajas frecuencias de oscilación es difícil sincronizar el movimiento de portadores libres con el movimiento de las franjas.

## IV.2 Arreglo experimental

Para el análisis experimental que se expondrá en las siguientes secciones, se utilizó el cristal fotorrefractivo llamado comúnmente como BSO (Óxido de Bismuto y Silicio,  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ). De este cristal se aprovecha su cualidad como fotoconductor con alta resistencia en la oscuridad, para formar un campo eléctrico espacio-carga dentro de todo su volumen (Nolte, 1995; Petrov *et al.*, 1991; Yeh, 1993). En la tabla I se muestran algunas de las propiedades más importantes del BSO. El cristal fue cortado a lo largo del eje cristalográfico  $[1\ 1\ 1]$ , dirección en que se propaga la luz, con dimensiones  $4 \times 4 \times 8\text{ mm}^3$ . La cara de entrada corresponde al área de  $4 \times 4\text{ mm}^2$ , mientras que en las dos caras perpendiculares al eje  $[1\ \bar{1}\ 0]$  se colocan electrodos conductores de pintura de plata con una área aproximada de  $2 \times 6\text{ mm}^2$ . Por los electrodos se hace la conexión del circuito externo, que servirá para detectar la corriente que fluye a través del cristal y para aplicar el campo eléctrico externo de c.d. (ver figura 9).

En lo que respecta a la fuente de luz no tenemos restricciones especiales, ya que no se requiere mucha potencia ni es de interés para esta tesis trabajar con varias longitudes de onda. Se utilizó como fuente luz coherente un láser de He-Ne que emite a una longitud de onda de  $\lambda = 632.8\text{ nm}$  (en el color rojo), con una potencia de salida de  $70\text{ mW}$ . Con esta fuente luminosa se generan dos tipos de distribuciones: una sinusoidal, para estudiar el efecto photo-EMF de manera tradicional, y otra en forma de una sola franja



Tabla I: Principales propiedades físicas del BSO (Petrov *et al.*, 1991; Sokolov *et al.*, 1992; Mokrushina *et al.*, 1998)

Propiedad	Descripción
Color	Normalmente un cristal puro es transparente, de color amarillo.
Banda prohibida	Entre 3.15 y 3.25 eV.
Simetría	Es un cristal cúbico del grupo puntual 23.
Densidad	Entre 9.14 y 9.22 g/cm <sup>3</sup> .
Dureza	≈ 6 <i>Mhos</i>
Permeabilidad dieléctrica	ε = 56.
Absorción óptica (α)	≈ 0.15 cm <sup>-1</sup> , para λ = 632 nm
Eficiencia cuántica de la fotoconductividad (β)	≈ 1 para λ = 500 nm ≈ 0.1 para λ = 550 nm ≈ 0.01 para λ = 650 nm
Movilidad y tiempo de vida de los portadores	Para λ = 632 nm τ ≈ 3 · 10 <sup>-6</sup> s μ ≈ 0.0032 cm <sup>2</sup> /Vs

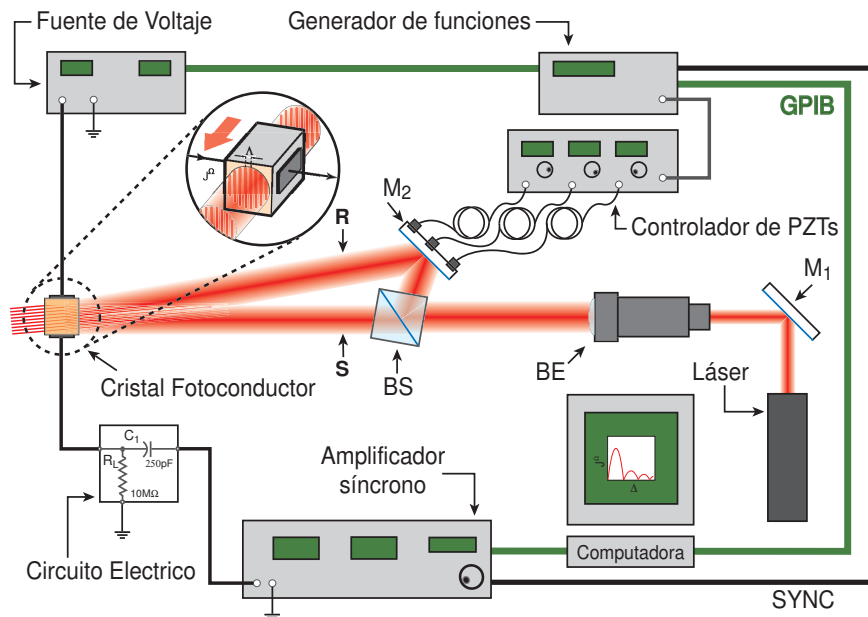


Figura 15: Arreglo experimental para medición de corrientes alternas excitadas por patrones sinusoidales en movimiento.

con distribución de intensidad Gaussiana.

En la figura 15 se muestra el arreglo experimental que permite que el cristal pueda ser iluminado con una distribución sinusoidal. El haz láser es ensanchado por el conjunto de lentes del elemento telescópico (BE), luego pasa por un sistema interferométrico, conformado por un divisor de haz (BS) y un espejo ( $M_2$ ). En el divisor (BS) separa el haz láser en: el haz fuente (**S**) y en el haz de referencia (**R**), los cuales interfieren posteriormente dentro del cristal para formar la distribución de luz sinusoidal deseada.

Una pregunta importante acerca del experimento sería: ¿Cómo se introducen los cambios de fase dentro de las rejillas formadas por interferencia? Esta pregunta es relativamente fácil de contestar, ya que como se sabe un interferograma es muy sensible a cualquier movimiento de las piezas ópticas que ayudan a formarlo (espejos, divisores de haz, objetivos e incluso el mismo láser). Tales movimientos dan como resultado cambios de fase en el patrón de interferencia, que podemos notar a simple vista en

forma de pequeños movimientos de las franjas que conforman el interferograma. Al introducir elementos que ayudan a generar movimientos controlados en el patrón de interferencia, como lo son: una montura con espejo/piezoeléctrico ( $M_2$ ), un controlador de piezoeléctricos (ó PZT's por sus siglas en inglés piezoelectric transducers) y un generador de funciones. Se da la posibilidad de tener control sobre la amplitud y frecuencia de la modulación de fase del interferograma, introduciendo simplemente en el controlador de PZT's la forma de onda con que se quiere modular (provista por el generador de funciones).

Una tarea adicional que tiene el generador de funciones es la de mandar la señal de sincronía (SYNC) al amplificador síncrono (Lock-in), para fijar la frecuencia de lazo en el que va a detectar el sistema. En otras palabras, el amplificador síncrono se amarra en fase con la señal de sincronía, ignorando todas las señales que no estén en esta frecuencia y/o fase. El sistema es altamente selectivo y es capaz de detectar señales tan bajas como micro-volts o nano-volts. La corriente que se genera en el cristal puede ser medida por el amplificador síncrono, ya que la corriente que circula por el circuito externo induce una diferencia de potencial en la resistencia de carga  $R_L = 10 M\Omega$  (ver figura 15). El amplificador síncrono filtra y despliega el valor absoluto de este voltaje en una pantalla. El experimento se automatiza por medio de una computadora personal (PC), que cuenta con una tarjeta de adquisición de datos con terminales GPIB (por sus siglas en inglés General Purpose Interface Bus).

El arreglo experimental del figura 15 es modificado para hacer experimentación iluminando con una sola franja en movimiento, como se puede ver en la figura 16. Con el fin de obtener una franja de luz lo más delgada posible dentro de la muestra, se utilizan un objetivo de microscopio con una amplificación nominal de 6.3x y una lente cilíndrica con distancia focal de 3 *cm*. Para tener desplazamientos de la franja mayores que su ancho, en esta ocasión sólo se utiliza uno de los tres transductores

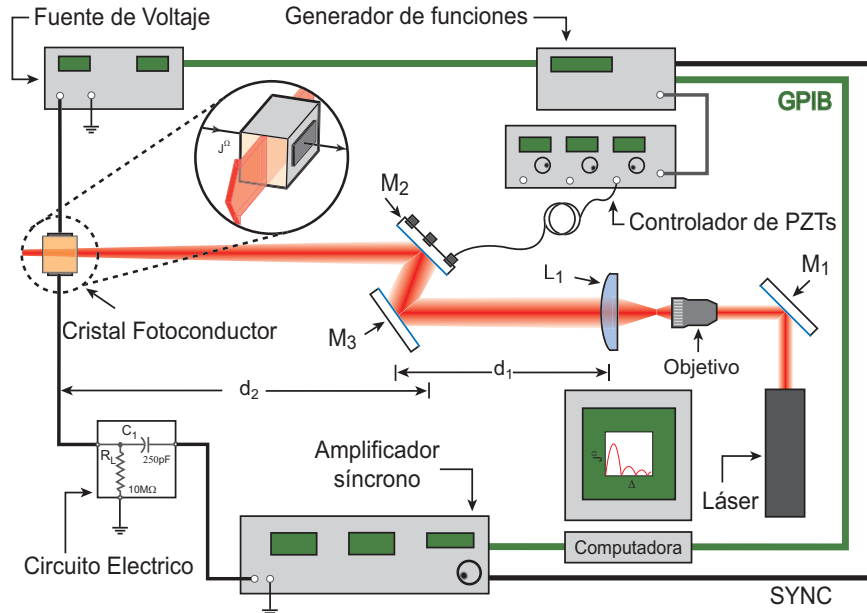


Figura 16: Arreglo experimental para la investigación de corrientes alternas excitadas por una franja en movimiento.

piezoeléctricos de  $M_2$  (ver figura 16).

Como se puede notar en los dos arreglos presentados anteriormente se utiliza una fuente de alto voltaje para suministrar el campo eléctrico al medio cristalino. En este caso, es necesario colocar un capacitor de alto voltaje ( $C_1 = 250 \text{ pF}$  a  $5000 \text{ V}$ ) entre la resistencia de carga y el amplificador síncrono. Este capacitor tiene la función tanto de filtrar las componentes de corriente directa de la señal, como de proteger al instrumento de medición (Lock-in) del alto voltajes de la fuente de corriente directa.

### IV.3 Calibración del arreglo experimental

Como su nombre lo indica, la montura espejo/piezoeléctricos tiene transductores piezoeléctricos que reaccionan expandiéndose o contrayéndose de acuerdo al aumento o disminución del voltaje que en ellos se aplica. Es decir, cada valor del voltaje aplicado

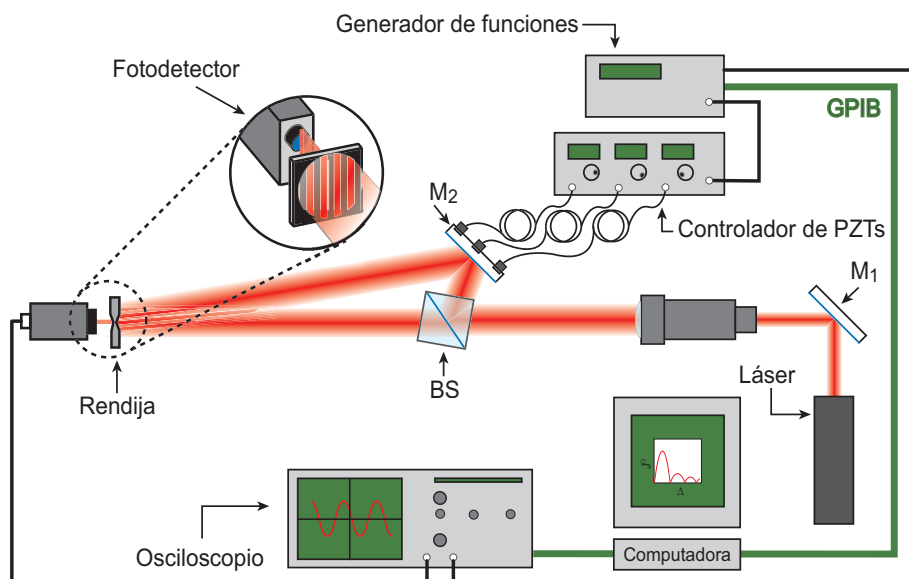


Figura 17: Arreglo para la calibración de la montura con actuadores piezoeléctricos

en los piezoeléctricos hará que el espejo tenga un desplazamiento, el cual se transmitirá a el patrón de interferencia. Con la finalidad de que las lecturas estén en términos de desplazamiento del patrón de interferencia y no en términos del voltaje aplicado a los piezoeléctricos, es necesario encontrar la relación entre el voltaje aplicado y el desplazamiento del espejo. Para encontrar dicha relación, se construye el arreglo mostrado en la figura 17. Este último, a diferencia del arreglo presentado en la figura 15, tiene un foto-detector y una rendija mucho más pequeña que el periodo espacial de las franjas. El interés de este experimento es el de encontrar el número de periodos desplazados por unidad de voltaje aplicado a los piezoeléctricos, por lo que se requiere que el movimiento de las franjas sea fácil de detectar y comparar. Pensando en esto, se opta por introducir pulsos triangulares al controlador de PZT, que hacen que el espejo  $M_2$  genere movimiento en el patrón de franjas en una dirección. Logrando con esto, que el foto-detector y la rendija hagan un barrido de las franjas desplazadas por cada periodo completo del pulso de prueba. Esto se puede ver en los recuadros del lado derecho de

la figura 18. En esta figura los oscilogramas muestran simultáneamente los pulsos de control de PZT (canal 2) y la señal del fotodetector (canal 1).

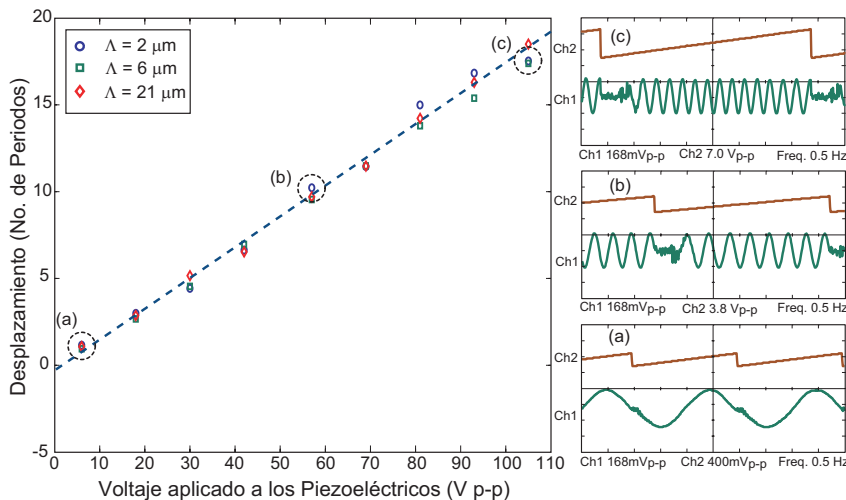


Figura 18: Curvas de calibración de la montura espejo/pezoeléctricos obtenidas para diferentes periodos del patrón de interferencia, que oscilan a una frecuencia de  $0.5 \text{ Hz}$ . Los oscilogramas del lado derecho muestran la señal de excitación de los piezoeléctricos (Ch2) y la señal del fotodetector (Ch1), para amplitudes del voltaje pico a pico de  $6 \text{ V}$  (a),  $57 \text{ V}$  (b) y  $105 \text{ V}$  (c).

Usando el osciloscopio se toman lecturas para diferentes periodos espaciales ( $\Lambda = 2 \mu\text{m}$ ,  $6 \mu\text{m}$  y  $21 \mu\text{m}$ ), conservando la misma frecuencia de oscilación del generador, pero variando la amplitud de los pulsos. Al hacer la comparación y el conteo del número de franjas trasladadas por amplitud del pulso, se notó que por cada  $12 \text{ V}$  de amplitud pico-pico aplicados a los PZT's (es decir,  $800 \text{ mVp-p}$  en la salida del generador de funciones, multiplicado por 15 que es el factor de amplificación del controlador de PZT), se trasladan aproximadamente dos periodos espaciales del patrón, esto para cualquier tamaño del periodo espacial (ver figura 18). Un análisis más completo de las gráficas obtenidas por los medios antes explicados, indica que el patrón se desplaza por  $\simeq \Lambda/6$  ( $\simeq 0.5$  radianes) por cada Volt pico a pico aplicado en los piezoeléctricos, con un margen de error  $\simeq \pm \Lambda/30$  ( $\pm 0.1$  radianes/Volt). El análisis anterior comprobó el comportamiento

lineal de los elementos piezoeléctricos para un amplio rango de voltajes aplicados (ver figura 18).

## IV.4 Resultados experimentales

### IV.4.1 Resultados experimentales sobre el efecto photo-EMF, para una distribución de iluminación sinusoidal

Los resultados experimentales que se presentan aquí, fueron obtenidos con el arreglo experimental que se observa en la figura 15. En éste experimento el patrón tiene un periodo espacial de  $6 \mu m$ , una intensidad máxima  $I_0 \simeq 1.6 W/cm^2$ , un contraste  $m \simeq 1$  y una frecuencia de oscilación igual a  $100 Hz$ . En este caso el campo externo no se aplica en el cristal ( $E_0 = 0$ ). La figura 19 muestra la dependencia del primer armónico de la amplitud de la corriente photo-EMF respecto de la amplitud de oscilación del patrón de interferencia en radianes ( $K\Delta$ ,  $\Delta$  es la amplitud de desplazamiento del patrón en unidades métricas). Se encontró que para el segundo máximo de la curva de la figura 19, el patrón se habrá desplazado aproximadamente un periodo espacial, que es equivalente a  $\pi$  en términos de radianes. Este resultado concuerda mucho con los presentados en la parte teórica (capítulo tres), donde como se observa en la figura 10a, el segundo máximo está colocado aproximadamente en  $\pi$  radianes.

Para amplitudes de modulación  $K\Delta < 1$  radianes la señal tiene la forma sinusoidal con que está oscilando el patrón de interferencia, por lo que en este régimen la curva es completamente lineal. Para amplitudes  $K\Delta > 1$  la señal sigue oscilando de manera periódica pero su comportamiento no es lineal. Cabe aclarar que a pesar que se hagan lecturas para frecuencias espaciales ( $K$ ) diferentes al utilizado en este experimento, los máximos de la curva siempre estarán colocados en los mismos puntos con respecto a

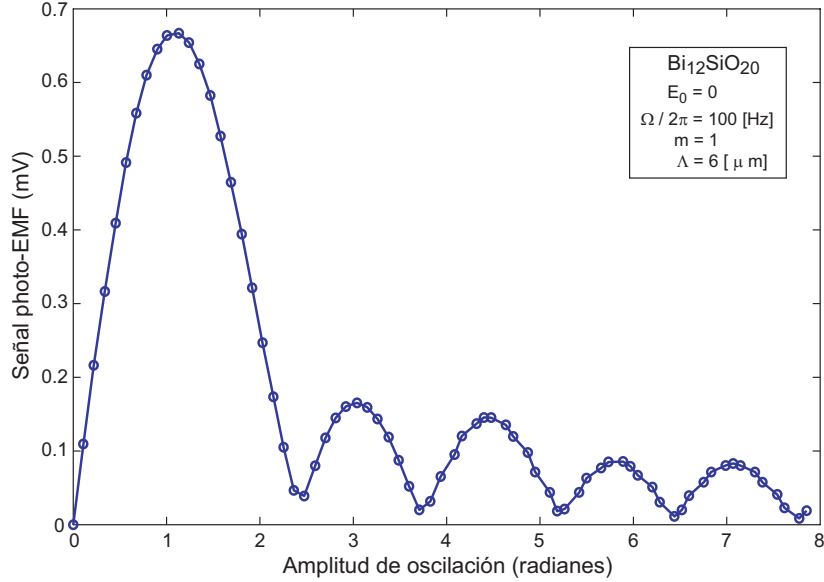


Figura 19: Señal photo-EMF como función de la amplitud de oscilación del patrón de interferencia  $K\Delta$ .

la amplitud de modulación, es decir, el primer máximo en  $\approx 1.1$  radianes y el segundo en  $\approx 3.1$  radianes. Lo que varía con  $K$  es la amplitud de la señal photo-EMF, como lo podemos comprobar teóricamente en la figura 11b, presentada en el capítulo tres.

Para mediciones de señal photo-EMF respecto al campo eléctrico aplicado  $E_0$  se ajusta el arreglo experimental 15, colocándole una fuente de voltaje en el circuito externo del arreglo, de tal forma que la mayor parte del voltaje de la fuente es aplicada a la muestra fotoconductor. Esto es posible gracias a que con iluminación la muestra fotoconductor tiene una resistencia interna superior a los  $100 \text{ M}\Omega$ , que es mucho mayor que la resistencia de carga ( $R_L = 10 \text{ M}\Omega$ ). Las condiciones experimentales son iguales a las del caso anterior, con excepción del periodo espacial, que en esta ocasión es de  $35 \mu\text{m}$ .

Se seleccionan dos amplitudes de oscilación fijas para ver la evolución de la señal respecto del campo eléctrico aplicado ( $E_0$ ). La primer amplitud seleccionada ésta en



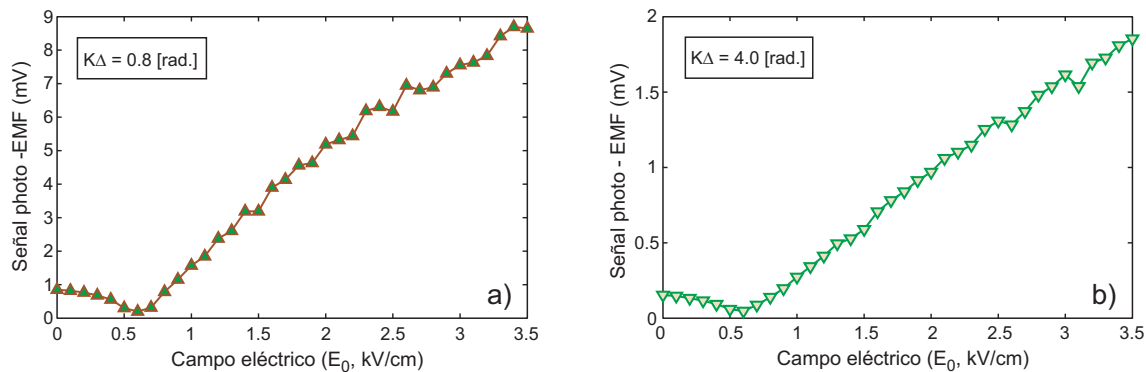


Figura 20: Dependencia de la señal photo-EMF respecto al campo eléctrico aplicado  $E_0$ , para dos amplitudes de oscilación fijas en (a)  $K\Delta = 0.8$  radianes y (b)  $K\Delta = 4.0$  radianes.

el rango lineal, es decir para amplitudes de oscilación menores a un cuarto del periodo espacial del patrón, en este caso para  $K\Delta = 0.8$  radianes (ver figura 19). Los resultados experimentales encontrados en la literatura bajo este régimen, son muchos y variados, como muestra se mencionan lo siguientes artículos: Trofimov y Stepanov (1986); Stepanov (2001); Mansurova *et al.* (1998); Petrov *et al.* (1990); Sokolov *et al.* (1992), entre algunas otros. La segunda amplitud seleccionada se encuentra en rangos con amplitudes de modulación mayores a un periodo espacial, aproximadamente en  $K\Delta = 4.0$  radianes (ver figura 19). Para este régimen no hay información experimental publicada, por lo que los resultados obtenidos aquí no tienen punto de comparación.

Para la amplitud de modulación fija en 0.8 radianes se hace un barrido del campo eléctrico de  $0-3.5$  kV/cm, y se toman las lecturas correspondientes. El comportamiento de la foto-corriente en estas circunstancias puede ser explicado de la forma propuesta en el capítulo tres. Esto es, en presencia de un campo eléctrico externo existe una componente de acarreo de portadores opuesto a la componente de difusión. Tal oposición provoca que la señal caiga hasta que  $E_0 = 0.6$  kV/cm, en donde su fase gira 180 grados y comienza a incrementarse de forma constante debido al dominio del componente de

acarreo (ver la figura 20a). De manera similar, para amplitudes de modulación de 4 radianes la curva dibuja el mínimo en el mismo punto que en el caso anterior, así como un crecimiento posterior con la misma inclinación (ver la figura 20b). Otra semejanza encontrada en estas curvas es que crecen en la misma proporción para un mismo valor de campo eléctrico, es decir, para un campo de  $3.5 \text{ kV/cm}$  ambos puntos seleccionados aumentan aproximadamente nueve veces, como se observa al hacer la comparación de estas dos gráficas (ver la figura 20). Es claro que el campo eléctrico externo tiene sólo un carácter amplificador para la señal photo-EMF. Por esta razón no se espera que las curvas con respecto a la amplitud de oscilación aumenten su rango lineal al aplicar campo eléctrico al cristal fotoconductor.

#### **IV.4.2 Resultados experimentales sobre la fotocorriente generada con una franja de luz con distribución gaussiana**

En esta ocasión se presentan los resultados de los experimentos originales de este trabajo, obtenidos con el arreglo experimental mostrado en la figura 16. Se utiliza una franja con una distribución gaussiana con un ancho aproximado de  $80 \mu\text{m}$  y con una intensidad máxima de  $I_0 \simeq 1.5 \text{ W/cm}^2$ . Como ya se mencionó, para desplazar la franja en el plano de la cara de entrada del cristal sólo se excita uno de los actuadores piezoeléctricos de la montura espejo/PZT's ( $M_2$ , ver figura 16). La señal de control que se introduce en el transductor piezoeléctrico es del tipo sinusoidal, de tal manera que la posición de la franja en la cara de entrada de la muestra es de  $x = \Delta \sin(2\pi ft)$ ; donde,  $\Delta$  es la amplitud de oscilación de la franja en unidades en micrómetros y  $f$  es la frecuencia de oscilación en Hertz. Para estos experimentos la amplitud de desplazamiento máxima es de  $\Delta_{max} = 400 \mu\text{m}$ .

Primeramente se toman lecturas del comportamiento de la foto-corriente, inducida

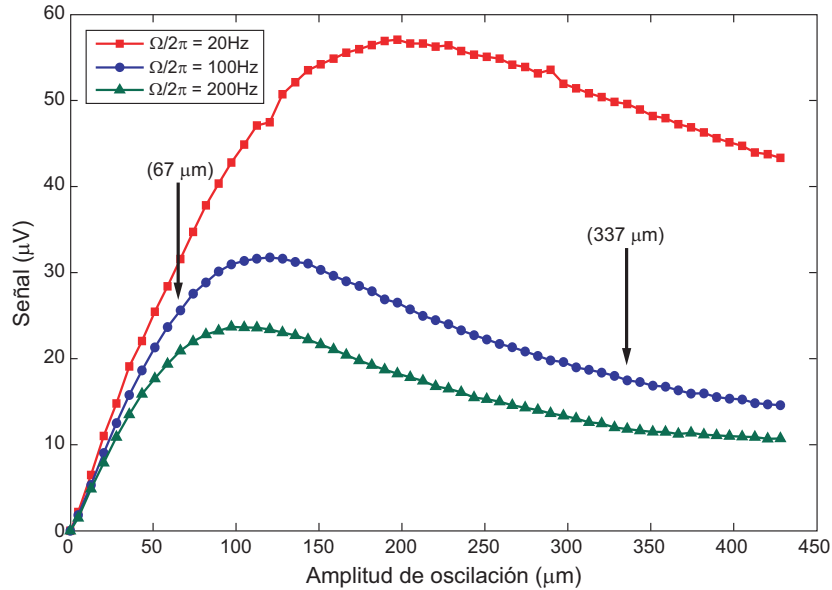


Figura 21: Curvas experimentales del armónico fundamental de la señal respecto de la amplitud de oscilación de la franja  $\Delta$ , para tres diferentes frecuencias de oscilación y sin campo eléctrico externo ( $E_0 = 0$ ).

por el movimiento de una franja luminosa, con respecto a la amplitud de oscilación de la franja ( $\Delta$ ). Esto para tres diferentes frecuencias de oscilación (20, 100 y 200  $Hz$ ) y sin aplicar campos eléctricos externos ( $E_0 = 0$ ). Se puede notar en la figura 21 que esta señal es producto del efecto photo-EMF, pero bajo una iluminación distribuida como una campana de Gauss. También estas curvas muestran que la señal disminuye con la frecuencia, y además la señal máxima para cada frecuencia corresponde a diferentes amplitudes de desplazamiento. Es decir, para frecuencias bajas la señal alcanza el máximo con una amplitud de desplazamiento más alta.

Se tomaron mediciones de señal respecto al campo eléctrico externo para dos amplitudes de desplazamiento de la franja fijas (en 67 y 337  $\mu m$ ), y una frecuencia de oscilación de 100  $Hz$ . El resultado del experimento para regímenes de bajas amplitudes de modulación ( $\Delta = 67\mu m$ ), se presenta en la figura 22a. Donde se encuentra

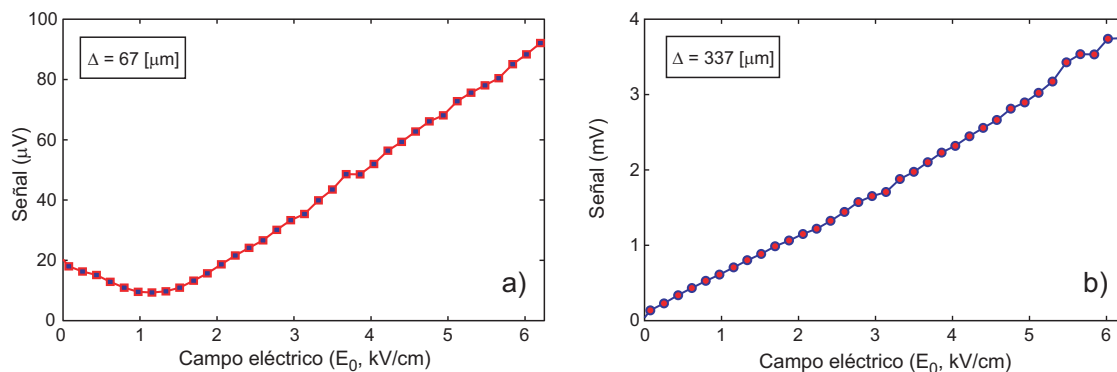


Figura 22: Dependencia de la señal respecto al campo eléctrico aplicado  $E_0$ , para dos amplitudes de oscilación de la franja fijas en (a)  $\Delta = 67 \mu\text{m}$  y (b)  $\Delta = 337 \mu\text{m}$ .

que la señal tiene un mínimo en  $E_0 = 1 \text{ kV/cm}$ , a partir del cual crece linealmente para todo incremento del campo eléctrico. El comportamiento de la señal para bajas amplitudes de desplazamiento es muy parecido al presentado para el caso de iluminación sinusoidal (ver figura 20). Por otra parte, para regímenes con amplitudes de desplazamiento grandes  $\Delta = 337 \mu\text{m}$  la señal no tiene un mínimo, sólo crece continuamente con el aumento del campo externo (ver figura 22b).

De acuerdo a los resultados anteriores, el campo eléctrico externo no afecta igual a la señal generada por una iluminación gaussiana, que la generada por una iluminación sinusoidal (ver figuras 20 y 22). Para confirmar lo anterior se hacen experimentos para obtener la señal con respecto a la amplitud de modulación, pero esta vez aplicando campos eléctricos externos ( $E_0 \neq 0$ ). Las condiciones con las que se llevan a cabo los experimentos son las siguientes: una frecuencia de oscilación de  $100 \text{ Hz}$ , un ancho de la franja de  $80 \mu\text{m}$  y una intensidad aproximada de  $1.5 \text{ W/cm}^2$ . Se hacen tomas para dos diferentes campos externos, para uno de  $1.25 \text{ kV/cm}$ , y para otro de  $2.50 \text{ kV/cm}$ ; ambos resultados se exponen en la figura 23. Las curvas de esta figura presentan el mismo comportamiento, la señal tiene una máximo para una amplitud

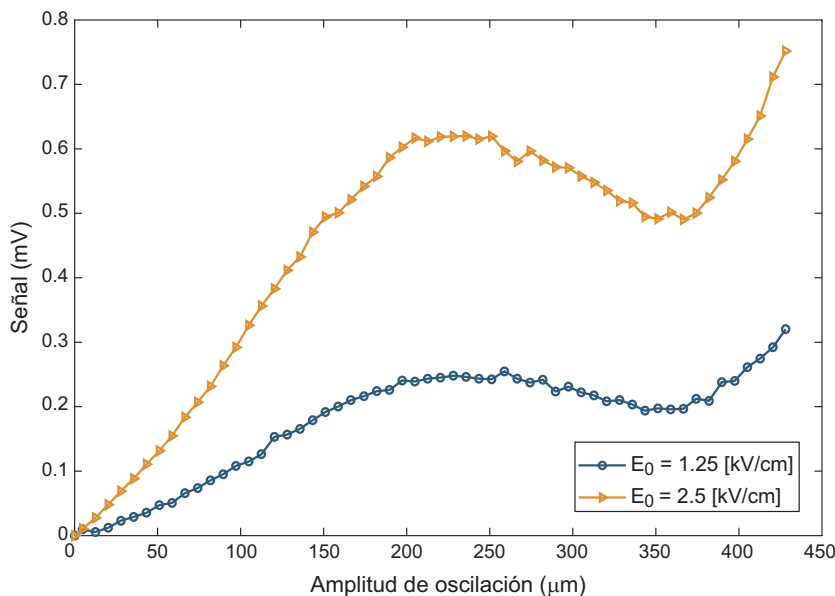


Figura 23: Curvas experimentales del armónico fundamental de la señal respecto de la amplitud de oscilación de la franja  $\Delta$ , en presencia del campo eléctrico externo ( $E_0 \neq 0$ ).

de desplazamiento de alrededor de  $250 \mu\text{m}$ , posteriormente disminuye y luego crece muy rápidamente al aumentar la amplitud del movimiento. Tal comportamiento no fue observado en experimentos relacionados con el efecto photo-EMF, lo que nos permite suponer que tal efecto no es el único que contribuye en la señal.

Como se sabe el efecto photo-EMF tiene una gran dependencia del contraste de la distribución con que se ilumina el medio fotoconductor. Con la finalidad de disminuir la contribución que pueda tener el efecto photo-EMF en la señal, la muestra es iluminada uniformemente con luz blanca de una lámpara de tungsteno con una potencia eléctrica máxima de  $100 \text{ W}$ . La modificación del arreglo de la figura 16, que nos permite hacer lo anterior, se muestra en la figura 24. Los resultados medidos de la señal cuando la potencia eléctrica de la lámpara es de  $40$  y  $80 \text{ W}$ , y el campo eléctrico externo es de  $E_0 = 1.25 \text{ kV/cm}$ , son presentados en la figura 25. En contraste con las curvas presentadas en la figura 23, aquí la dependencia de la señal respecto de la amplitud de

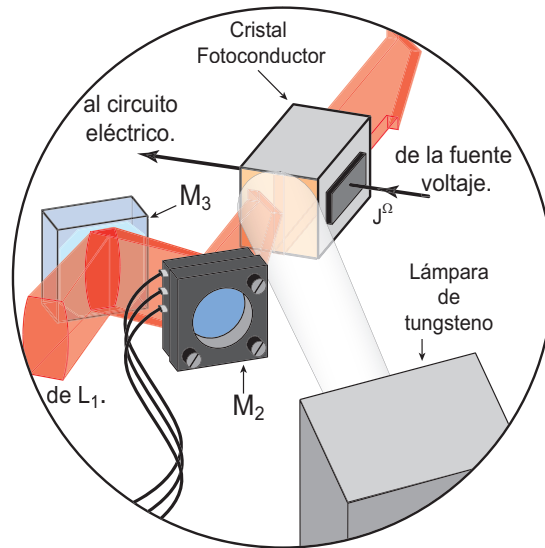


Figura 24: Modificación del arreglo presentado en la figura 16, para iluminar el cristal fotoconductor con una fuente auxiliar de luz blanca.

desplazamiento no tiene un máximo, pero aumenta casi de manera lineal con el aumento de la amplitud de desplazamiento.

Para finalizar se toman datos experimentales de la señal con respecto al campo eléctrico externo, iluminando la cara de entrada del cristal fotoconductor con luz auxiliar de  $40\text{ W}$  de potencia (ver figura 24). Esto para dos amplitudes de modulación fijas, una en  $67\ \mu\text{m}$  y otra en  $337\ \mu\text{m}$ . Los datos obtenidos del experimento están representados en las figuras 26a y 26b, donde a primera vista notamos señales mucho mayores que las que se muestran en la figura 22. Para  $\Delta = 67\ \mu\text{m}$  se nota una reducción en el mínimo que aparece cerca de  $1.25\ \text{kV}/\text{cm}$  en la gráfica (a) de la figura 22, esto es atribuido a la disminución del campo espacio-carga por la iluminación auxiliar. Por otra parte, para  $\Delta = 337\ \mu\text{m}$  la señal tiene un comportamiento lineal respecto del campo externo. Esto se debe, al igual que el caso sin iluminación auxiliar, a que para altas amplitudes de oscilación la longitud difusión  $L_D$  es mucho más corta que la longitud de arrastre  $L_0 = \mu\tau E_0$ . Produciéndose en consecuencia una señal opuesta al sentido del movimiento

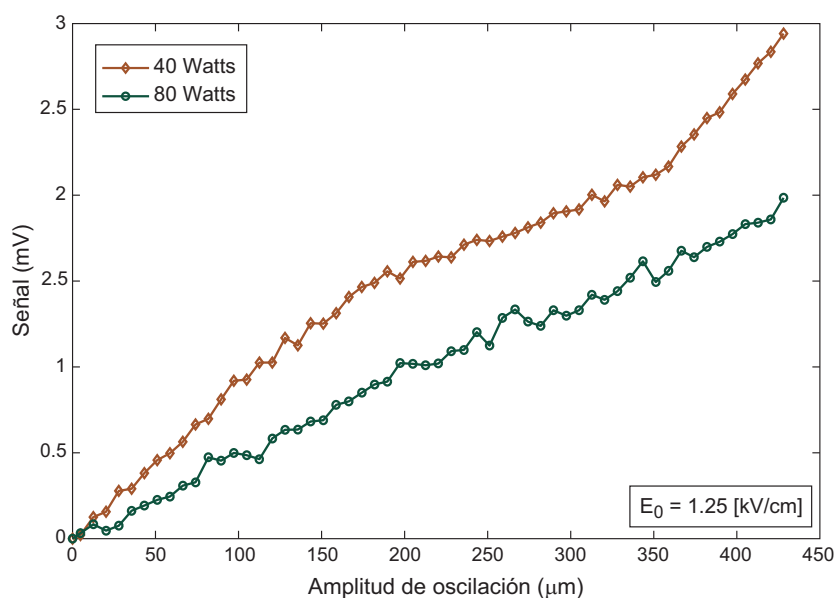


Figura 25: Curvas experimentales del armónico fundamental de la señal respecto de la amplitud de oscilación de la franja  $\Delta$ , al introducir la iluminación auxiliar (40 W y 80 W) y un campo externo igual a  $E_0 = 1.25 \text{ kV/cm}$ .

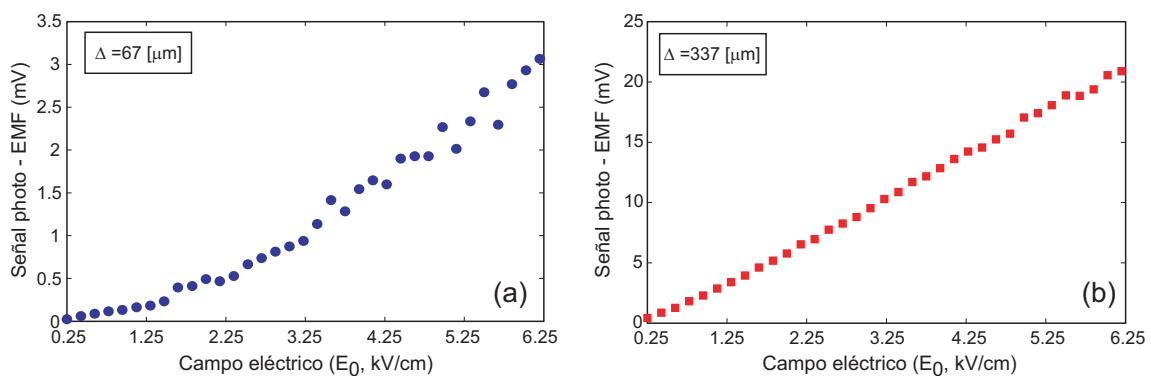


Figura 26: Dependencia de la señal respecto al campo eléctrico aplicado  $E_0$ , para dos amplitudes de oscilación de la franja fijas en (a)  $\Delta = 67 \mu m$  y (b)  $\Delta = 337 \mu m$ , al introducir una iluminación auxiliar de 40 W.

de la franja, que aumenta linealmente con el campo externo (ver figura 26b).

## IV.5 Discusión

Es claro que las gráficas experimentales de señal photo-EMF, que se presentan en los resultados iniciales (figura 19), tienen una gran similitud con las obtenidas de manera teórica en el capítulo anterior (ver figura 10a). Esto confirma la veracidad de los datos de calibración obtenidos en este mismo capítulo. Además, estos resultados permiten observar de manera experimental, el comportamiento que tiene la corriente dentro del medio para amplitudes de oscilación que están muy por arriba del régimen lineal ( $\Delta > \Lambda/4$ ). Cabe mencionar que anteriormente fueron presentados datos experimentales, que concuerdan con los aquí expuestos, en tres artículos publicados por Mosquera y Frejlich (2002, 2004); Veenhuis *et al.* (1999), para amplitudes de oscilación mayores a la zona lineal, pero no mas grandes al periodo espacial de las no uniformidades. Por otra parte, la dependencia de la señal con respecto al campo eléctrico externo (figura 20), muestra que la señal crece proporcionalmente para ambos regímenes de amplitud de oscilación. Esto significa que para valores del campo eléctrico externo mayores al campo de difusión, la curva de señal contra amplitud de oscilación sólo se amplifica, sin provocar ningún efecto adicional. Estos resultados traen a cuentas que no se tendrá sensibilidad lineal para amplitudes de oscilación mayores a un cuarto del periodo espacial de las franjas, bajo las condiciones con que se desarrolla este método.

Los resultados experimentales obtenidos con una franja luminosa con perfil gaussiano, muestran que cuando no se aplica campo externo, la señal respecto a la amplitud de oscilación tiene un comportamiento que puede ser atribuido al efecto de fuerza foto-electro-motriz. En este sentido, cabe comentar que la posible causa que pudo producir una disminución en la señal al incrementarse la frecuencia de oscilación (ver figura 21),



es la baja respuesta que tiene la montura espejo/piezo-eléctricos para altas frecuencias. La aplicación de altos campos eléctricos y de iluminación uniforme adicional, trae consigo que la señal se comporte de una manera lineal para amplitudes de oscilación mayores a  $\Lambda/4$ , lo cual no puede ser descrito por el efecto photo-EMF. Una de las posibles causas que llevan a la corriente a comportarse de esta manera, es que bajo iluminación auxiliar el campo interno es reducido a tal nivel que se puede decir que la única contribución que intervine en la generación de esta corriente es la que depende del campo externo (la de arrastre).

# Capítulo V

## Método y resultados numéricos

### V.1 Introducción

El conjunto de ecuaciones que gobiernan el transporte de carga en cristales fotoconductores, es considerado como un sistema acoplado de ecuaciones diferenciales ordinarias de primer orden (ecuaciones de 1 a 6). En dicho sistema, como ya se mencionó, hay productos entre cantidades desconocidas de  $n_e$ ,  $N_D^+$ ,  $\mathbf{j}$  y  $\mathbf{E}$ , lo que provoca un comportamiento no lineal del sistema. El proceso de solución de las ecuaciones de transporte conlleva la generación de términos de orden superior, que hacen difícil encontrar una solución exacta de este sistema de ecuaciones. Para obtener una solución explícita, y en dado caso particular, de las ecuaciones de transporte de carga se utiliza la aproximación de contraste bajo (es decir,  $m \ll 1$ ). En este caso, como se mostró en el capítulo dos, se obtiene un sistema de ecuaciones solución que dependen únicamente de las cantidades de los dos primeros órdenes. Esto linealiza el sistema, pudiéndose resolver con las técnicas expuestas en cualquier libro de texto (Zill, 1995). Por otro lado, debido a que los resultados experimentales fueron desarrollados considerando un  $m \approx 1$ , y no habiendo solución analítica para esta condición, es necesario desarrollar una solución numérica para dicho conjunto de ecuaciones diferenciales. En este capítulo se describe el modelo numérico y el algoritmo utilizados para solucionar las ecuaciones de transporte de carga. Además, se presentan los resultados obtenidos de la simulación, los cuales concuerdan en gran medida con los obtenidos experimentalmente.

### V.1.1 Algoritmo numérico

En general cada una de las ecuaciones de transporte de carga, mencionadas con anterioridad, pueden ser expresadas de la forma:

$$\frac{dy(t)}{dt} = f(t, y(t)) \quad (66)$$

donde  $t$  está dentro del intervalo  $a \leq t \leq b$ , y el valor inicial de la función es conocido  $y(a) = y_0$  (ver problemas del valor inicial en Kharab (2002) y Chapra (2003)). Existen varios métodos numéricos capaces de proporcionar soluciones aproximadas de ecuaciones con la forma anterior, entre otros están: el método de Euler, el método de Heun, el método de punto medio, y los métodos de Runge-Kutta de varios órdenes con paso fijo o variable. Todos estos métodos buscan la solución aproximada para un conjunto de valores de la variable  $t_i$  de la forma recurrente

$$y_{i+1} = y_i + \phi_i h, \quad (67)$$

aquí la pendiente estimada  $\phi_i$  se usa para encontrar el nuevo valor de  $y$  ( $y_{i+1}$ ) para una distancia  $h$ , desde un valor anterior  $y_i$  (Chapra, 2003). En los métodos anteriores la pendiente estimada se puede deducir desarrollando la serie de Taylor de la solución aproximada  $y_{i+1}$  (Kharab, 2002), de la siguiente forma:

$$y_{i+1} = y_i + y_i' h + y_i'' \frac{h^2}{2} + \dots \quad (68)$$

Ahora bien, en el presente trabajo se utiliza el método de Runge-Kutta de orden cuatro para encontrar las soluciones del sistema de ecuaciones diferenciales antes mencionadas, debido a que tal método logra la exactitud de técnicas que utilizan altos órdenes de la serie de Taylor sin la necesidad de calcular sus derivadas. Esto se logra, obteniendo una

forma generalizada de la ecuación (67):

$$y_{i+1} = y_i + \phi(t_i, y_i, h) \quad (69)$$

en este caso  $\phi(t_i, y_i, h)$  es la función de incremento o pendiente representativa del intervalo, la cual se puede expandir como:

$$\phi = a_1 k_1 + a_2 k_2 + \dots + a_n k_n; \quad (70)$$

aquí los valores  $a_i$  son constantes y los valores  $k_i$  son funciones recurrentes,

$$\begin{aligned} k_1 &= f(t_i, y_i) \\ k_2 &= f(t_i + p_1 h, y_i + q_{11} k_1 h) \\ k_3 &= f(t_i + p_2 h, y_i + q_{21} k_1 h + q_{22} k_2 h) \\ &\cdot \\ &\cdot \\ &\cdot \\ k_n &= f(t_i + p_{n-1} h, y_i + q_{n-1,1} k_1 h + \dots + q_{n-1,n-1} k_{n-1} h) \end{aligned} \quad (71)$$

y los valores  $p_i$  y  $q_{ij}$  son constantes. Por lo tanto, si se sustituye la función de incremento solamente hasta  $k_4$  dentro de la ecuación (69), se obtendrá una ecuación con la siguiente forma,

$$y_{i+1} = y_i + (a_1 k_1 + a_2 k_2 + a_3 k_3 + a_4 k_4)h. \quad (72)$$

Si se evalúan las constantes  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $p_1$  y  $q_{11}$  de tal forma, que esta ecuación coincida con el desarrollo de Taylor hasta el término de cuarto orden ( $h^4$ ), se obtiene la formula general utilizada en el método de Runge-Kutta de cuarto orden,

$$y_{i+1} = y_i + \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)h. \quad (73)$$

El esbozo completo del algoritmo para el método Runge-Kutta de cuarto orden se presenta a continuación como:

$$\begin{aligned} & dy/dt = f(t, y), \text{ donde } a \leq t \leq b \\ & h = \frac{a-b}{N} \\ & y_0 \leftarrow y(a) \\ & \text{for } i = 1, 2, \dots, N - 1 \\ & \quad k_1 = f(t_i, y_i); \\ & \quad k_2 = f(t_i + h/2, y_i + k_1 h/2); \\ & \quad k_3 = f(t_i + h/2, y_i + k_2 h/2); \\ & \quad k_4 = f(t_i + h, y_i + h k_3); \\ & \quad y_{i+1} = y_i + h(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)/6. \end{aligned}$$

Como podemos notar, en este método se utilizan múltiples estimaciones de la pendiente para encontrar una mejor pendiente promedio en el intervalo, lo que lo hace sumamente exacto y eficiente.

Si se observa detenidamente la ecuación de Gauss (6), notaremos que sólo tiene dependencia espacial (es decir, respecto de  $x$ ). Por lo que, es más fácil solucionarla con un método adicional, el del trapecio. Este último, es fundamentalmente la integración de una ecuación diferencial con la forma  $dy/dx = f(x)$ , con un límite inferior de  $x$  y un límite superior igual a  $x + h$ . En términos matemáticos,

$$y(x + h) - y(x) = \int_x^{x+h} f(x)dx. \quad (74)$$

Si se considera que  $(f(x) + f(x + h))h/2$  es el área del trapecio bajo la curva solución comprendida entre  $x$  y  $x + h$ . Resulta evidente suponer que si igualamos esta consideración con la ecuación (74), encontraremos la función utilizada por el método del trapecio, esto es

$$y_{n+1} = y_n + \frac{f(x_n) + f(x_{n+1})}{2}h. \quad (75)$$

La cual, podemos representar de forma numérica como:

$$\begin{aligned} & dy/dt = f(x), \text{ donde } a \leq x \leq b \\ & h = \frac{a-b}{N} \\ & y_0 \leftarrow y(a) \\ & \text{for } n = 1, 2, \dots, N - 1 \\ & \quad k_1 = f(x_n); \\ & \quad k_2 = f(x_n + h); \\ & \quad [ \quad y_{i+1} = y_i + h(k_1 + k_2)/2. \end{aligned}$$

### V.1.2 Diagrama de flujo

A grandes rasgos lo que se hace en el programa desarrollado para encontrar una solución a las ecuaciones el transporte de carga, es evaluar las ecuaciones (1) a (6), suponiendo que el material fotoconductor es iluminado con una franja de luz con distribución gaussiana  $I(x)$ . Esta, cambia de posición de manera sinusoidal ( $x_0 = \Delta \sin(2\pi ft)$ ), donde  $f$  y  $\Delta$  son la frecuencia y amplitud de oscilación respectivamente. De manera analítica, la intensidad de la franja puede expresarse como:

$$I(x) = I_0 \exp \left\{ -\frac{(x - x_0)^2}{d^2} \right\}, \quad (76)$$

donde  $I_0$  es la intensidad máxima y  $d$  es el ancho de la franja. El programa calcula los valores simulados de la corriente que circula a través de la muestra fotoconductor, a

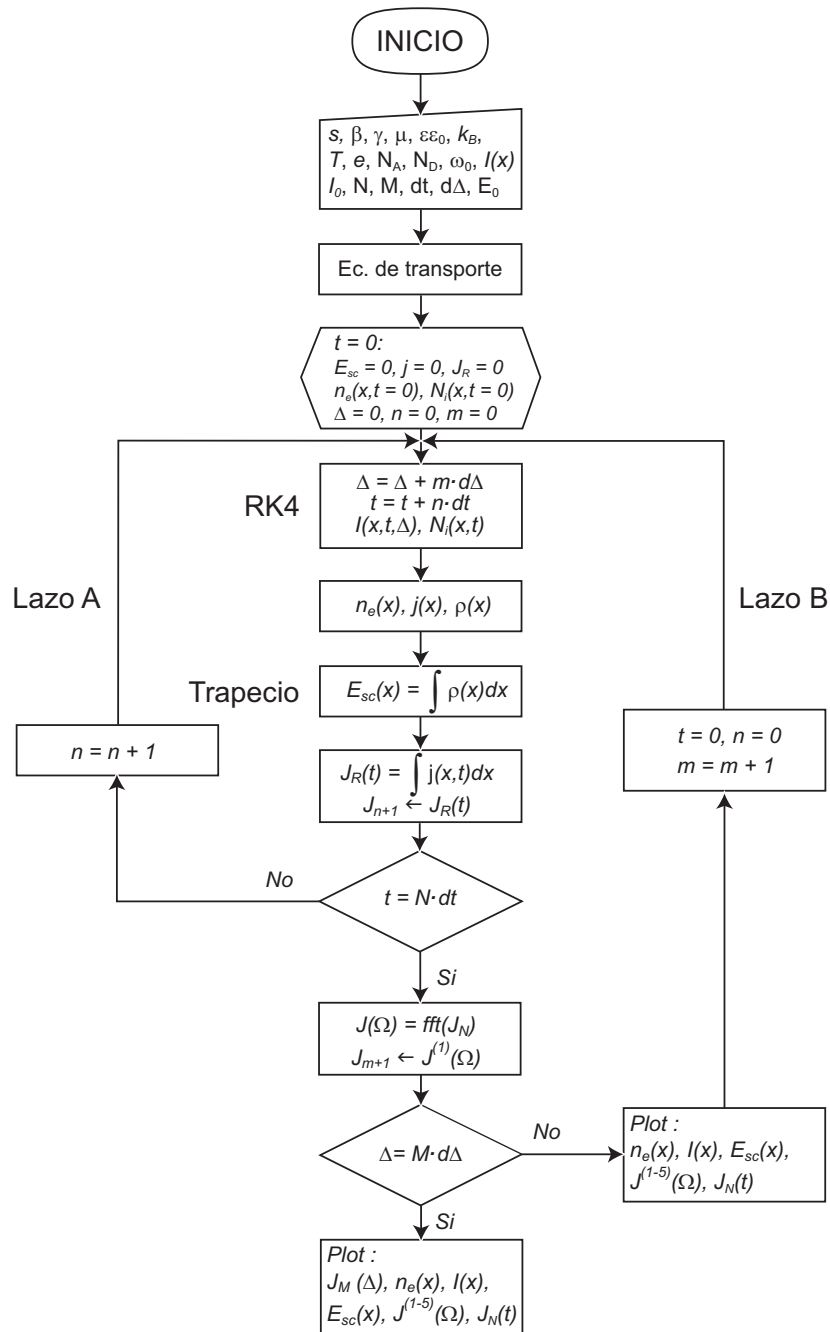


Figura 27: Diagrama de flujo del programa que simula la generación de corriente alterna en cristales con fotoconductores. El lazo A evalúa las ecuaciones de transporte para un periodo completo de oscilación de la franja, el lazo B evalúa la magnitud de la corriente generada respecto de  $\Delta$ .

desde un valor inicial (en ausencia de iluminación) hasta un estado estacionario. En este último estado todas las variables involucradas en los cálculos oscilan de manera periódica. Por otra parte, ya que en las gráficas experimentales de la corriente respecto a la amplitud de modulación  $\Delta$  lo que se grafica es la amplitud del armónico fundamental de esta corriente, el modelo numérico tiene que hacer una evaluación similar de la corriente. Es decir, a la corriente calculada cada vez que se alcanza el valor estacionario para una  $\Delta$  dada, se le tiene que aplicar la transformada rápida de Fourier, para obtener las magnitudes de los armónicos de oscilación. De estas se selecciona sólo la magnitud del primero, que es evaluado desde  $\Delta = 0$  hasta una  $\Delta_{max}$  determinada (evaluadas por el lazo B del diagrama de flujo de la figura 27). Además de evaluar  $J^\Omega$  respecto a la amplitud de oscilación, el programa también grafica los perfiles unidimensionales del campo espacio-carga  $E_{sc}$ , de la intensidad luminosa  $I$  y la densidad de carga libre  $n_e$  respecto de  $x$ , para tres puntos en la trayectoria de oscilación del patrón gaussiano. Esto da una mejor perspectiva de la evolución de cada una de las variables que intervienen en el proceso de generación de corriente.

## V.2 Resultados del análisis numérico

Los resultados que se presentan a continuación fueron obtenidos considerando una distribución de iluminación gaussiana, que cambia de posición de forma sinusoidal a lo largo del eje  $x$  con una frecuencia de  $1 \times 10^6$  ciclos por segundo ( $Hz$ ). El ancho de la distribución es de  $\omega_0 = 20 \mu m$  con una intensidad máxima de  $I_0 = 1 \times 10^3 W/cm^{-2}$ . Se hizo el análisis numérico para tres diferentes valores del campo externo:  $E_0 = 0$ ,  $E_0 = 1.25$  y  $E_0 = 2.50 kV/cm$ . Para lo cual se toman en cuenta los parámetros físicos del BSO, mostrados en la tabla II, utilizados comúnmente en la literatura (Serrano *et al.*, 1996; Au y Solymar, 1988; Serrano y López, 1993; Murillo, 1999). Así también,



Tabla II: Parámetros del BSO usados en los cálculos

Parámetro	Símbolo	Valor
Sección transversal	$S$	$2 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ J}^{-1}$
Coefficiente de recombinación	$\gamma$	$1.6 \times 10^{-17} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$
Movilidad de electrones	$\mu$	$3 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
Constante dieléctrica	$\epsilon$	56
Índice de generación térmica	$\beta$	$0.05 \text{ s}^{-1}$
Densidad de aceptores	$N_A$	$1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$
Densidad de donadores	$N_D$	$1 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$
Tiempo de relajación electrónica	$\tau$	$\approx \times 10^{-6} \text{ s}$

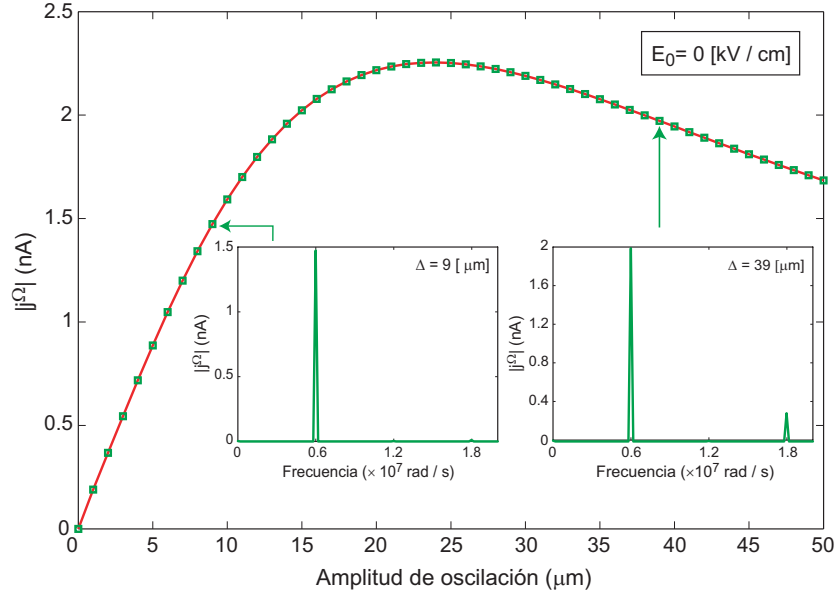


Figura 28: Magnitud del armónico fundamental de la corriente  $j^\Omega$  respecto de la amplitud de oscilación de la franja  $\Delta$ , sin aplicar campo eléctrico externo. Los recuadros muestran el contenido espectral de la señal detectada, evaluadas en  $\Delta = 9 \mu\text{m}$  y  $\Delta = 39 \mu\text{m}$ .

se considera una distancia entre electrodos de  $200 \mu m$ .

El comportamiento del armónico fundamental de la corriente respecto la amplitud de modulación ( $|j^\Omega(\Delta)|$ ), en ausencia de campo eléctrico externo ( $E_0 = 0$ ), se presenta en la gráfica de la figura 28. En la misma figura, se muestran los espectros en frecuencia para los tres primeros armónicos de la misma corriente alterna, calculados para amplitudes de oscilación  $\Delta = 9 \mu m$  y  $39 \mu m$ . Como se puede ver en la figura 28, la señal del armónico fundamental aumenta linealmente para amplitudes menores de  $15 \mu m$ , ya que el segundo y tercer armónico prácticamente se anulan. Cuando la amplitud del armónico fundamental alcanza su máximo, lo cual ocurre cuando la amplitud de oscilación tiene un valor aproximadamente igual al ancho de la franja ( $\Delta = 20 \mu m$ ), el tercer armónico aumenta considerablemente, mientras que el segundo no aparece bajo ninguna condición.

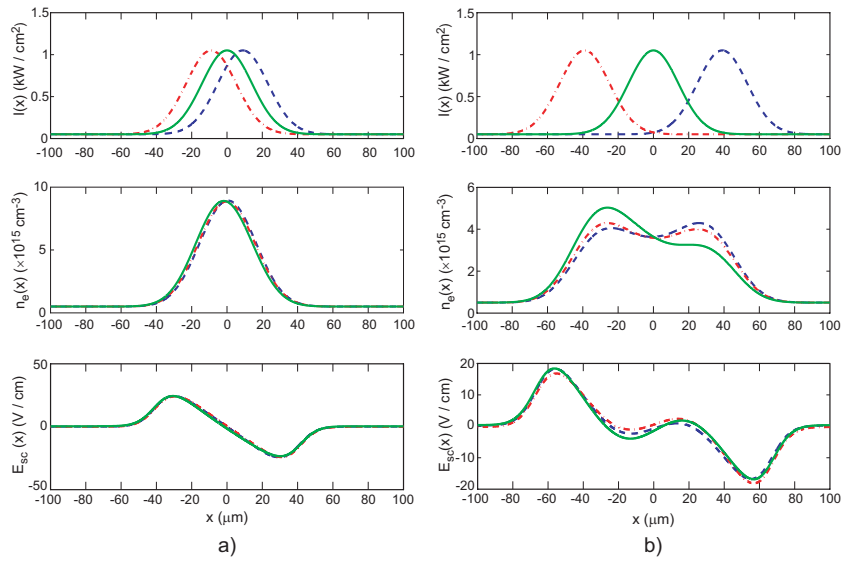


Figura 29: Distribuciones espaciales de la densidad de portadores  $n_e(x)$  y el campo espacio-carga  $E_{sc}(x)$ , evaluadas para: tres posiciones de la franja de luz  $I(x)$ ; dos amplitudes de oscilación fijas (a)  $\Delta = 9 \mu m$  y (b)  $\Delta = 39 \mu m$ ; y sin aplicar campo eléctrico externo.

Las gráficas de la figura 29 muestran las distribuciones espaciales de la densidad

de portadores  $n_e$  y del campo espacio-carga  $E_{sc}$ , para el caso en que la distribución de iluminación  $I(x)$  se mueve de forma sinusoidal a lo largo de  $x$ . Las líneas cortadas muestran los perfiles de las distribuciones de  $n_e$  y de  $E_{sc}$ , bajo condiciones de corrimiento máximo de la franja hacia la derecha (en  $\pi/2$  del periodo de oscilación). Mientras, que las líneas cortas con puntos muestran las mismas distribuciones, pero, para un desplazamiento máximo de la franja hacia la izquierda (en  $3\pi/2$  del periodo de oscilación). Finalmente, las líneas continuas indican la distribución de  $n_e$  y de  $E_{sc}$ , cuando la franja se ha desplazado un periodo completo de oscilación ( $2\pi$ ).

Para amplitudes de oscilación bajas el máximo de la densidad de portadores  $n_e$  tiene un gran retraso respecto del movimiento de la franja (ver figura 29a). Esto es debido a que el tiempo de vida de los portadores es un poco más largo que el periodo de oscilación de la franja ( $\tau \gtrsim 1/\Omega$ ). Así mismo, el campo interno  $E_{sc}$  es inducido principalmente por los electrones capturados en zonas poco iluminadas, por lo que su perfil tiene la forma del gradiente de la distribución de portadores libres promediada en el tiempo. De acuerdo a la ecuación (34), la corriente que pasa a través de la resistencia de carga  $R_L$ , depende fuertemente de la relación entre las distribuciones de  $n_e$  y de  $E_{sc}$ . Cualquier cambio en la posición de las cargas libres, en zonas en donde el campo eléctrico interno tenga una pendiente lineal, resulta en una respuesta lineal del fotoconductor a las oscilaciones de la iluminación. Para amplitudes de oscilación altas, los perfiles del campo interno y de la densidad de carga tienen dos máximos como se observa en la figura 29 (b). Esto se puede explicar si se toma en cuenta que en los extremos de la trayectoria de la franja hay una mayor excitación de carga, debido a que el movimiento de la franja en estos puntos es lento (movimiento sinusoidal). Mientras que en el centro de su trayectoria la excitación de carga es débil, a causa del movimiento rápido de la franja en este punto. En consecuencia a lo anterior y considerando que la distribución de portadores libres no sigue el movimiento de la franja. El perfil de la distribución de

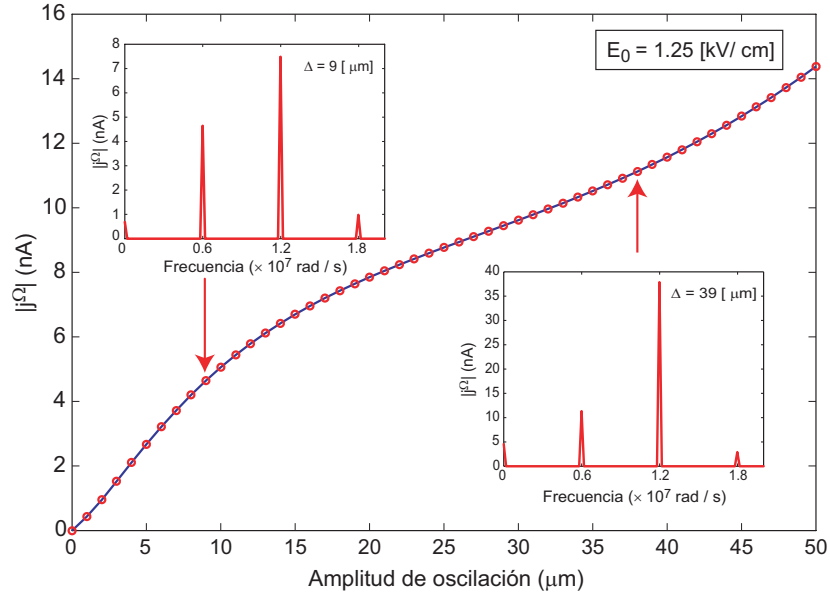


Figura 30: Magnitud del armónico fundamental de la corriente  $j^{(1)}$  respecto de la amplitud de oscilación  $\Delta$ , observada al aplicar un campo externo igual a  $1.25 \text{ kV/cm}$ . Los recuadros muestran el contenido espectral de la señal detectada evaluado en  $\Delta = 9 \mu\text{m}$  y  $\Delta = 39 \mu\text{m}$ .

carga libre, cuando la franja se ha desplazado un periodo completo ( $2\pi$ ), muestra una gran acumulación de carga en  $x = -30 \mu\text{m}$ . Mientras que en  $x = 30 \mu\text{m}$ , la carga libre acumulada es menor a la que hay en el centro de simetría de la curva ( $x = 0$ , ver figura 29b). Así mismo, si se grafica el perfil de  $n_e$  para el caso en que el desplazamiento de la franja es igual a  $\pi$  (a la mitad del periodo de oscilación), una mayor acumulación de carga se dará en el lado derecho, y una disminución en el izquierdo.

Cuando se aplica un campo eléctrico  $E_0 = 1.25 \text{ kV/cm}$ , la curva de la señal (fotocorriente) tiene una gran contribución del segundo armónico (ver figura 30), sobre todo para altas amplitudes de oscilación. Lo anterior se debe a que el campo interno, conformado por  $E(x) = E_0 + E_{sc}$ , tiene un perfil aparentemente simétrico, como se puede ver en la figura 31. En la misma figura, el perfil de  $n_e$  es igual que en el caso anterior cuando  $E_0 = 0$ , tanto para bajas amplitudes (a) como para altas (b). Esto

sucede porque al igual que la longitud de difusión ( $L_D$ ), la longitud de arrastre ( $L_0$ ) debe de ser muy pequeña en comparación con el ancho de la franja.

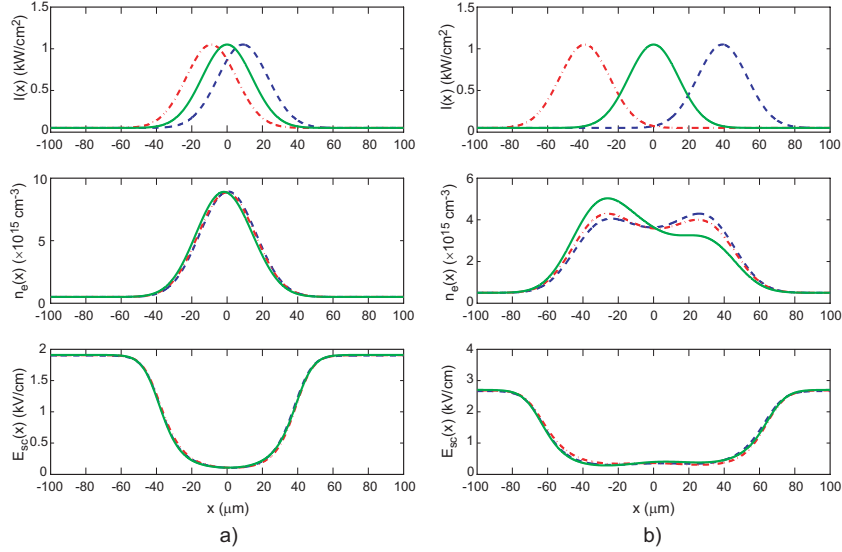


Figura 31: Distribuciones espaciales de la densidad de portadores  $n_e(x)$  y el campo espacio-carga  $E_{sc}(x)$ , evaluadas para: tres posiciones de la franja de luz  $I(x)$ ; dos amplitudes de oscilación fijas (a)  $\Delta = 9 \mu m$  y (b)  $\Delta = 39 \mu m$ ; y bajo campos externos iguales a  $1.25 kV/cm$ .

Al aumentar el campo eléctrico externo de  $E_0 = 1.25 kV/cm$  a  $E_0 = 2.5 kV/cm$ , la forma de las curvas que representan las distribuciones de  $n_e(x)$  y  $E_{sc}(x)$  es muy parecidas a las que se presentaron en la figura 31; exceptuando, que la amplitud del campo interno aumenta, por razones obvias, en su escala vertical (ver figura 33). El aumento de  $E_{sc}$  trae como resultado que la corriente alterna aumente con el campo externo, conservando la relación entre sus armónicos, como se puede ver en la figura 32.

Si se observan los perfiles del campo interno para  $\Delta = 9 \mu m$  en las figuras 31 y 33, es fácil ver un campo interno con perfil casi simétrico. Pero, entonces ¿Como se explicaría la presencia del armónico fundamental en las curvas de corriente contra amplitud de

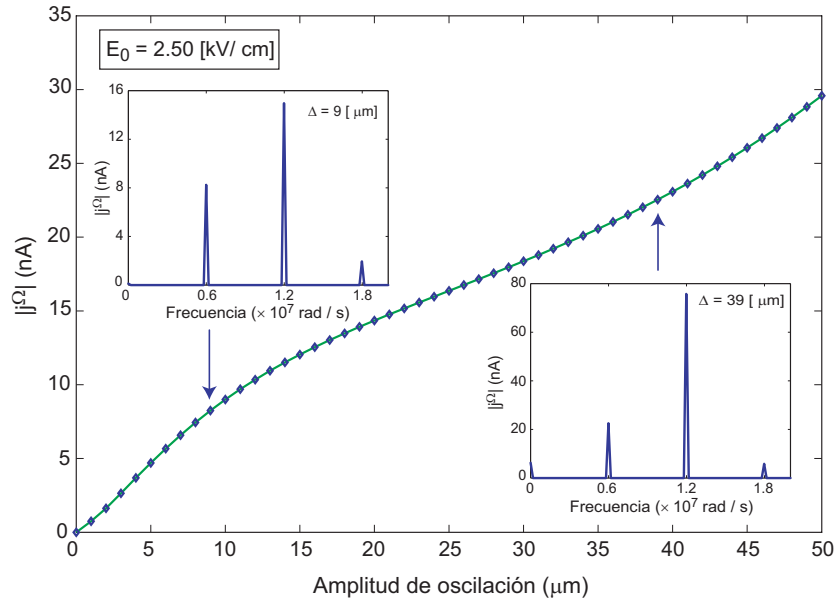


Figura 32: Magnitud del armónico fundamental de la corriente  $j^\Omega$  respecto de la amplitud de oscilación  $\Delta$ , observada al aplicar un campo externo igual a  $2.5 \text{ kV/cm}$ . Los recuadros muestran el contenido espectral de la señal detectada evaluado en  $\Delta = 9 \mu\text{m}$  y  $\Delta = 39 \mu\text{m}$ .

oscilación? La posible respuesta a esto se puede dar, si se hace un acercamiento proximo a  $x = 0$  en los perfiles del campo interno (en el fondo del pozo de las figuras 31 y 33). Se puede notar que el perfil del  $E_{sc}$  está inclinado en estas zonas, lo que hace saber que este campo no es simétrico. Lo que es más interesante, es que esta pendiente aumenta con el incremento de  $E_0$ , por lo que es lógico encontrar la contribución del primer armónico en la señal de fotocorriente que circula a través de la muestra, en presencia de campos externos. La causa de tal pendiente, se explica considerando la presencia de electrodos no óhmicos en las fronteras del fotoconductor. Tales electrodos tienen la peculiaridad de impedir el flujo de portadores a través del medio, lo cual conlleva una gran acumulación de carga cerca de éstos, que se traduce en un campo interno con una pendiente muy grande (Petrov *et al.*, 1991). En el presente trabajo, el papel de electrodo no óhmico lo asumen las zonas oscuras, que funcionan como electrodos

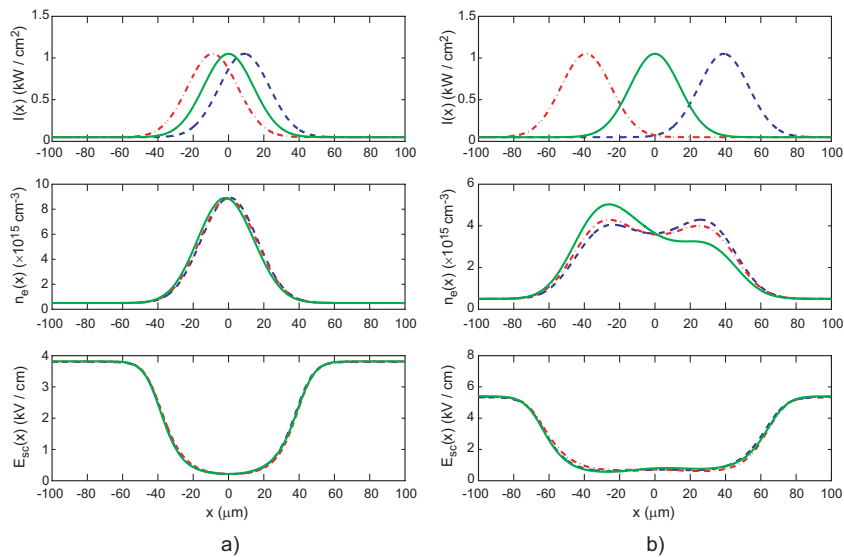


Figura 33: Distribuciones espaciales de la densidad de portadores  $n_e(x)$  y el campo espacio-carga  $E_{sc}(x)$ , evaluadas para: tres posiciones de la franja de luz  $I(x)$ ; dos amplitudes de oscilación fijas (a)  $\Delta = 9 \mu m$  y (b)  $\Delta = 39 \mu m$ ; y bajo campos externos iguales a  $2.5 \text{ kV/cm}$ .

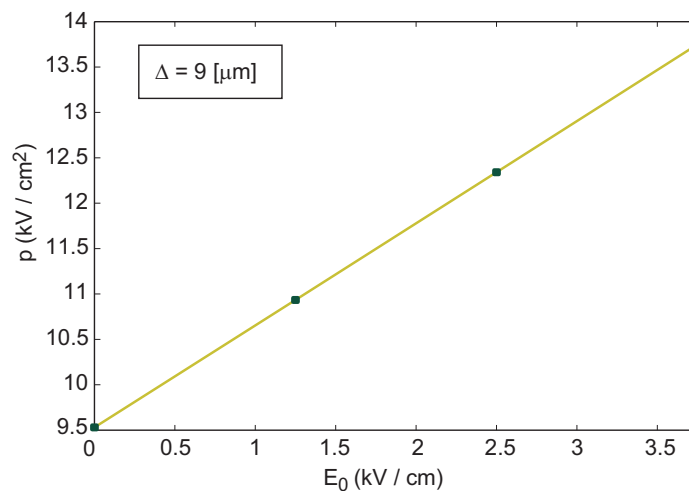


Figura 34: Evolución de las pendientes para valores entre  $x = -2$  a  $x = 2$  del perfil de campo interno  $E_{sc}(x)$ , respecto del campo eléctrico aplicado  $E_0$ .

virtuales para las zonas iluminadas (con alta fotoconductividad); ya que la falta de conductividad en las zonas oscuras, impide el suministro normal de electrones en el medio, ocasionando que se acumule una gran carga positiva en los límites dimensionales del material. Para mostrar como se da la evolución de la pendiente  $p$ , para amplitudes  $\Delta = 9 \mu m$ , cerca de la posición central del perfil de  $E_{sc}(x)$  respecto de  $E_0$  en la figura 34 se presentan los valores de las pendientes de los perfiles del campo interno próximos a  $x = 0$  (específicamente entre  $x = -2$  a  $x = 2$ ), para cuatro magnitudes del campo aplicado, incluyendo el caso  $E_0 = 0$ .

### V.3 Discusión

Se desarrolló un método para calcular numéricamente la corriente alterna que circula en fotoconductores con alta resistencia, iluminados con patrones dinámicos. El método permite analizar las distribuciones espaciales de los parámetros involucrados en la generación de la corriente. Cabe hacer notar que los resultados numéricos fueron obtenidos bajo condiciones diferentes a las que se presentaron en los experimentos. Un ejemplo de esto es la frecuencia de oscilación, la cual, es mucho menor en los experimentos que en el modelo presentado en el presente capítulo ( $\Omega/2\pi = 100 \text{ Hz}$  para el experimento y  $\Omega/2\pi = 1 \text{ MHz}$  para los cálculos numéricos). Si se ve desde el punto de vista de la función de transferencia de la señal respecto de la frecuencia, la frecuencia de oscilación en el experimento está colocada inmediatamente después de la primera frecuencia de corte  $\Omega_0 = \tau_{di}(1 + K^2 L_D^2)$  (aquí la señal es constante para cualquier cambio de la frecuencia). Mientras que la frecuencia utilizada en los cálculos numéricos está colocada aproximadamente en la segunda frecuencia de corte, en  $\Omega'_0 = (1 + K^2 L_D^2)/\tau$  (Sokolov *et al.*, 1992; Sokolov y Stepanov, 1993b). Además, el area del cristal que no es iluminada por la franja, considerada en los cálculos numéricos, es proporcionalmente



menor a la presentada en los experimentos (de acuerdo a las dimensiones del cristal y la franja mencionadas anteriormente). Por esta razón se espera una mayor corriente a la salida de los electrodos para el caso numérico (ver figuras 28 y 21). Otra importante diferencia es que la lectura de la corriente, que circula por el cristal de manera experimental, se tiene que hacer por medio de una resistencia de carga  $R_L$ . Los valores leídos estarán en Volts, a diferencia del modelo numérico en el que están en Amperios. La causa principal que impidió que se utilizaran parámetros con frecuencias similares a los experimentales, fue que para bajas frecuencias de oscilación el tiempo de cálculo se eleva exorbitantemente hasta valores que quedan fuera de las posibilidades de este trabajo.

# Capítulo VI

## Conclusiones

En el presente trabajo de tesis se lleva a cabo el estudio sobre la generación de fotocorriente en materiales fotoconductores, en especial para el cristal  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ , con la finalidad de proporcionar las bases para el desarrollo de un detector de vibraciones que pueda medir un gran rango de amplitudes de oscilación. Los resultados de tal estudio son presentados a continuación:

- Se desarrolló un arreglo experimental para la investigación de las corrientes inducidas por patrones dinámicos en fotoconductores. Los resultados obtenidos en las mediciones para el efecto photo-EMF en cristales  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  están en concordancia con los resultados publicados en la literatura, lo que confirma la validez de la metodología experimental utilizada. Una innovación útil para investigar los mecanismos físicos que intervienen en la generación de corrientes alternas, que fue utilizada en los experimentos, es la iluminación auxiliar, la cual permite controlar la formación del campo eléctrico espacio-carga.
- Se realizaron mediciones de la corriente alterna generada al iluminar un fotoconductor con una franja de luz en movimiento oscilatorio, bajo campos eléctricos externos aplicados y en presencia de iluminación auxiliar. Los resultados muestran que la amplitud de la señal detectada aumenta casi linealmente con el incremento en la amplitud de las vibraciones de la franja. Esto no puede ser explicado con base en el efecto photo-EMF.

- Se desarrolló un método teórico para cálculos numéricos, su algoritmo y su programación realizada en el paquete computacional *Matlab*. El método sirvió para emular los procesos que intervienen en la generación de corriente alterna excitada por una franja luminosa con perfil gaussiano. Los resultados obtenidos por esta herramienta fueron de gran utilidad, debido a que permite investigar parámetros involucrados en la generación de corriente, que no pueden ser medidos de manera experimental. Esto ayuda a tener una visión más amplia del efecto estudiado y de sus respectivos parámetros. Desafortunadamente, no se puede dar una comparación cuantitativa de los resultados experimentales y numéricos debido a que las condiciones entre estos procesos difieren en algunos de sus parámetros.

La investigación teórica basada en los cálculos numéricos, muestra la posibilidad de una detección lineal de las vibraciones de patrones de luz con un rango de amplitudes mayores a las que son permitidas por métodos basados en el efecto photo-EMF. El método tiene potencial para ser utilizado como detector óptico de movimiento de objetos.

Las metas propuestas en este trabajo ha sido en su mayoría cumplidas satisfactoriamente. Queda por realizar el análisis experimental y numérico del comportamiento de las corrientes fotogeneradas en cristales iluminados con patrones sinusoidales sincronizados en su movimiento con el arrastre de fotoelectrones. Bajo estas condiciones, se cree poder obtener un comportamiento lineal de la corriente para un gran rango de amplitudes de oscilación, sin la necesidad de que se forme un campo interno, potenciando en un futuro el desarrollo de detectores de vibraciones ópticos con un mayor rango de sentido.

Finalmente, se pretende hacer mejoras en el modelo numérico, posiblemente utilizando el método de diferencias finitas para solucionar las ecuaciones de *Kukhtarev*, o seguir utilizando el método propuesto pero aplicando las funciones diseñadas en el

paquete computacional *Matlab*.

# Bibliografía

- Au, L. B. y L. Solymar 1988. "Space-charge field in photorefractive materials at large modulation". *Optics Letters*, 13(8):660-662 p.
- Boyd, R. W. 1992. "Nolinear optics". Academic Press, San Diego U.S.A. 985 pp.
- Chapra, S. C. 2003. "Metodos numéricos para ingenieros". Mc Graw Hill, Mexico, D.F. 969 pp.
- Dolfi, D., P. Joffre, J. Huignard, J. Roger, y P. Granger 1994a. "Two dimensional optical beam-forming networks". *SPIE*, 2155:205-217 p.
- Dolfi, D., T. Merlet, A. Mestreau, y J.-P. Huignard 1994b. "Photodetector for microwave signals based on the synchronous drift of photogenerated carriers with a moving interference pattern". *Appl. Phys. Lett.*, 65(23):2931-2933 p.
- Hemenway, C. L., R. W. Henry, y M. Caulton 1973. "Física electrónica". Editorial Limusa, México, D.F. 459 pp.
- Kharab, A. 2002. "An introtuction to numerical method: a matlab approach". Addison Wesley Iberoamericana, Boca Raton, Fla. U.S.A. 431 pp.
- Kukhtarev, N. V., V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, y V. L. Vinetskii 1979. "Holographic storage in electro-optic crystals. beam coupling and light amplification". *Ferroelectrics*, 22:961-964 p.
- Mansurova, S. S., S. I. Stepanov, N. A. Korneev, y C. Dibon 1998. "Giant enhancement of low frecuency non-steady-state photo-emf signal in  $\text{bi}_{12}\text{sio}_{20}$  crystal under external dc bias". *Optics Communication*, 152:207-214 p.
- Mckelvey, J. P. 1980. "Física del estado solido y de semiconductores". Editorial Limusa, México, D.F. 539 pp.

- Mendoza, I. R. 2003. "Amplificación de la luz y detección de vibraciones con cristales cúbicos fotorrefractivos". Tesis de Doctorado, CICESE, Ensenada, Baja California. 139 pp.
- Merlet, T., D. Dolfi, y J.-P. Huignard 1996. "A traveling fringes photodetector for microwave signals". *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 35(5):778-783 p.
- Mokrushina, E. V., M. A. Bryshinin, V. V. Kulikov, A. A. Petrov, y I. A. Sokolov 1998. "Photoconductive properties of photorefractive selenites grow in an oxygen-free atmosphere". *J. Opt. Am. B*, 16(1):57 - 62 p.
- Mosquera, L. y J. Frejlich 2002. "Enhanced photocurrent in photo-emf experiment in pure and doped absorbing photorefractive crystals". *J. Opt. Soc. Am. B*, 19(12):2904-2210 p.
- Mosquera, L. y J. Frejlich 2004. "Self-calibrating speckle photo-electromotive force for large vibration amplitude measurement". *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 6:1001-1004 p.
- Murillo, J. G. 1999. "Photorefractive grating dynamics in  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  using optical pulses". *Optics Communication*, 159:293-300 p.
- Nolte, D. D. 1995. "Photorefractive effects and materials". Kluwer Academic Publishers, Massachusetts, U.S.A. 489 pp.
- Petrov, M. P., I. A. Sokolov, S. I. Stepanov, y G. S. Trofimov 1990. "Non-steady-state photo-electromotive-force induced by dynamic gratings in partially compensated photoconductors". *J. Appl. Phys.*, 68(9):2216-2225 p.
- Petrov, M. P., S. I. Stepanov, y A. V. Khomenko 1991. "Photorefractive crystals in coherent optical systems". Springer-Verlag, Berlin. 275 pp.
- Petrov, M. P., S. I. Stepanov, y G. S. Trofimov 1986. "Time-varying photo-emf in a nonuniformly illuminated photoconductor". *Sov. Tech. Phys. Lett.*, 12:379-381 p.
- Saleh, B. E. A. y M. C. Teich 1991. "Fundamental of photonics". Wiley-Interciencia, New York. 966 pp.

- Serrano, E., M. Carrascosa, y E. Agualló-López 1996. "Analytical and numerical study of photorefractive kinetics at high modulation depths". *J. Opt. Soc. Am. B*, 13(11):2587-2594 p.
- Serrano, E. y V. López 1993. "Recording and erasure kinetics in photorefractive materials at large modulation depths". *J. Opt. Soc. Am. B*, 11(4):670-675 p.
- Sokolov, I. A. y S. I. Stepanov 1993a. "Detection of optical signal with high-amplitude phase modulation by adaptive photodetectors". *Applied Optics*, 32(11):1958-1964 p.
- Sokolov, I. A. y S. I. Stepanov 1993b. "Non-steady-state photoelectromotive force in crystals with long photocarrier lifetimes". *J. Opt. Soc. Am. B*, 10(8):1483-1488 p.
- Sokolov, I. A., S. I. Stepanov, y G. S. Trofimov 1992. "Holographic current and the non-steady-state photoelectromotive force in cubic photorefractive crystals". *J. Opt. Soc. Am. B*, 9(1):173-176 p.
- Stepanov, S. I. 2001. "Photo-electromotive-force effect in semiconductors". En: Nalwa, H. S., editor, "Handbook of Advanced Electronic and Photonic Materials and Devices", volume 2. Academic Press, 205-272 p.
- Trofimov, G. S. y S. I. Stepanov 1986. "Time-dependent holographic current in photorefractive crystals". *Sov. Tech. Phys. Lett.*, 28(9):1559-1562 p.
- Veenhuis, H., K. Buse, E. Krätzig, N. Korneev, y D. Mayorga 1999. "Non-steady-state photoelectromotive force in reduced lithium niobate crystals". *Journal of Applied Physics*, 86(5):2389-2392 p.
- Vinetskii, V. L. y N. V. Kukhtarev 1975. "Anomalous photovoltage and energy transfer during grating holographic recording in semiconductors". *Sov. Tech. Phys. Lett.*, 1:84-87 p.
- Yavorski, B. M. y D. A. A. 1972. "Manual de física". Editorial Mir, Moscú. 960 pp.
- Yeh, P. 1993. "Introduction to photorefractive nonlinear optics". Wiley-Interscience, New York, U.S.A. 410 pp.

Zill, D. G. 1995. "Ecuaciones diferenciales con aplicaciones". Grupo editorial Iberoamérica, México, D.F. 516 pp.