

23
2ej.



Universidad Nacional Autónoma de México

FACULTAD DE CIENCIAS

ESTUDIO DEL EFECTO FOTORREFRACTIVO
EN MATERIALES ELECTRO-OPTICOS

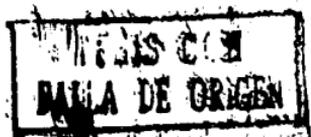
T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE
F I S I C O
P R E S E N T A :

José Luis Maldonado Rivera



México, D.F.

Abril, 1994





UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

CIUDAD UNIVERSITARIA



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS
División de Estudios
Profesionales
Exp. Núm. 55

M. EN C. VIRGINIA ABRIN BATULE
Jefe de la División de Estudios Profesionales
Universidad Nacional Autónoma de México.
P r e s e n t e .

Por medio de la presente, nos permitimos informar a Usted, que habiendo
revisado el trabajo de tesis que realiz^ó el pasante MALDONADO
RIVERA JOSE LUIS
con número de cuenta 8632546-0 con el título: "ESTUDIO DEL
EFFECTO FOTORREFRACTIVO EN MATERIALES ELECTRO-ÓPTICOS"

Consideramos que reúne los méritos necesarios para que pueda conti-
nuar el trámite de su Examen Profesional para obtener el título de -
FISICO

GRADO NOMBRE Y APELLIDOS COMPLETOS

FIRMA

DR. JORGE ALFONSO GARCIA MACEDO

Director de Tesis
DR. RUFINO DÍAZ URIBE

M. EN C. ENRIQUE LOPEZ MORENO

DR. GERARDO JORGE VAZQUEZ FONSECA

Suplente
DR. ROBERTO ORTEGA MARTINEZ

Suplente

Ciudad Universitaria, D.F., a 9 de **MARZO** de 1994

Estudio del efecto fotorrefractivo en materiales electro-ópticos.

Agradecimientos.

Agradezco el infinito apoyo, tanto moral como técnico, que me ha brindado en todo momento mi asesor y director de tesis: Dr. Jorge Alfonso García Macedo. Muchísimas gracias.

Agradezco al jurado de este trabajo por sus correcciones, comentarios y sugerencias.

Agradezco a todos mis profesores de la carrera, que me han formado como persona y profesional, en el transcurso de estos últimos cinco años de trabajo constante e intenso, en las aulas de la Facultad de Ciencias de la UNAM.

Agradezco al Instituto de Física de la UNAM y al laboratorio de Propiedades Ópticas del mismo Instituto, donde realicé este trabajo y donde continúo como estudiante asociado.

Agradezco el apoyo económico que me brindó; por medio de una beca, la Dirección General de Asuntos del Personal Académico, DGAPA.

Finalmente, agradezco a la UNAM por la formación que me ha dado y todas las satisfacciones que me ha brindado, desde que ingresé a la Prepa en 1986.

" Por mi raza hablará el espíritu "

U.N.A.M.

Dedicatorias.

Este trabajo; el cual lo he realizado con mucho esfuerzo, dedicación y amor y, con el que termina una parte de mi vida; lo dedico de todo corazón, a las siguientes personas:

A mis padres: Tomás y Ma. del Carmen que me han brindado todo su cariño y el apoyo que ha estado dentro de sus posibilidades.

A mis hermanos: Tomás, Rosario, Martha, Ma. Elena y Elvia, porque todos merecemos una oportunidad en la vida.

A mi abuelita Ma. Luisa, por todo su cariño y porque siempre ha estado preocupada por mi salud y bienestar.

A mi tía Luz María, por su cariño, amistad y apoyo que he sentido a lo largo de los años.

A mi cuñado Julián, por ser una persona sincera que siempre me ha dado su apoyo y comprensión.

A mis amigos y compañeros de la carrera, entre ellos: Alfredo, Iván Espinoza, Eric, Sergio y Ana, Karen, Iván Santamaría, Arcadio, Ingrid, Arturo, Efrén, Pedro y Martha, Manuela, Luis y Maricela, Alexander, ...

Gracias, muchísimas gracias. *La vida es bella pero hay que trabajar duro, muy duro, día con día y siempre: " viendo hacia adelante "*.

México, Ciudad Universitaria, Abril de 1994.

Prefacio.....	1
---------------	---

CAPITULO I. EL EFECTO FOTORREFRACTIVO.

I.1- Introducción.....	1
I.2- Descripción del efecto fotorrefractivo y de los materiales empleados.....	1
I.2.1- Modelo de banda con un tipo de portadores.....	3
I.2.2- Mecanismos de transporte de los portadores de carga.....	4
I.2.3- Cambios fotoinducidos en el índice de refracción y sistemas cristalográficos.....	4
I.2.4- Difracción de Bragg isotrópica y anisotrópica de las rejillas fotoinducidas.....	5
I.2.5- Propiedades requeridas de materiales fotorrefractivos.....	11
I.2.6- Materiales y propiedades.....	13

CAPITULO II. DESCRIPCION TEORICA DEL EFECTO FOTORREFRACTIVO. ECUACIONES DE KUKHTAREV.

II.1- Modelo de transporte con un sólo portador de carga.....	15
II.2- Modelo de banda con dos tipos de portadores.....	22
II.3- Electro-óptica.....	24
II.3.1- El efecto electro-óptico lineal.....	27
II.4- Acoplamiento de ondas para la difracción de Bragg en cristales fotorrefractivos.....	29
II.4.1- KNbO_3 y teoría de acoplamiento de dos ondas.....	31

CAPITULO III. TECNICAS EXPERIMENTALES DE FOTOCONDUCTIVIDAD Y ACOPLAMIENTO DE DOS ONDAS. RESULTADOS.

III.1- Introducción.....	42
III.2- Técnica de fotoconductividad.....	42
III.3- Técnica de acoplamiento de dos ondas.....	46
III.4- Medidas de absorción y fotoconductividad.....	49
III.5- Medidas de la ganancia en el acoplamiento de dos ondas.....	54
III.6- Discusión.....	61
III.7- Conclusiones.....	63

BIBLIOGRAFIA.....	64
-------------------	----

Prefacio.

En el Capítulo 1 de este trabajo, se describe el efecto fotorrefractivo y los antecedentes del mismo; se da una breve descripción de la difracción de Bragg y se enlistan las propiedades de los materiales empleados en el estudio del fenómeno fotorrefractivo.

En el Capítulo 2 se presenta el desarrollo teórico del efecto fotorrefractivo derivado por Kukhtarev y colaboradores [20]. Este modelo se desarrolla a partir de tres ecuaciones diferenciales lineales acopladas (para el modelo de un sólo portador). La teoría se aplica para los cristales de niobato de potasio: KNbO_3 que fueron los estudiados en este trabajo para las partes de fotoconductividad y ganancia. Se muestran las ecuaciones básicas de fotoconductividad y ganancia en el acoplamiento de dos ondas, mismas que después son resumidas en el capítulo 3. La descripción teórica, fué tomada principalmente de la referencia [7] y complementada por [6], [16] y [18] (escribiendo algunas ecuaciones en forma más explícita que en las referencias mencionadas). Pensamos que esta parte de la tesis es de difícil lectura pero muy fundamental para el entendimiento del efecto fotorrefractivo.

En el Capítulo 3 se describen las técnicas experimentales de fotoconductividad y acoplamiento de dos ondas, las cuales fueron montadas en el laboratorio de propiedades ópticas del IFUNAM y aplicadas a muestras de KNbO_3 . Se muestran los resultados obtenidos, se comentan y se discuten.

Capítulo I. El efecto fotorrefractivo.

I.1- Introducción.

El efecto fotorrefractivo fue originalmente descubierto como un "daño óptico" no deseable en cristales no lineales y electro-ópticos.

En 1966 Ashkin et al. en los laboratorios Bell descubrieron que algunos cristales ferroeléctricos tales como: tantalato de litio LiTaO_3 , titanato de bario BaTiO_3 y niobato de litio LiNbO_3 presentaban un cambio en el índice de refracción al ser iluminados con luz azul o roja. Estas variaciones en el índice de refracción permanecían en la oscuridad (algunas ocasiones hasta por meses) y podían ser borradas iluminando uniformemente al cristal (borrado óptico). Al principio esto se consideró muy negativo para posibles aplicaciones acusto-ópticas, electro-ópticas y aplicaciones no lineales. Los cambios inducidos por la luz en el índice de refracción limitaban la utilidad de cristales tales como LiNbO_3 , con grandes coeficientes electro-ópticos (los cuales aumentan el cambio en el índice de refracción). Sin embargo, en 1968 Chen et al. propusieron el uso de este "daño óptico" para desarrollar artefactos de memoria holográfica borrable, que no requieren de un proceso de revelado como el necesario en las películas de emulsión. En experimentos realizados por ellos con LiNbO_3 , hallaron una frecuencia espacial hasta de 1600 líneas por milímetro (rejillas holográficas), lo que equivale a una densidad de almacenamiento del orden de 10^{11} bits por cm^3 (experimentalmente ya han sido grabados hasta 500 hologramas con una capacidad máxima de 5 Mbits/ mm^2 en LiNbO_3 , correspondiendo a una densidad de almacenado de 10^{11} bits/ cm^3 [14]).

El efecto fotorrefractivo ha sido detectado en una gran variedad de materiales electro-ópticos, entre los cuales se encuentran —además de los ya mencionados— niobato de tantalato potasio $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ (KTN), silicato de bismuto $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), germanato de bismuto $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, titanato de bismuto $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, niobato de bario-sodio $\text{Ba}_2\text{NaNb}_3\text{O}_{15}$ (NBN), niobato de bario-estroncio $\text{Sr}_{1-x}\text{Ba}_x\text{Nb}_2\text{O}_6$, arsenuro de galio GaAs, fosfuro de indio InP, cerámicas PLZT. En los últimos 6 años se han estado estudiando algunos polímeros orgánicos que presentan este efecto y que son de menor dificultad en su preparación y de menor costo que los materiales antes citados [15], [19].

Además de la interesante aplicación en holografía dinámica ya mencionada, los materiales fotorrefractivos pueden emplearse para amplificación de luz, conjugación de fase óptica, procesamiento de señal óptica, en el desarrollo de artefactos tales como moduladores espaciales de luz y componentes de óptica integrada, interferómetros, etc. De aquí el gran interés en el estudio de estos materiales.

I.2- Descripción del efecto fotorrefractivo y de los materiales empleados.

El efecto fotorrefractivo consiste en lo siguiente: al incidir dos ondas monocromáticas coherentes sobre un material fotorrefractivo, se forma un patrón de interferencia en el mismo dando lugar a una redistribución de las cargas libres en éste; las

cargas se mueven de las regiones brillantes a las zonas oscuras creandose una densidad de carga que a su vez da lugar a un campo eléctrico modulado espacialmente (campo de carga espacial), el cual provoca una variación en el índice de refracción de la sustancia por medio del efecto electro-óptico lineal o efecto Pockels (ver sección II.3). La Figura 1.1a ilustra este proceso. El efecto Pockels existe solamente en ciertos cristales desprovistos de un centro de simetría (cristales no centrosimétricos); es decir, cristales que no tienen un punto central en el que cada átomo se puede reflejar en un átomo idéntico. Hay 32 clases de simetría en cristales y de esos, veinte pueden mostrar el efecto Pockels (estas mismas veinte clases son también piezo-eléctricas; es decir, en estos materiales se producen pequeñas corrientes eléctricas bajo presión).

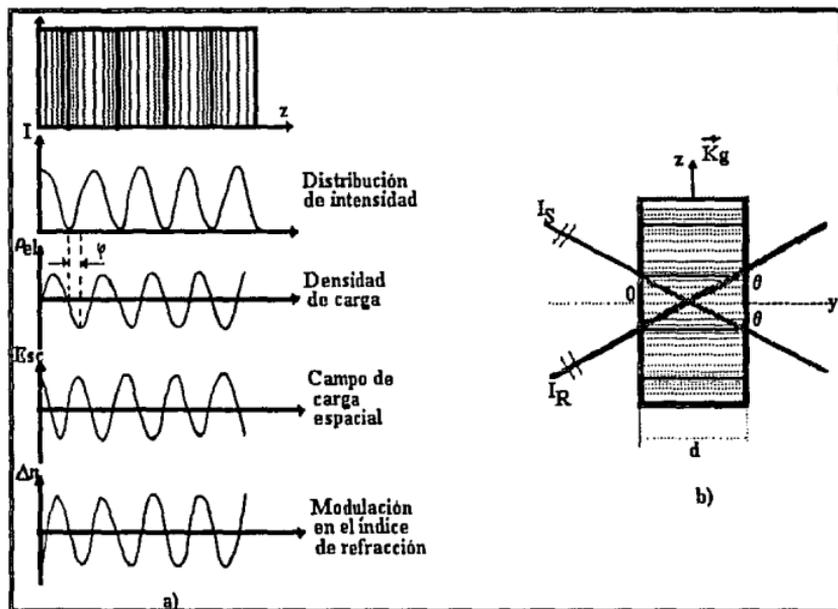


Figura 1.1: a) El efecto fotorrefractivo. b) Acoplamiento de dos ondas.

La distribución espacial de las franjas, es registrada por la muestra sobre todo su espesor para formar lo que se conoce como holograma de volumen; en lugar de formar una estructura bidimensional tipo red, el holograma de volumen es una red tridimensional; es decir, es un conjunto tridimensional, modulado, periódico, de objetos de fase y de amplitud que representan los datos. Estos hologramas pueden registrarse también con cristales de halógeno como KBr ([17] pag. 530), los cuales responden a irradiación a través de las variaciones de efectos conocidos como centros de color. Una característica importante de los hologramas de volumen es la interdependencia (a través de la ley de Bragg, $2dsen\theta = m\lambda$) de la longitud de onda y el ángulo de esparcimiento; o sea, sólo un color dado de la luz será difractado a un ángulo particular por el holograma. Modificando sucesivamente el

ángulo de incidencia (o de la longitud de onda), un sólo medio de volumen puede almacenar muchísimos hologramas coexistentes a la vez y esto hace tales sistemas muy atractivos como dispositivos de memoria densamente empacados. Un simple cristal de niobato de litio puede almacenar fácilmente cientos de hologramas y cada uno de ellos se puede ampliar de nuevo dirigiéndose al cristal con un haz de láser con el ángulo apropiado. La naturaleza de volumen de los hologramas en el espesor del material, permite la interferencia de un haz de luz incidente con su propio haz difractado dentro del medio de grabado. Este efecto causa el grabado continuo de una nueva rejilla de índices de refracción, la cual es no uniforme a través de la anchura del material; ésta puede estar corrida en fase con respecto a la rejilla de intensidades y puede interferir constructiva o destructivamente con ella. El corrimiento de fase entre el patrón de franjas y la rejilla grabada, conduce a una redistribución dinámica de energía entre los dos haces de grabado. Esta autodifracción existe debido a que la escritura y lectura de la rejilla ocurre simultáneamente y de una manera autoconsistente. En el caso estacionario, la máxima transferencia de energía (ganancia) se obtiene si la rejilla holográfica está corrida por un cuarto del espaciamiento entre franjas con respecto del patrón de interferencia (o lo que es lo mismo, existe un corrimiento en fase de $\pi/2$).

Dependiendo de la brecha de energía prohibida del material y los niveles de energía de los donores o aceptores así como la cantidad de los iones impureza contenidos en éste, el efecto fotorrefractivo puede ser inducido por radiación ultravioleta, visible o infrarroja.

Las rejillas holográficas se graban mejor con láseres visibles continuos (cw): Ar, Kr, He-Cd, He-Ne. Los tiempos de almacenado de los hologramas grabados o tiempos de decaimiento de la rejilla van desde milisegundos para KNbO_3 , horas para KTN a meses y años para LiNbO_3 , esto depende de la eficiencia del transporte de carga fotoinducido, [6] pág. 3. Para una gran eficiencia fotorrefractiva, son necesarios los donores adecuados o trampas y una eficiente migración de las cargas. En cristales no dopados las trampas son proporcionadas por trazas pequeñas de impurezas. En la mayoría de los ferroeléctricos con un octaedro de oxígeno que presentan gran efecto fotorrefractivo, las impurezas de hierro son los centros donores y de captura más importantes.

1.2.1- Modelo de banda con un tipo de portadores.

El modelo que mejor describe los resultados experimentales fotorrefractivos, fué derivado por Kukhtarev et al. en 1979 [20]. Este es un modelo de transporte de carga el cual supone que los electrones (o huecos) fotoexcitados, son lanzados de los sitios donores llenos (o vacíos) a la banda de conducción (o banda de valencia), como indica la Figura 1.2, donde emigran por difusión, por la acción de un campo eléctrico (deriva) o debido al efecto fotovoltáico, a las regiones oscuras y son posteriormente reatrapados por los donores vacíos (o llenos).

1.2.2- Mecanismos de transporte de los portadores de carga.

El movimiento de los portadores libres fotoexcitados puede deberse a tres diferentes mecanismos: por difusión, por deriva y por efecto fotovoltaico, [6] pág. 9 .

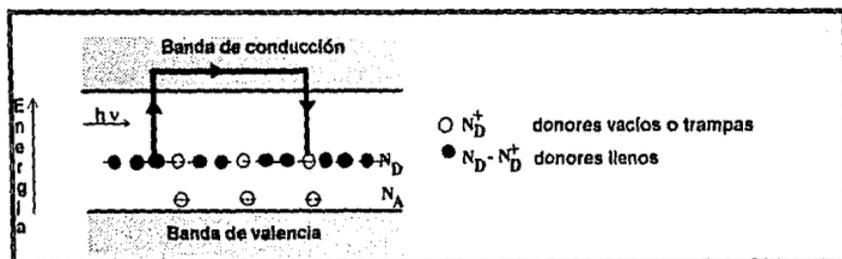


Figura 1.2: Modelo de banda con un sólo portador.

i) Difusión: La intensidad de luz I , excita a los donores ionizados y electrones por lo que puede presentarse una densidad electrónica espacial, dando lugar a un gradiente en la concentración de carga y por lo tanto, a un coeficiente de difusión. Los electrones se difunden y entonces la amplitud espacial de la densidad de éstos, está reducida si la comparamos con la amplitud espacial de la densidad de donores ionizados. Esta diferencia de amplitud da origen a una distribución de carga espacial modulada en fase con la intensidad de luz. La distribución de campo eléctrico resultante E_{sc} , está corrida por un cuarto del periodo de rejilla con respecto al patrón de intensidad.

ii) Deriva: El desplazamiento de la distribución de electrones puede también alcanzarse aplicando un campo eléctrico externo. La deriva y difusión son suficientes para explicar al efecto fotorrefractivo en cristales paraeléctricos tales como: $K(Ta_{1-x}Nb_x)O_3$, $Bi_{12}SiO_{20}$, $Bi_{12}GeO_{20}$, GaAs y en alto grado en ferroeléctricos fotoconductorios tales como $KNbO_3$, donde las corrientes fotovoltaicas pueden ser despreciadas.

iii) Efecto fotovoltaico: En todos los cristales electro-ópticos, puede producirse una fotocorriente sin un voltaje aplicado. Los fotoelectrones son excitados dentro de la banda de transferencia de carga (ver Figura 1.2) con una dirección preferencial a lo largo del eje polar (una de las direcciones principales de los cristales anisotrópicos, ver Figura 2.6). Glass et. al., han explicado estas corrientes de campo cero, por un efecto fotovoltaico debido a un proceso de transferencia de carga asimétrico y un corrimiento de Frank-Condon de los iones excitados a lo largo del eje polar en los cristales piroeléctricos (por calor se generan corrientes eléctricas en una sola dirección).

1.2.3- Cambios fotoinducidos en el Índice de refracción y sistemas cristalográficos.

Los cristales electro-ópticos, los cuales son anisotrópicos (esto es, sus propiedades varían en diferentes direcciones), deben describirse por un grupo de términos a los que se

denomina colectivamente como tensor electro-óptico, [6] pág. 26. La propagación de radiación óptica en un cristal, queda descrita completamente en términos del tensor de impermeabilidad η_{ij} , [16] pág 78:

$$\eta_{ij} = \epsilon_o (\epsilon^{-1})_{ij} \quad (1.1)$$

donde ϵ^{-1} es el inverso del tensor dieléctrico ϵ . De acuerdo a la teoría cuántica de sólidos, el tensor de impermeabilidad η_{ij} depende de la distribución de cargas en el material, [16] pág. 220. La aplicación de un campo eléctrico resultará en una redistribución de las cargas y posiblemente en una ligera deformación de la red iónica. El resultado final es un cambio en el tensor de impermeabilidad óptica conocido como efecto electro-óptico (donde pueden intervenir principalmente los coeficientes electro-ópticos lineales o Pockels, así como los coeficientes electro-ópticos cuadráticos o Kerr). El tensor electro-óptico depende de la simetría del grupo puntual del cristal y la dirección del campo de carga espacial fotoinducido con respecto a los ejes cristalográficos. Muchas sustancias cristalinas —sólidos cuyos átomos están dispuestos en algún tipo de arreglo repetitivo regular— son ópticamente anisotrópicas. Los cristales cúbicos como el cloruro de sodio, tienen arreglados sus átomos en una forma relativamente simple y altamente simétrica. La luz que sale de una fuente puntual dentro de tal cristal, se propagará uniformemente en todas direcciones como una onda esférica, no habrá direcciones preferenciales en el material; tendrá un único índice de refracción y será ópticamente isotrópico. Los cristales que pertenecen a los sistemas hexagonal, tetragonal y trigonal tienen sus átomos arreglados de tal manera que la luz que se propaga en alguna dirección general encontrará una estructura asimétrica. Tales sustancias son ópticamente anisotrópicas y birrefringentes —no tienen un único índice de refracción—; para ellas, el eje óptico corresponde a una dirección (una dirección y no tan sólo una línea) alrededor de la cual los átomos están arreglados simétricamente. Los cristales para los cuales hay sólo una de tales direcciones, se conocen como uniaxiales y en éstos hay dos índices principales de refracción: n_o o índice ordinario y n_e o índice extraordinario. La diferencia $\Delta n = (n_e - n_o)$ es una medida de la birrefringencia. Los sistemas cristalográficos restantes: ortorrómbico, monoclinico y triclinico (ver Tabla 1.1); tienen dos ejes ópticos por lo que se dice que son biaxiales. Cada sustancia tiene tres índices de refracción principales; la birrefringencia se mide como la diferencia numérica entre el mayor y el menor de tales índices. La mayoría de los cristales usados para aplicaciones fotorrefractivas son ópticamente anisotrópicos a temperatura ambiente.

1.2.4.- Difracción de Bragg isotrópica y anisotrópica de las rejillas fotoinducidas.

Los cristales ferroeléctricos (tales como KNbO_3 , BaTiO_3 , LiNbO_3 y LiTaO_3) son fuertemente birrefringentes.

Para una difracción eficiente por la rejilla de fase de espesor, se tiene que satisfacer la condición de Bragg. Para el caso de diferente polarización de la onda difractada e incidente en el material, la relación de Bragg es más complicada que en el caso de la difracción de Bragg ordinaria donde el ángulo de difracción es igual al ángulo de incidencia,

ver Figura 1.3; lo que significa que el vector de onda de la rejilla \vec{K}_g es exactamente igual a la diferencia entre los vectores de la onda incidente y la difractada en el medio.

Tabla 1.1: Grupos puntuales (* Simetría de inversión I. Ver sección II.3).

Sistemas Cristalográficos	Símbolo (Internacional)
Triclínico	1
	$\bar{1}^*$
Monoclínico	m
	2
Ortorrómico	2/m*
	2mm
	222
	mmm*
Tetragonal	4
	$\bar{4}$
	4/m*
	4mm
	$\bar{4}2m$
	422
Trigonal	4/mmm*
	3
	$\bar{3}^*$
	3m
	32
	$\bar{3}m^*$
	Hexagonal
$\bar{6}$	
6/m*	
$\bar{6}m2$	
6mm	
622	
6/mmm*	
Cúbico	23
	m3*
	43m
	432
	m3m*

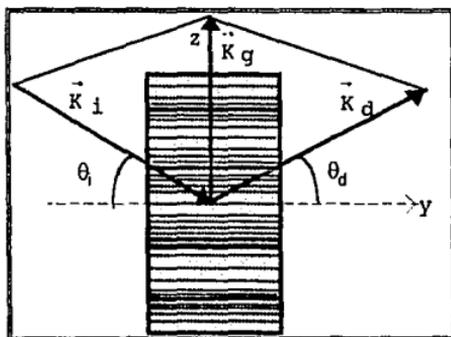


Figura 1.3: Geometría usada para la difracción de Bragg en materiales fotorefractivos.

En un medio isotrópico, donde la velocidad de la luz es independiente de la dirección de propagación ; la condición de Bragg se determina a partir de las leyes de conservación de energía y momento, obteniendo (ver Figura 1.4a):

$$\omega_d = \omega_i \quad (1.2)$$

$$\pm \vec{K}_g = \vec{K}_d - \vec{K}_i \quad (1.3)$$

donde ω_i , ω_d son las frecuencias y \vec{K}_i , \vec{K}_d son los vectores de onda de los haces incidente y difractado respectivamente (recordemos que $K_{i,d} = n_{i,d}(2\pi/\lambda_p)$, con n_i y n_d los índices de refracción efectivos de los haces incidente y difractado y λ_p , la longitud de onda de la luz empleada en el haz de lectura).

La conservación del momento (ecuación (1.3)) nos determina la condición para el ángulo de difracción (ver Figura 1.4a):

$$\text{sen } \theta_i = \text{sen } \theta_d = \frac{\lambda}{2\Lambda n} \quad (1.4)$$

donde θ_i , θ_d son los ángulos de incidencia y difracción respectivamente, medidos dentro del cristal; Λ , dada por:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \text{sen } \theta} \quad (1.5)$$

es el espaciamiento de rejilla (separación entre líneas del holograma) y n es el índice de refracción. θ es el ángulo de la onda incidente. Para materiales isotrópicos tenemos que $K_i = K_d$, es decir, $\theta_i = \theta_d$.

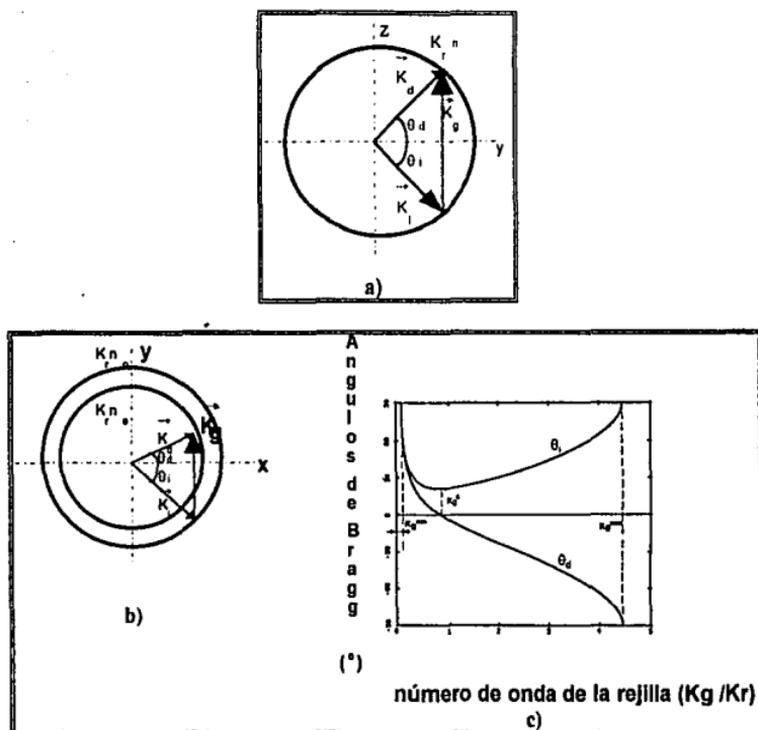


Figura 1.4: a) Difracción de Bragg isotrópica. b) difracción de Bragg anisotrópica. c) Vector de onda dependiente de los ángulos de incidencia y difracción θ_i y θ_d en la difracción de Bragg anisotrópica (considerando $n_o = 2.287$ y $n_e = 2.192$ como en LiNbO_3 para $\lambda = 633 \text{ nm}$).

Los primeros experimentos sobre difracción de Bragg anisotrópica en cristales uniaxiales, fueron realizados por Stepanov et al. en LiNbO_3 y mostraron que este tipo de difracción puede mejorar la resolución holográfica cuando la longitud de onda del haz de lectura es diferente de la longitud de onda empleada en el grabado.

En un medio anisotrópico donde $n_d \neq n_i$, la magnitud de los vectores de onda incidente y difractado es diferente: $K_d = K_r n_d \neq K_i = K_r n_i$ con $K_r = 2\pi/\lambda_r$. Para la determinación de la condición de Bragg, escribamos (1.3) en la forma:

$$\pm \vec{K}_g = K_r n_d \hat{d} - K_r n_i \hat{i} \quad (1.6)$$

donde \hat{i} y \hat{d} son los vectores unitarios en la dirección de propagación de los vectores de onda de los haces incidente y difractado. Los índices de refracción n_d y n_i de las dos ondas

se obtienen como una función de la dirección de los vectores de onda de la manera siguiente. Para un vector de onda dado hay 2 modos de propagación, los cuales están sujetos a los diferentes índices de refracción. Podemos construir una superficie tridimensional con 2 casquetes, donde al considerar un vector de onda, los puntos de intersección de este vector de onda con los casquetes, tienen distancias del origen que corresponden a los dos números de onda K_n (ver Figura 1.5). Podemos ahora determinar la geometría para la cual se satisface la condición de Bragg: dos puntos situados sobre casquetes diferentes forman un triángulo con el origen; entonces, supongamos que el vector de rejilla \vec{K}_g es paralelo al eje y, la dirección de propagación y polarización de la onda incidente se encuentra en el plano x-y, por lo que un elemento del tensor electro-óptico no nulo del tipo r_{jzy} , da como resultado una polarización de la onda difractada en la dirección z ; por ejemplo, r_{42} para LiNbO_3 ó BaTiO_3 (debido a que el tensor de impermeabilidad n_{ij} es simétrico en i y j, se sigue que $r_{ijk} = r_{jik}$ lo cual conduce a una notación reducida $ij \rightarrow m$; es decir, $r_{ijk} = r_{jik} = r_{mk}$. Ver sección II.3).

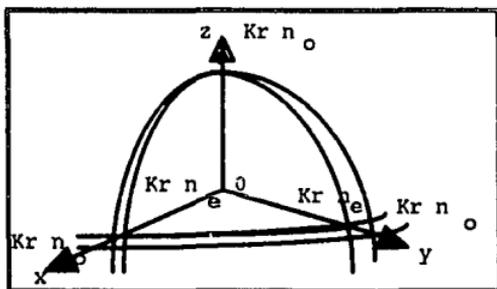


Figura 1.5: Superficie del vector de onda para un cristal uniaxial.

La Figura 1.4b) muestra una sección de la superficie del vector de onda, perpendicular al eje z y que consiste de dos círculos de radio $n_o K_r$ y $n_e K_r$. De la figura 1.4c), vemos que existe un límite inferior para el número de onda de la rejilla: K_g^{\min} por debajo del cual la difracción no es posible; \vec{K}_i y \vec{K}_d están en la misma dirección y \vec{K}_g^{\min} es antiparalela a ellos (ver Figura 1.6). La onda difractada viaja en la misma dirección que la onda incidente pero las polarizaciones de ambas ondas son diferentes:

$$K_g^{\min} = |n_o - n_e| K_r \quad (1.7)$$

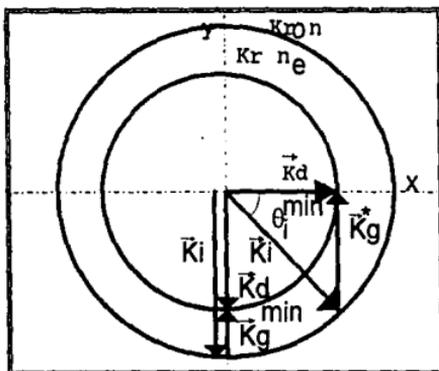


Figura 1.6: Configuración para la difracción de Bragg anisotrópica con vector de onda de rejilla mínimo \vec{K}_g^{\min} y vector de onda de rejilla \vec{K}_g^* donde el ángulo de incidencia θ_i^{\min} es un mínimo.

Otra configuración de gran interés práctico es cuando el ángulo de incidencia θ_i es un mínimo (θ_i^{\min}) y el ángulo de difracción es exactamente cero. En esta situación, el número de onda de la rejilla K_g^* es:

$$K_g^* = \sqrt{|n_o^2 - n_e^2|} K_r \quad (1.8)$$

Tabla 1.2: Espaciamiento de rejilla máximo Λ^{\max} y Λ^* necesario para el ángulo mínimo de incidencia en la difracción de Bragg anisotrópica en materiales fotorrefractivos [6] pág. 34.

Material	Índices de refracción para $\lambda = 633 \text{ nm}$	$\Lambda^{\max} (\mu\text{m})$	$\Lambda^* (\mu\text{m})$
LiNbO ₃	$n_1 = n_2 = n_o = 2.287, n_3 = n_e = 2.192$	6.7	0.97
LiTaO ₃	$n_1 = n_2 = n_o = 2.177, n_3 = n_e = 2.182$	144.0	5.57
BaTiO ₃	$n_1 = n_2 = n_o = 2.404, n_3 = n_e = 2.316$	14.7	1.40

Para el caso de cristales biaxiales, la indicatriz óptica (o elipsoide de índices. Ver sección II.3) es un elipsoide triaxial; los tres ejes principales corresponden a los tres índices principales de refracción n_1, n_2 y n_3 . Para el sistema ortorrómbico, los ejes principales de la indicatriz coinciden con los ejes cristalográficos.

En el caso de la difracción isotrópica los dos haces graban la rejilla fotoinducida, cumpliendo naturalmente la condición de Bragg por su rejilla auto-creada; en consecuencia, los dos haces serán parcialmente difractados cada uno en la dirección del otro. Esto conduce al efecto de acoplamiento de haces donde la energía es intercambiada entre ellos.

1.2.5-Propiedades requeridas de materiales fotorrefractivos.

Los materiales fotorrefractivos son materiales electro-ópticos, en los cuales hay un cambio del índice de refracción debido a campos de carga espacial fotoinducidos, vía el efecto electro-óptico. Los campos de carga espacial son debidos a la generación y transporte de portadores de carga. Los procesos de transporte de carga dominantes, dependen de los parámetros de fotoconductividad (deriva en un campo eléctrico aplicado) y de las condiciones del experimento (espaciamento de rejilla, campo eléctrico externo, etc.).

Las principales características que deben ser consideradas al escoger materiales electro-ópticos para aplicaciones fotorrefractivas son, [6] pág. 46:

- 1- Sensibilidad fotorrefractiva.
- 2- Intervalo dinámico (cambio del índice de refracción máximo).
- 3- Corrimiento de fase entre el índice de refracción y el patrón de intensidad de luz.
- 4- Tiempo de grabado y borrado fotorrefractivo.
- 5- Resolución.
- 6- Razón de señal ruido.
- 7- Longitud de onda del láser para inducir el cambio en el índice de refracción.
- 8- Operación a temperatura ambiente.

1- **Sensibilidad fotorrefractiva.** Podemos hablar de dos tipos de sensibilidad (o fotosensibilidad): la primera describe cuanta energía óptica se requiere para producir un cambio en el índice de refracción dado. Aquí; la sensibilidad fotorrefractiva, está definida como el cambio en el índice de refracción por unidad de energía absorbida y volumen en el estado inicial del grabado fotorrefractivo:

$$S_1 = \frac{dn}{d\omega} \quad (1.9)$$

donde $\omega = \alpha W_o$, α el coeficiente de absorción de la muestra y W_o la energía óptica incidente. Reescribiendo (1.9) en la forma $S_1 = dn/d(\alpha W_o)$ definimos la segunda sensibilidad fotorrefractiva —importante en el almacenado de hologramas— como el cambio del índice de refracción por unidad de densidad de energía incidente (no absorbida):

$$S_2 = \frac{dn}{dW_o} = \alpha S_1 \quad (1.10)$$

S_2 nos indica, cuánta energía se necesita para alcanzar el 1% de la eficiencia de la difracción η (definida como la razón de las intensidades de las ondas difractada e incidente) para un material de un milimetro de espesor. En aplicaciones de almacenado de hologramas, S_2 es de interés primario en la intensidad del haz difractado por el cambio de índice de refracción fotoinducido.

2- Intervalo dinámico. El intervalo dinámico de un medio de almacenado de fase, es el máximo cambio fotoinducido posible de su índice de refracción. Este está determinado por la eficiencia de la difracción más grande que puede ser grabada en un cristal de un espesor dado y el número de hologramas diferentes que pueden ser grabados en el volumen dado. El intervalo dinámico depende de las trampas vacías u ocupadas, cualquiera que sea más bajo. Esto determina la densidad de carga espacial más grande que puede ser formada durante la exposición de la luz.

3- Corrimiento de fase entre el índice de refracción y el patrón de intensidad de luz. La rejilla de índices de refracción, puede estar corrida en fase con respecto a la distribución de la intensidad de luz. Como se ha mencionado; dentro de los cristales, este corrimiento de fase conduce a una transferencia de intensidades entre los haces de grabado (haces de escritura) y la interferencia de un haz de luz incidente con su propio haz difractado dentro del material, [6] pág. 54 y [7] pág. 58. Esto provoca el grabado continuo de una nueva rejilla que, dependiendo del cambio de índice de refracción fotoinducido, puede estar corrida en fase con respecto a la rejilla inicial y no necesariamente será uniforme a través del grueso del material. El desacoplamiento estacionario o desacoplamiento espacial transitorio entre las franjas y la rejilla, conduce a una serie de aplicaciones en el campo de la holografía dinámica como: amplificación de luz coherente y conjugación de fase óptica.

La transferencia de energía en el acoplamiento de haces está determinada por el corrimiento de $\pi/2$ del patrón de franjas y la rejilla de índices.

4- Tiempo de grabado y borrado fotorrefractivo. El tiempo de formación de la rejilla es también una propiedad específica del efecto fotorrefractivo. Los cambios del índice de refracción son debidos a los efectos electro-ópticos inducidos por los campos de carga espacial y el tiempo requerido para grabar una rejilla depende de la eficiencia de los procesos de generación y transporte de carga, ver Tabla 1.3.

En interferometría holográfica en tiempo real, procesamiento de señal, amplificación de luz coherente o conjugación de fase óptica; los tiempos grandes de almacenado no son deseables. El requerimiento principal en estas aplicaciones, es un gran desplazamiento de carga para alcanzar una alta sensibilidad fotorrefractiva. En materiales fotoconductivos, el desplazamiento de carga puede ser controlado por un campo externo, lo que hace que estos materiales sean de interés especial para procesamiento de señal en tiempo real y las demás aplicaciones mencionadas.

5- Resolución. Para los cristales simples, la resolución espacial está, en principio, limitada sólo por la distancia entre trampas. Considerando una densidad de trampas de 10^{15} cm^{-3} , el valor mínimo requerido para un cambio en el índice de 2×10^{-3} corresponde a un espaciamiento de rejilla de $\sim 1 \mu\text{m}$. La distancia entre trampas es en promedio de 100 nm; es decir, un orden de magnitud más chico que el espaciamiento de rejilla. Un espaciamiento de rejilla más pequeño, conduciría a un cambio del índice de refracción más bajo suponiendo una situación límite de trampas y a un " ruido de esparcimiento " debido a las fluctuaciones estadísticas de los electrones atrapados. Por ello, el empleo de impurezas dopantes es muy importante. Concentraciones del orden de 10^{18} cm^{-3} se alcanzan fácilmente dando una

distancia entre las trampas de sólo 10 nm. Esto sería suficiente para algunas aplicaciones holográficas. Las cerámicas PLZT, las cuales son de interés particular para almacenamiento de hologramas puesto que pueden ser preparadas en dimensiones bastante grandes, contienen poros tan pequeños como 0.5 μm . Los límites de resolución debidos a estos defectos no han sido estudiados.

Tabla 1.3: Características fotorrefractivas de algunos materiales electro-ópticos.

Cristal	Coefficiente electro-óptico (pm/V)	Estructura del cristal	Sensibilidad fotorrefractiva S_2 (cm^2/J)	Tiempo de respuesta (ms)	T_c ($^\circ\text{C}$)
$\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$	$r_{41} = 5$	cúbico	4×10^{-5}	~1-10	-
$\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$	$r_{41} = 3.2$	cúbico	-	-	-
$\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$	$r_{33} = 31.8$	trigonal	5×10^{-5}	~2000	1150
$\text{LiNbO}_3:\text{Rh}$	$r_{33} = 31.8$	trigonal	7×10^{-5}	~2000	1150
BaTiO_3 dopado	$r_{51} = 802$	tetragonal	7×10^{-3}	-	120
KTN	$r_{31} = 1400$	cúbico			10
$\text{KNbO}_3:\text{Mn}$	$r_{32} = 380$	ortorrómbico			
$\text{KNbO}_3:\text{Fe}$	$r_{42} = 380$	ortorrómbico		≤ 100	480
$\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ (Mo o Fe)	$r_{33} = 57$	ortorrómbico	$\sim 8 \times 10^{-5}$	~2000	580
SBN:Ce	$r_{33} = 420$	tetragonal	9.5×10^{-3}	~80	72
SBN	$r_{33} = 420$	tetragonal	3.2×10^{-5}	~1000	75
BBN	$r_{33} = 1350$	tetragonal	5×10^{-4}	-	56

6- Razón de señal-ruido. Otro problema relacionado con la aparición inmediata del cambio del índice de refracción, es la formación de un esparcimiento óptico que ocurre cuando alguna característica fotoexcitable del cristal electro-óptico es expuesta a un haz de luz coherente. Un defecto que esparce luz produce una onda esférica que interfiere con el haz original y que trae como consecuencia ruido en la imagen de lectura (hay una limitación en la eficiencia de la difracción). Mayores razones de señal-ruido que la mínima de ~20 dB correspondiendo a un error teórico de 10^{-11} han sido alcanzadas en cristales electro-ópticos de alta calidad a frecuencias espaciales que permiten el grabado de más de 500 hologramas.

7- Longitud de onda. Los materiales electro-ópticos considerados para grabado fotorrefractivo deben ser fotosensibles a una longitud de onda del láser conveniente.

1.2.6 - Materiales y propiedades, [6] pág. 61.

El efecto fotorrefractivo ha sido estudiado en muchos materiales electro-ópticos y hay una gran dedicación a la comprensión del efecto y optimización de éstos:

a) Los ferroeléctricos con un octaedro de oxígeno (estructura de red ABO_3), muestran los efectos electro-ópticos más grandes y la mayoría del trabajo concerniente al

efecto fotorrefractivo ha sido concentrado en este grupo de materiales. La fuente primaria de fotoportadores en cristales no dopados, son concentraciones pequeñas de impurezas de fierro (~ 10 ppm) incorporadas en la red durante el crecimiento a alta temperatura por el método de Czochralsky. Mientras que las propiedades electro-ópticas parecen no depender de estas impurezas, los parámetros del transporte de carga y absorción óptica y por lo tanto la sensibilidad fotorrefractiva, dependen fuertemente de la concentración de impurezas y de sus estados de valencia determinados por tratamientos químicos (oxidación, reducción).

b) Los materiales $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO) y $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO) son paraeléctricos electro-ópticos y fotoconductivos. Muestras muy grandes y de alta calidad pueden ser crecidas de el fundente. Pertenecen a la simetría del grupo puntual cúbico 43m y son ópticamente isotrópicos si no se les aplica un campo eléctrico. Con un campo eléctrico aplicado se vuelven birrefringentes debido a el coeficiente Pockels no nulo $r_{41}=3.4$ pm/V (BSO).

c) Semiconductores (GaAs, InP, CdFe, ...). El efecto fotorrefractivo ha sido estudiado en los materiales de los grupos III-V: Arsenuro de Galio puro y dopado con cromo, InP dopado con Fe y CdFe. Estos, tienen aceptables fotoconductividades debido a las grandes movilidades de los portadores, son muy fotosensibles y muestran rápida velocidad de grabado en el infrarrojo cercano en el intervalo de 0.95-1.35 μm ; pero, los coeficientes electro-ópticos son bastante pequeños y por ello los cambios en el índice de refracción fotoinducidos son también pequeños. En la Tabla 1.3, podemos ver parámetros de algunos cristales electro-ópticos [21].

d) Cerámicas electro-ópticas. Cerámicas ferroeléctricas altamente transparentes de la familia titanato de plomo-zirconio con estructura de perovskita, muestran efectos electro-ópticos interesantes y pueden ser producidas a bajo costo en piezas grandes. Los iones de plomo son sustituidos parcialmente por los iones de lantano y la composición química es $(\text{Pb}_{1-x}\text{La}_x)(\text{Zr}_y\text{Ti}_{1-y})\text{O}_3$ abreviado como PLZT $x/y/z$. Diferentes efectos electro-ópticos pueden ser optimizados ajustando la razón Zr/Ti o el contenido de La. A grandes contenidos de La se obtiene una estructura perovskita paraeléctrica cúbica e isotrópica y el efecto electro-óptico es cuadrático (efecto Kerr). A campos eléctricos intensos es posible observar el efecto electro-óptico lineal; los efectos fotorrefractivos han sido observados tanto de manera lineal como cuadrática. Los valores bajos de la conductividad oscura conducen a tiempos de almacenado largos. Algunas propiedades electro-ópticas interesantes y grandes fotoconductividades han sido observadas en cerámicas $\text{K}(\text{NbTa})\text{O}_3$; sin embargo, la transparencia óptica no es aún suficiente para aplicaciones ópticas.

Capítulo II. Descripción teórica del efecto fotorrefractivo. Ecuaciones de Kukhtarev.

II.1- Modelo de transporte con un sólo portador de carga.

En el efecto fotorrefractivo un patrón de intensidades de luz $I(z)$ variable espacialmente, redistribuye los portadores de carga del material dando lugar a un patrón de densidad de carga $\rho(z)$. El campo eléctrico de carga espacial $E_{sc}(z)$ correspondiente a esta densidad de carga ρ provoca una variación en el índice de refracción $\Delta n(z)$ por medio del efecto electro-óptico lineal (efecto Pockels. Ver Sección II.3).

El patrón de índices de refracción $\Delta n(z)$, está espacialmente corrido con respecto al patrón de luz $I(z)$. $I(z)$ es provocado por la interferencia en el cristal de dos haces monocromáticos y coherentes; el corrimiento (o desfasamiento) así como el cumplimiento de la condición de difracción de Bragg, provoca un cambio de dirección de los haces dentro del cristal; es decir, parte del haz 1 sale en la dirección del haz 2 y parte del 2, en la dirección del haz 1 —en un caso, hay interferencia constructiva entre el haz transmitido y el otro haz difractado; para los otros dos haces, la interferencia es destructiva— (ver Figura 2.1); entonces, si los haces tienen diferentes intensidades habrá un intercambio de energía dentro del material que es precisamente la llamada ganancia Γ en el acoplamiento de dos ondas.

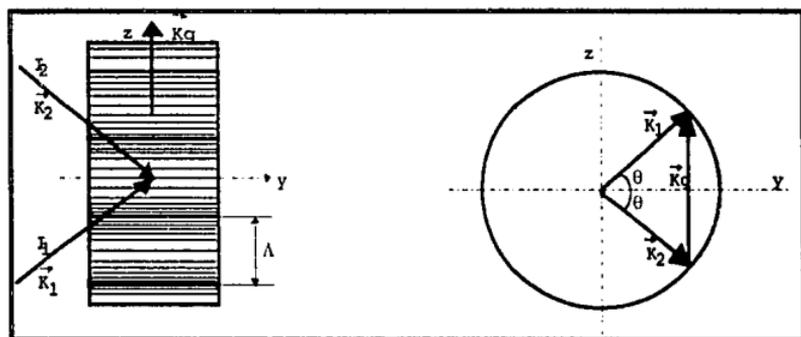


Figura 2.1: Geometría de escritura para una rejilla de índice de refracción fotoinducida en un material fotorrefractivo.

Suponiendo un sólo portador de carga (electrones o huecos), el modelo de transporte queda descrito por las siguientes ecuaciones:

a) Ecuación de continuidad para los portadores móviles con carga q :

$$\nabla \cdot \vec{j} + q \frac{\partial n}{\partial t} = q(g - r) \quad (2.1)$$

donde:

n = densidad de portadores de cargas libres.

g = razón a la cual los portadores libres son creados.

r = razón a la cual los portadores libres son atrapados.

$-\vec{j}$ es la densidad de corriente debida a la deriva, difusión y efecto fotovoltaico:

$$\vec{j} = e\mu n\vec{E} - qD\nabla n + j^{ph} \quad (2.2)$$

μ es la movilidad de los portadores excitados, \vec{E} el campo eléctrico aplicado, D la constante de difusión y j^{ph} la corriente fotovoltaica dada por:

$$j^{ph} = \beta_{ijk} E_j E_k^* \quad (2.3)$$

donde E_j , E_k son las componentes activas del campo eléctrico de la onda de luz (E_k^* es la conjugada compleja de E_k) y β_{ijk} , es el tensor fotovoltaico de tercer rango el cual satisface $\beta_{ijk} = \beta_{jik}^*$ y tiene componentes no nulas sólo en un medio carente de simetría (materiales no-centrosimétricos). En cristales electro-ópticos, la componente β_{333} es la más importante en la formación de las rejillas:

$$j^{ph} = -\beta_{333} E_3 E_3^* = -\beta_{333} I = k\alpha I \quad (2.4)$$

con I la intensidad de la luz, α el coeficiente de absorción y k una constante característica del cristal y del dopaje.

b) La ecuación de continuidad para la densidad de donores ionizados inmóviles N_D^i :

$$\frac{\partial N_D^i}{\partial t} = g - r \quad (2.5)$$

La razón de generación g es proporcional a la intensidad de la luz:

$$g = (N_D - N_D^i)(sI + \beta) \quad (2.6)$$

donde

N_D = densidad total de donores.

s = sección transversal normalizada para fotoionización.

β = razón de probabilidad de excitación térmica.

La razón de atrapamiento r es proporcional a la densidad de donores ionizados N_D^i :

$$r = \gamma_R N_D^i n \quad (2.7)$$

con $\gamma_R =$ constante de recombinación de los portadores.

c) La ley de Gauss de la divergencia ($\nabla \cdot \vec{D} = \rho$):

$$\nabla \cdot (\epsilon \epsilon_0 \vec{E}) = \rho = q(n - N'_D + N_A) \quad (2.8)$$

con $\epsilon =$ tensor dieléctrico estático,

$N_A =$ densidad de aceptores (concentración de trampas).

Suponemos que $N_D \gg N_A$.

Despreciando el efecto fotovoltaico (j^{ph}), de las ecuaciones (2.1), (2.2), (2.5) a (2.8) obtenemos para el transporte de carga en un material fotorrefractivo (**ecuaciones de Kukhtarev**):

$$\frac{\partial N'_D}{\partial t} = (N_D - N'_D)(sI + \beta) - \gamma_R N'_D n \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial N'_D}{\partial t} + \nabla \cdot (D \nabla n - \frac{e}{q} \mu n \vec{E}) \quad (2.10)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon \epsilon_0 \vec{E}) = q(n - N'_D + N_A) \quad (2.11)$$

Las ecuaciones (2.9), (2.10) y (2.11) con las debidas condiciones iniciales y de frontera describen la respuesta del material bajo una iluminación inhomogénea.

La distribución de intensidad de luz es debido a un campo \vec{E}' que se presenta en el cristal y cuya interacción con el material queda descrito por la ecuación de onda:

$$\nabla^2 \vec{E}'(\vec{r}, t) = \mu_0 \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}'(\vec{r}, t)}{\partial t^2} + \nabla(\nabla \cdot \vec{E}'(\vec{r}, t)) \quad (2.12)$$

suponiendo que el medio es no magnético ($\mu = 1$) y libre de fuentes ($\rho \sim 0, j \sim 0$).

Suponemos que el campo de luz \vec{E}' es representado por una suma de ondas planas:

$$\vec{E}'(\vec{r}, t) = \sum_j \vec{E}'_j(\vec{r}) \exp[-i(\vec{K}_j \cdot \vec{r} - \omega_j t)] \quad (2.13)$$

con $\vec{K}_j =$ vector de onda,

$\omega_j =$ frecuencia angular.

El tensor dieléctrico ϵ (a frecuencias ópticas), es generalmente modulado espacialmente por el efecto fotorrefractivo y actúa como un término de acoplamiento de las distintas componentes de la onda \vec{E}'_j . Cuando el material fotorrefractivo es iluminado por dos ondas planas coherentes con vectores de onda \vec{K}_1 y \vec{K}_2 (ver Figura 2.1), el campo de luz \vec{E}' en el cristal es:

$$\vec{E}'(\vec{r}, t) = \vec{E}'_1(\vec{r}) \exp[-i(\vec{K}_1 \cdot \vec{r} - \omega t)] + \vec{E}'_2(\vec{r}) \exp[-i(\vec{K}_2 \cdot \vec{r} - \omega t)] \quad (2.14)$$

La intensidad del patrón de interferencia por estas dos ondas es:

$$I = \langle \|\vec{E}'\|^2 \rangle_t = I_0 [1 + \text{Re}(\text{mexp}\{i\vec{K}_s \cdot \vec{r}\})] = I_0 [1 + m \cos \vec{K}_s \cdot \vec{r}] \quad (2.15)$$

con

$\langle \rangle_t$ el promedio en el tiempo.

$I_0 = \|\vec{E}'_1\|^2 + \|\vec{E}'_2\|^2 = I_1 + I_2$ es la intensidad promedio.

$$m = 2 \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \cos(2\theta p) \text{ la razón de modulación.} \quad (2.16)$$

donde $p = 1$ para las direcciones de polarización de las ondas dentro del plano de incidencia (polarización horizontal) y $p = 0$ para luz polarizada perpendicularmente al plano de incidencia (polarización vertical), ver Figura 2.1.

El vector de onda del patrón de interferencia es:

$$\vec{K}_s = \vec{K}_1 \pm \vec{K}_2 \quad (2.17)$$

$$\text{y } \|\vec{K}_s\| = K_s = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (2.18)$$

$$\text{donde } \Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \quad (2.19)$$

es el espaciamiento entre franjas de la rejilla de intensidad cuando cada uno de los haces hace un ángulo θ con la normal al cristal.

Supongamos que la densidad de portadores de carga libre n sea, en cualquier momento t , mucho más pequeña que la densidad de aceptores N_A ($n \ll N_A$) y también que la densidad de donores no-ionizados ($n \ll N_D - N_A$) y finalmente, se supone una razón de generación (g) y recombinación (r) lineales; es decir, $N_D - N_A$. Con estas suposiciones, en el estado estacionario la ecuaciones (2.9) y (2.15) con la geometría de la Figura 2.1 conducen a:

$$n = n_0(1 + M \cos K_g z) \quad (2.20)$$

donde

$$n_0 = g_0 \tau_R \text{ es la densidad de portadores de carga promedio.}$$

$$g_0 = (N_D - N_A')(sI_0 + \beta)$$

$$\tau_R = (N_A \gamma_R)^{-1} \text{ es el tiempo de vida de los portadores libres.} \quad (2.21)$$

(τ_R es del orden de 10^{-5} para BSO y 10^{-9} para BaTiO₃).

$$M = \frac{m}{1 + \frac{\beta}{sI_0}} \quad (M < 1) \quad (2.22)$$

En el estado estacionario (2.10) se reduce a:

$$\frac{\partial j}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial n}{\partial z} - \frac{e}{q} \mu n E \right) = 0 \quad (2.23)$$

Integrando (2.23) después de haber sustituido (2.20) obtenemos:

$$E = \frac{j}{e \mu n_0} \frac{1}{1 + M \cos K_g z} - \frac{q}{e} \frac{DK_g}{\mu} \frac{M \operatorname{sen} K_g z}{1 + M \cos K_g z} \quad (2.24)$$

(recordemos que E es el campo eléctrico total y (2.24) es la solución estacionaria).

Un voltaje constante V aplicado requiere:

$$E_0 = \frac{V}{L} = \frac{1}{L} \int_0^L E(z) dz \quad (2.25)$$

donde L es la longitud del cristal.

Integrando 2.24 sobre un gran número de periodos de rejilla, se encuentra una expresión para la densidad de corriente j:

$$j = \sqrt{1 - M^2} e \mu n_o E_o \quad (2.26)$$

(2.26) nos dice que la conductividad para iluminación sinusoidal, se reduce por el factor $\sqrt{1 - M^2}$ ($M < 1$) comparado con la conductividad para iluminación uniforme a la misma intensidad promedio.

Con (2.26) puede reescribirse (2.24) en la forma:

$$E = E_o \frac{\sqrt{1 - M^2}}{1 + M \cos K_g z} - E_d \frac{M \operatorname{sen} K_g z}{1 + \cos K_g z} \quad (2.27)$$

Con:

$$E_d = \frac{q DK_g}{e \mu} = \frac{q}{e} \left(\frac{k_B T}{e} \right) K_g = \frac{q}{e} \left(\frac{k_B T}{e} \right) \frac{2\pi}{\lambda} \quad \text{el campo de difusión,} \quad (2.28)$$

que se obtiene por la relación de Einstein; k_B es la constante de Boltzman y T la temperatura absoluta.

Finalmente, el campo de carga espacial fotoinducido es:

$$E_{sc}(z) = E - E_o = E_o \left(\frac{\sqrt{1 - M^2}}{1 + M \cos K_g z} - 1 \right) - E_d \frac{M \operatorname{sen} K_g z}{1 + M \cos K_g z} \quad (2.29)$$

obsérvese de (2.25) que:

$$\int_0^L E_{sc}(z) dz = 0 \quad (2.30)$$

Aunque una solución analítica general del sistema de ecuaciones diferenciales acopladas (2.9) a (2.11) no es posible para iluminación sinusoidal, se puede hallar una solución bajo aproximación lineal.

Para $m \ll 1$ se puede escribir:

$$I = I_o [1 + \text{Re}(\text{mexp}\{iK_g z\})] \quad (2.31)$$

$$n = n_o [1 + \text{Re}(\text{Mexp}\{iK_g z\})] \quad (2.32)$$

$$E = E_o + \text{Re}(E_{\kappa} \text{exp}\{iK_g z\}) \quad (2.34)$$

$$N'_D = N'_D + \text{Re}(N'_{D_1} \text{exp}\{iK_g z\}) \quad (2.35)$$

Introduciendo (2.31) a (2.35) en (2.9) a (2.11) se obtiene una expresión para el campo de carga espacial:

$$E_{\kappa}^o = \frac{\frac{m}{1 + \frac{\beta}{sI_o}}}{\left[(sI_o + \beta) \frac{N_D}{N'_{D_1}} \frac{1}{\gamma_R} + 1 \right] \frac{1}{iE_d - E_o} + \frac{1}{iE_q}} \quad (2.36)$$

$$\text{con } E_q = \frac{q}{\epsilon \epsilon_o} \frac{1}{K_g} \frac{N_A}{N_D} (N_D - N_A) \quad (2.37)$$

donde ϵ es la constante dieléctrica estática.

Con las mismas suposiciones que para la ecuación (2.20): $N'_D \approx N_A$, $n \ll N_D$, $n \ll (N_D - N_A)$ y suponiendo que la excitación térmica es mucho más pequeña que la excitación fotónica ($\beta \ll sI_o$) se encuentra que:

$$E_{\kappa}^o = m \frac{E_q (iE_d - E_o)}{(E_q + E_d) + iE_o} \quad (2.38)$$

Si $E_o = 0$ (campo externo nulo) (2.38) se reduce a:

$$E_{\kappa}^o = im \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} \quad (2.39)$$

de (2.39) vemos que E_{κ}^o nunca puede ser más grande que E_q el cual, es proporcional a la concentración N_A (a E_q se le llama campo limitante).

Para un campo aplicado E_0 mucho menor que los campos internos $E_q + E_d$ ($E_0 \ll E_q + E_d$), se tiene de (2.38):

$$E_z^o = -m \frac{E_0 E_q^2}{(E_q + E_d)^2} + im \frac{E_d E_q}{E_d + E_q} \quad (2.40)$$

El signo del campo de carga espacial de una rejilla fotoinducida, depende de el signo de los portadores de carga dominantes (para el modelo de un sólo portador, hay un incremento exponencial simple del campo de carga espacial como función del tiempo y la constante de tiempo es inversamente proporcional a la intensidad).

II.2- Modelo de banda con dos tipos de portadores.

Los portadores de carga libre en materiales fotorrefractivos, pueden ser tanto electrones como huecos dependiendo del material y su estado de reducción. Experimentalmente se ha visto que bajo ciertas condiciones puede haber simultáneamente un transporte de electrones y huecos responsables para el efecto fotorrefractivo.

Las descripciones teóricas de este hecho han sido desarrolladas por Kukhtarev, Valley y Stronhkendl a partir del modelo simple de Kukhtarev. En uno de estos modelos, los electrones son ionizados de las trampas llenas ($N_D - N_D^+$); ver Figura 2.2, a la banda de conducción, se mueven por deriva y difusión y se recombinan con las trampas vacías N_D^+ mientras que los huecos son fotoexcitados de los aceptores N_A y se recombinan con ($N_D - N_D^+$).

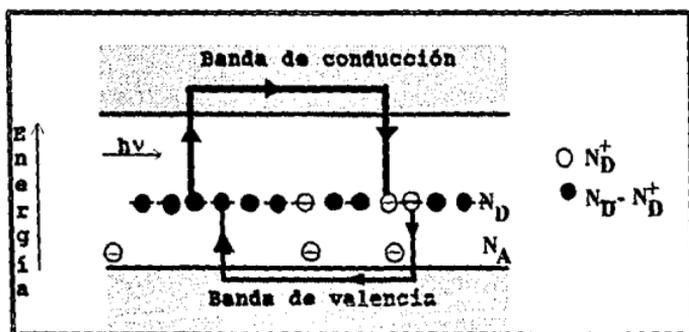


Figura 2.2: Transporte simultáneo de electrones y huecos. Los electrones son fotoionizados de los donores llenos y reatrapados de las trampas ionizadas.

En este modelo, las ecuaciones (2.9) a (2.11) corresponden a:

$$\frac{\partial N_D^*}{\partial t} = (s_e I + \beta_e)(N_D - N_D^*) - \gamma_e n_e N_D^* + (s_h I + \beta_h) N_D^* + \gamma_h n_h (N_D - N_D^*) \quad (2.41)$$

$$\vec{j}_e = en_e \mu_e \vec{E} + \mu_e K_B T \nabla n_e \quad (2.42)$$

$$\vec{j}_h = en_h \mu_h \vec{E} - \mu_h K_B T \nabla n_h \quad (2.43)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{1}{e} \nabla \cdot \vec{j}_e + (s_e I + \beta_e)(N_D - N_D^*) - \gamma_e n_e N_D^* \quad (2.44)$$

$$\frac{\partial n_h}{\partial t} = -\frac{1}{e} \nabla \cdot \vec{j}_h + (s_h I + \beta_h) N_D^* - \gamma_h n_h (N_D - N_D^*) \quad (2.45)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon \epsilon_0 \vec{E}) = -e(n_e + N_A - N_D - n_h) \quad (2.46)$$

donde n_e y n_h son la densidad de electrones y huecos, N_D es la densidad de donores, N_D^* es la densidad de donores ionizados y N_A es la densidad de iones negativos que compensa la carga de N_D^+ en la oscuridad; $\vec{j}_{e,h}$, $\mu_{e,h}$, $\gamma_{e,h}$, $s_{e,h}$ y $\beta_{e,h}$ son la densidad de corriente, movilidad, constante de recombinación, sección transversal para fotoionización y razón de generación en la oscuridad para electrones y huecos respectivamente.

Para una aproximación lineal y siguiendo el mismo camino que para el modelo de un sólo portador, se pueden obtener soluciones de las ecuaciones (2.41) a (2.46).

Las ecuaciones de orden cero para las densidades promedio de electrones y huecos pueden ser escritas como:

$$n_{e0} = \frac{(s_e I_0 + \beta_e)(N_D - N_A)}{\gamma_e N_A} \quad (2.47)$$

$$n_{h0} = \frac{N_A (s_h I_0 + \beta_h)}{\gamma_h (N_D - N_A)} \quad (2.48)$$

Valores típicos de N_A y $(N_D - N_A)$ son del orden de 10^{16} - 10^{17} cm^{-3} .

El campo de carga espacial en el estado estacionario y sin campo eléctrico externo aplicado, está dado por:

$$E_{sc} = -im \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} \frac{E_q (\tau_{dh} - \tau_{de}) + E_d (\tau_{he} - \tau_{he})}{E_q (\tau_{dh} + \tau_{de}) + E_d (\tau_{he} + \tau_{he})} \quad (2.49)$$

donde:

$$\tau_{dir} = \frac{\epsilon \epsilon_0}{e \mu_e n_{eo}} \quad (2.50)$$

$$\tau_{dh} = \frac{\epsilon \epsilon_0}{e \mu_h n_{ho}} \quad (2.51)$$

$$\tau_{ie} = \frac{1}{s_e I_o + \beta_e + \gamma_e n_{eo}} \quad (2.52)$$

$$\tau_{ih} = \frac{1}{s_h I_o + \beta_h + \gamma_h n_{ho}} \quad (2.53)$$

son las constantes de tiempo de relajación dieléctrica y del inverso de la razón de producción y recombinación.

Cuando $E_q(\tau_{dh} - \tau_{dir}) \gg E_d(\tau_{ih} - \tau_{ie})$, (2.49) se reduce a:

$$E_{ic} = -im \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} \frac{\sigma_e - \sigma_h}{\sigma_e + \sigma_h} \quad (2.54)$$

con $\sigma_e = e \mu_e n_e$ y $\sigma_h = e \mu_h n_h$ las conductividades de electrones y huecos. Obsérvese que $E_{ic} = 0$ si $\sigma_e = \sigma_h$.

Por el contrario, si $E_q(\tau_{dh} - \tau_{dir}) \ll E_d(\tau_{ih} - \tau_{ie})$ tenemos:

$$E_{ic} = -im \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} \frac{\phi_e - \phi_h}{\phi_e + \phi_h} \quad (2.55)$$

donde ϕ_e y ϕ_h son las eficiencias cuánticas para excitar a los portadores libres: electrones y huecos respectivamente.

II.3- Electro-óptica.

En ciertos tipos de cristales (ya mencionados anteriormente), la aplicación de un campo eléctrico resulta en un cambio tanto de las dimensiones como de la orientación del elipsoide de índices (o indicatriz óptica), el cual gobierna las características de propagación de la radiación electromagnética en los cristales. El elipsoide de índices es usado principalmente para encontrar los dos índices de refracción y las dos direcciones correspondientes del vector desplazamiento $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$, con ϵ el tensor de permitividad

dieléctrica, asociado con las dos ondas planas independientes que pueden propagarse a lo largo de una dirección arbitraria \vec{S} en el cristal. Esto significa encontrar la elipse de intersección entre un plano a través del origen, que es normal a la dirección de propagación \vec{S} y el elipsoide de índices (2.56). Los dos ejes de la elipse de intersección son iguales en longitud a $2n_1$ y $2n_2$ donde n_1 y n_2 son los dos índices para la dirección de propagación de las dos ondas; (ver Figura 2.3), esto está relacionado con el efecto electro-óptico. El efecto electro-óptico es un medio de control —muy conveniente y ampliamente usado— para la fase o la intensidad de la radiación óptica.

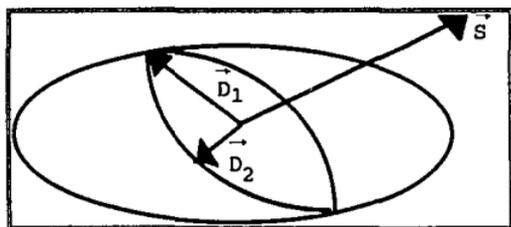


Figura 2.3: Método del elipsoide de índices. La elipse interior es la intersección del elipsoide de índices con el plano normal a \vec{S} .

Como ya se mencionó en el Capítulo 1, la propagación de la radiación óptica queda descrita completamente en términos del tensor de impermeabilidad η_{ij} . Las dos direcciones de polarización así como los índices de refracción correspondientes (velocidad de propagación) de los modos normales, se encuentran empleando el elipsoide de índices. El elipsoide de índices en su forma más simple es (sistema de ejes principales):

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (2.56)$$

donde las direcciones x , y y z , son los ejes principales —las direcciones a lo largo del cristal en las cuales \vec{D} y \vec{E} son paralelos— $1/n_x^2$, $1/n_y^2$ y $1/n_z^2$ son los valores principales de η_{ij} y n_x , n_y y n_z son los índices de refracción principales definidos por:

$$n_i^2 = \frac{\epsilon_i}{\epsilon_0} \quad (i = x, y, z) \quad (2.57)$$

con ϵ_i = constantes dieléctricas principales:

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix}$$

El tensor η_{ij} depende de la distribución de cargas en el cristal. La aplicación de un campo eléctrico provoca una variación en η_{ij} (efecto electro-óptico). Los coeficientes electro-ópticos están definidos como:

$$\begin{aligned} \eta_{ij}(\vec{E}) - \eta_{ij}(\vec{0}) &= \Delta \eta_{ij} = \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_{ij} = r_{ijk} E_k + s_{ijkl} E_k E_l \\ &= f_{jk} P_k + g_{ijkl} P_k P_l \end{aligned} \quad (2.58)$$

donde \vec{E} es el campo eléctrico aplicado y \vec{P} es el vector de polarización del campo. Las constantes r_{ijk} y f_{ijk} son los coeficientes electro-ópticos lineales (o Pockels) y s_{ijkl} y g_{ijkl} son los coeficientes electro-ópticos cuadráticos (o Kerr). En la expansión (2.58), los términos de orden superior a dos han sido despreciados debido a que estos efectos son muy pequeños para la mayoría de las aplicaciones. El efecto cuadrático fue descubierto por J. Kerr en 1875. El efecto electro-óptico lineal fue estudiado por F. Pockels en 1893.

Se emplean indistintamente los coeficientes r_{ijk} y s_{ijkl} o f_{ijk} y g_{ijkl} . La relación entre ellos es:

$$f_{ijk} = \frac{r_{ijk}}{\epsilon_k - \epsilon_o} \quad (2.59)$$

$$g_{ijkl} = \frac{s_{ijkl}}{(\epsilon_k - \epsilon_o)(\epsilon_l - \epsilon_o)} \quad (2.60)$$

con ϵ_k, ϵ_l las constantes dieléctricas ópticas principales. Entonces, en la presencia de un campo eléctrico, el elipsoide de índices de un cristal está dado por:

$$\eta_{ij}(\vec{E}) x_i x_j = 1 \quad (2.61)$$

La ecuación (2.61) se reduce a la (2.56) cuando el campo eléctrico es cero.

Debido a que ϵ_{ij} es un tensor simétrico; entonces, de la relación $\eta_{ij} = \epsilon_o (\epsilon^{-1})_{ij}$ se concluye que η_{ij} también es un tensor simétrico y podemos permutar los índices i y j en la ecuación (2.58) por lo que:

$$\begin{aligned}
r_{\mu k} &= r_{\mu k} \\
s_{jkl} &= s_{\mu k l} \\
s_{\mu k l} &= s_{\mu k l}
\end{aligned}
\tag{2.62}$$

Debido a estas simetrías de permutación, conviene introducir índices contraídos para abreviar la notación de la manera siguiente:

$$\begin{aligned}
1 &= (11) \\
2 &= (22) \\
3 &= (33) \\
4 &= (23) = (32) \\
5 &= (13) = (31) \\
6 &= (12) = (21)
\end{aligned}
\tag{2.63}$$

así, tenemos que:

$$\begin{aligned}
r_{1k} &= r_{11k} \\
r_{2k} &= r_{22k} \\
r_{3k} &= r_{33k} \\
r_{4k} &= r_{23k} = r_{32k} \\
r_{5k} &= r_{13k} = r_{31k} \\
r_{6k} &= r_{12k} = r_{21k} \quad k = 1, 2, 3.
\end{aligned}
\tag{2.64}$$

La simetría de permutación, reduce el número de elementos independientes r_{ijk} de 27 a 18 y el número de elementos de s_{ijkl} de 81 a 36 (recuérdese que un tensor de rango m en un espacio de dimensión n tiene n^m componentes).

II.3.1- El efecto electro-óptico lineal.

En la mayoría de las aplicaciones prácticas del efecto electro-óptico, el campo eléctrico aplicado es pequeño comparado con el campo eléctrico dentro del átomo, el cual es típicamente del orden de 10^8 V/cm; debido a esto, el efecto cuadrático será más pequeño comparado con el efecto lineal y es frecuentemente despreciado si el efecto lineal está

presente. En cristales con grupos puntuales centrosimétricos, el efecto electro-óptico lineal es nulo y el efecto cuadrático se convierte en el fenómeno dominante. Para probar esta afirmación, consideremos el efecto de una inversión espacial sobre un cristal; la inversión es realizada transformando el punto en \bar{F} dentro del cristal con respecto al centro de inversión a la posición $-F$ (entre los 32 grupos puntuales listados en la Tabla 1.1, hay once sistemas cristalográficos en los cuales la operación de inversión I es una operación simétrica — cristales centrosimétricos—). Consideremos la transformación del tensor electro-óptico lineal r_{ijk} bajo la operación de una inversión:

$$I r_{ijk} = r'_{ijk} = -r_{ijk} \quad (2.65)$$

pero, debido a la simetría de inversión debemos tener:

$$r'_{ijk} = r_{ijk} \quad (2.66)$$

A partir de (2.65) y (2.66) concluimos que $r_{ijk} = 0$; es decir, el efecto electro-óptico lineal desaparece en cristales centrosimétricos.

Empleando los índices contraídos (ecuación (2.64)), (2.61) puede escribirse como (para el efecto lineal):

$$\left(\frac{1}{n_x^2} + r_{1k} E_k \right) x^2 + \left(\frac{1}{n_y^2} + r_{2k} E_k \right) y^2 + \left(\frac{1}{n_z^2} + r_{3k} E_k \right) z^2 + 2yzr_{4k} E_k + 2zxr_{5k} E_k + 2xyr_{6k} E_k = 0 \quad (2.67)$$

donde E_k ($k = 1, 2, 3$) es una componente del campo eléctrico aplicado y tenemos operación de suma sobre índices repetidos k ; 1, 2 y 3 corresponden a los ejes dieléctricos principales x , y , z . En general los ejes principales del elipsoide (2.67) no coinciden con los ejes no perturbados (x , y , z). Las dimensiones y orientación del elipsoide son desde luego, dependientes de la dirección del campo aplicado así como de los 18 elementos de la matriz r_{ik} .

Los coeficientes electro-ópticos r_{ijk} y s_{ijkl} definidos en (2.58) dependen en general de la longitud de onda de la luz, la frecuencia de modulación y la temperatura del cristal. Estos coeficientes están relacionados directamente con los tensores de susceptibilidad no lineales d_{ijk} y χ_{ijkl} y pueden ser calculados empleando la teoría cuántica.

II.4- Acoplamiento de ondas para la difracción de Bragg en cristales fotorrefractivos.

Para el desarrollo siguiente, supondremos dos haces monocromáticos con polarización lineal incidendo en el cristal: el haz de referencia R y el haz de señal S, ver Figura 2.4.

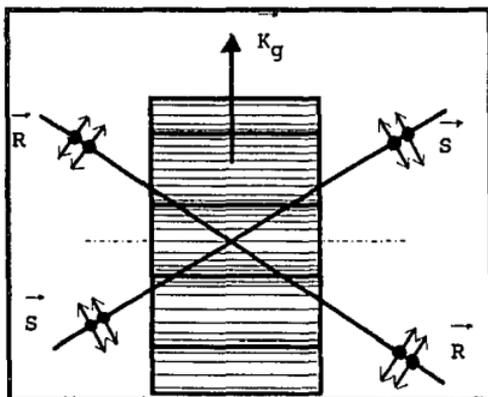


Figura 2.4: Geometría de difracción para el acoplamiento de ondas.

Suponiendo que el campo \vec{E}' es una suma de ondas planas monocromáticas de la misma frecuencia:

$$\vec{E}'(\vec{r}, t) = \sum_j \vec{E}'_j(\vec{r}) \exp(i\omega t) = \vec{E}'(\vec{r}) \exp(i\omega t) \quad (2.68)$$

entonces (2.12) tiene la forma:

$$\nabla^2 \vec{E}'(\vec{r}) - \nabla(\nabla \cdot \vec{E}'(\vec{r})) + \epsilon k_o^2 \vec{E}'(\vec{r}) = \vec{0} \quad (2.69)$$

$$\text{con } k_o = \frac{\omega}{c} = \omega \sqrt{\mu_o \epsilon_o}$$

Suponemos que en el sistema no perturbado (sin alguna rejilla de fase fotoinducida) el tensor dieléctrico inverso ϵ_a^{-1} es diagonal:

$$\epsilon_v^{-1} = \begin{pmatrix} \epsilon_x^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z^{-1} \end{pmatrix} = \epsilon_o^{-1} \begin{pmatrix} n_x^{-2} & 0 & 0 \\ 0 & n_y^{-2} & 0 \\ 0 & 0 & n_z^{-2} \end{pmatrix} \quad (2.70)$$

El campo de carga espacial $E_{sc}(z)$ en el cristal, genera una variación en el índice de refracción $\Delta n(z)$ por medio del efecto Pockels y cuya magnitud es:

$$\Delta n(z) = -r_{eff} \left(\frac{n^2}{2} \right) E_{sc}(z) \quad (2.71)$$

donde r_{eff} (coeficiente efectivo Pockels) está dado por:

$$r_{eff} = \hat{e}_1^* \cdot \left(\epsilon \left[\begin{array}{c} \bar{K}_z \\ r \\ K_z \end{array} \right] \hat{e}_2 \right) \quad (2.72)$$

con \hat{e}_1 y \hat{e}_2 , los vectores de polarización de los haces de escritura de la rejilla, r el tensor electro-óptico lineal, \bar{K}_z el vector de onda de la rejilla. Para cristales ferroeléctricos (grupos puntuales de simetría: 2 mm, 4mm, 3m ó 6mm); por ejemplo: LiNbO_3 y KNbO_3 , el eje electro-óptico es el eje \bar{c} , ver Figura 2.5; y aquí:

$$\Delta n_3 = -\frac{1}{2} n_r^2 r_{33} E_{sc}(z) \quad (2.73)$$

Debido al efecto fotorrefractivo ϵ_u^{-1} es espacialmente modulado por E_{sc} :

$$\epsilon^{-1} = \epsilon_u^{-1} + r E_{sc} \quad (2.74)$$

Con ello, el tensor dieléctrico se escribe como:

$$\epsilon = \epsilon_u - \epsilon_u r E_{sc} \epsilon_u \quad (2.75)$$

Suponiendo un campo de carga espacial sinusoidal, a partir de (2.39) se tiene:

$$E_{sc} = E_{sc}^o \sin \bar{K}_z \cdot \bar{r} = \frac{E_{sc}^o}{2i} \left[\exp(i\bar{K}_z \cdot \bar{r}) - \exp(-i\bar{K}_z \cdot \bar{r}) \right] \quad (2.76)$$

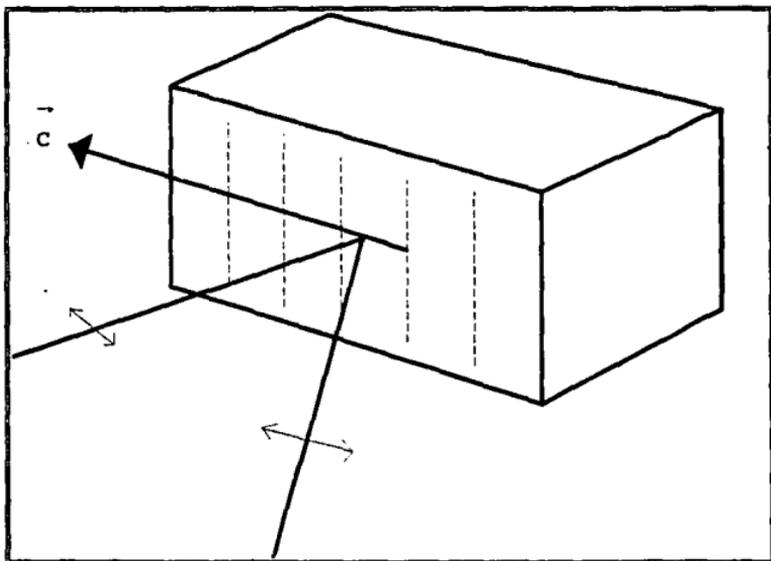


Figura 2.5: Orientación cristalográfica y polarización de los haces para el grabado de la rejilla en cristales ferroeléctricos.

El campo óptico en cristales fotorrefractivos, es la superposición de la onda de referencia (R) y el haz de señal (S) difractado con los vectores de campo \vec{R} y \vec{S} respectivamente:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{R} \exp(-i\vec{K}_r \cdot \vec{r}) + \vec{S} \exp(-i\vec{K}_s \cdot \vec{r}) \quad (2.77)$$

Una técnica muy usual que proporciona información de la magnitud y signo del campo de carga espacial estacionario (signo de los portadores), consiste en medir la ganancia Γ en el acoplamiento de ondas. A continuación hablaré un poco del cristal fotorrefractivo KNbO_3 y luego pasaré a la teoría de acoplamiento para el mismo ya que esto es el tema central de este trabajo.

II.4.1- KNbO_3 y Teoría de Acoplamiento de dos ondas.

KNbO_3 es uno de los cristales ferroeléctricos de óxido tipo perovskita, disponible en muestras de dominio simple relativamente grandes (hasta un tamaño de $20 \times 20 \times 10 \text{ mm}^3$).

Entre $-29 \text{ }^\circ\text{C}$ y $218 \text{ }^\circ\text{C}$ pertenece al grupo de simetría ortorrómbica 2mm (ver Tabla 2.1). Tomando como referencia a los oxígenos, éstos forman un arreglo octaedro rígido y la

modificación de la estructura de perovskita cúbica, se realiza paralela al eje polar en cada transición de fase (ver Figura 2.6).

Tabla 2.1: Fases y temperaturas de transición de KNbO_3 [7].

Simetría		Transición por incremento de temperatura	Transición por decremento de temperatura
Romboedral	3m	-29 °C	-50 °C
Ortorrómico	mm2	218 °C	203 °C
Tetragonal	4mm	436 °C	426 °C
Cúbico	m3m		

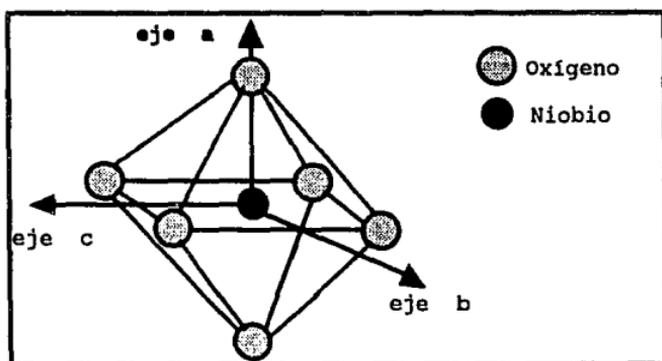


Figura 2.6: Estructura ortorrómica de KNbO_3 a temperatura ambiente.

A frecuencias ópticas las propiedades dieléctricas son caracterizadas por los índices de refracción que a temperatura ambiente, están bastante bien descritos por la relación de dispersión de Sellmeier para el oscilador doble:

$$n_i^2(\lambda) = \frac{s_i \lambda_1^2}{1 - \frac{\lambda_1^2}{\lambda^2}} + \frac{s_i \lambda_2^2}{1 - \frac{\lambda_2^2}{\lambda^2}} + 1 \quad (2.78)$$

con $i = 1, 2, 3$ y los parámetros dados en la Tabla 2.2.

Tabla 2.2: Parámetros para el ajuste al oscilador doble de Sellmeier de los índices de refracción de KNbO_3 a temperatura ambiente [7].

	$S_1 \lambda_r^2$	$\lambda_r^2 (10^{-20} \text{ m}^2)$	$S_2 \lambda_r^2$	$\lambda_r^2 (10^{-20} \text{ m}^2)$
n_1	1.4392	05985156	2.3592	2302662
n_2	0.1362	11308698	3.8013	4087914
n_3	0.0875	10724149	3.3023	3130828

El tensor r de coeficientes electro-ópticos en notación contraída para el grupo ortorrómbico 2mm es:

$$r = \begin{pmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{23} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.79)$$

En la Tabla 2.3 se muestran los valores de estos coeficientes para KNbO_3 a temperatura ambiente y una $\lambda = 633 \text{ nm}$.

Tabla 2.3: elementos del tensor electro-óptico r ($\times 10^{-12} \text{ m/V}$) a $\lambda = 633 \text{ n}$
$r_{13} = 28$
$r_{23} = 1.3$
$r_{33} = 64$
$r_{42} = 380$
$r_{51} = 105$

Para el acoplamiento de dos ondas; ver Figura 2.7, consideremos el caso en el que los haces de escritura son parcialmente difractados por su propia rejilla fotoinducida. Si los dos haces tienen muy diferentes intensidades, es posible amplificar muy efectivamente el haz más débil (si $\Gamma > 0$, ver (2.81) y (2.82)). Además, supondremos que no se aplica un campo eléctrico externo y que un sólo tipo de portador (electrones o huecos) es dominante.

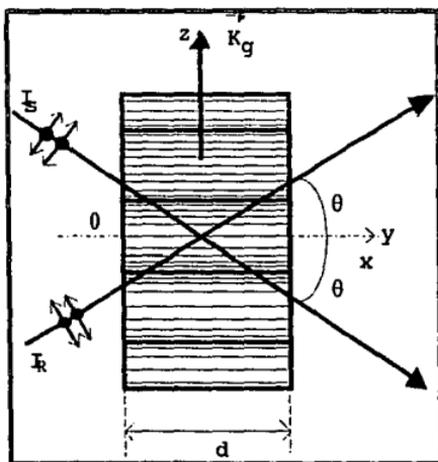


Figura 2.7: Geometría de difracción usada para el acoplamiento de ondas.

Para KNbO_3 el tensor dieléctrico perturbado de la ecuación (2.75) es:

$$\epsilon = \begin{pmatrix} n_1^2 - n_1^4 r_{13} E_{zc} & 0 & 0 \\ 0 & n_2^2 - n_2^4 r_{23} E_{zc} & 0 \\ 0 & 0 & n_3^2 - n_3^4 r_{33} E_{zc} \end{pmatrix} \quad (2.80)$$

con:

$$E_{zc} = \frac{m}{2} \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} \left[\exp(iK_q z) - \exp(-iK_q z) \right] = -\frac{2\sqrt{I_S I_R}}{I_S + I_R} \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} \sin\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) \quad (2.81)$$

donde:

$$\frac{E_q E_d}{E_q + E_d} < 0 \quad \text{para electrones} \quad (\text{ver (2.28) y (2.37)}) \quad (2.82)$$

$$\frac{E_q E_d}{E_q + E_d} > 0 \quad \text{para huecos}$$

Consideremos dos casos de polarización de los haces:

a) **Polarización vertical de los haces de escritura** (los vectores de polarización son ortogonales al plano de incidencia y al eje z):

En este caso las amplitudes de los haces de señal S y de referencia R son:

$$\vec{R} = R(y) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \exp(-i\vec{K}_R \cdot \vec{r}) \quad (2.83)$$

$$\vec{S} = S(y) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \exp(-i\vec{K}_S \cdot \vec{r}) \quad (2.84)$$

La intensidad es de (2.15):

$$I = \|\vec{R} + \vec{S}\|^2 = I_0 \left[1 + \frac{m}{2} \left(\exp\{iK_q z\} + \exp\{-iK_q z\} \right) \right] \quad (2.85)$$

con:

$$I_0^2 = R^2 + S^2$$

La ecuación de onda (2.69) conduce a la ecuación diferencial:

$$\left(\frac{\partial^2 R}{\partial y^2} - 2iK_{Ry} \frac{\partial R}{\partial y} - iK_0^2 n_1^4 r_{13} \frac{m}{2} \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} S \right) \exp(i\vec{K}_R \cdot \vec{r}) + \left(\frac{\partial^2 S}{\partial y^2} - 2iK_{Sy} \frac{\partial S}{\partial y} + iK_0^2 n_1^4 r_{13} \frac{m}{2} \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} R \right) \exp(i\vec{K}_S \cdot \vec{r}) = 0 \quad (2.86)$$

Suponiendo que el intercambio de energía entre R y S es lento (perturbación pequeña de la indicatriz), se pueden despreciar las derivadas de segundo orden y puesto que $m = 2RS/(R^2 + S^2)$ (razón de modulación) se obtiene:

$$\frac{\partial R}{\partial y} = - \frac{\pi n_1^3}{\lambda \cos\theta} r_{13} \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} \frac{RS^2}{R^2 + S^2} \quad (2.87)$$

$$\frac{\partial S}{\partial y} = \frac{\pi n_1^3}{\lambda \cos\theta} r_{13} \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} \frac{R^2 S}{R^2 + S^2} \quad (2.88)$$

Suponiendo $S \ll R$ ($\Rightarrow m \ll 1$ —intensidad de los haces muy diferente—), la ecuación (2.88) se reduce a:

$$\frac{\partial S}{\partial y} = \frac{\pi m_1^3}{\lambda \cos \theta} r_{13} \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} S \quad (2.89)$$

Si $S(0) = S_0$, integrando 2.89 nos da:

$$S(y) = S_0 e^{\frac{2\pi m_1^3}{\lambda \cos \theta} r_{13} \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} y} = S_0 e^{\Gamma y} \quad (2.90)$$

con el factor de ganancia exponencial Γ definido como:

$$\Gamma = \frac{2\pi m_1^3}{\lambda \cos \theta} r_{13} \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} \quad (2.91)$$

empleando (2.90), la intensidad es:

$$I_s(y) = S^2 = S_0^2 e^{2\frac{\Gamma y}{2}} = I_s(0) e^{\Gamma y} \quad (2.92)$$

En $y = d$ podemos determinar experimentalmente I_s y así conocer el valor de Γ (obsérvese de (2.91) y (2.82) que Γ puede ser positiva o negativa).

En conjunto con la absorción α se tiene que:

$$I_s(d) = I_s(0) e^{(\Gamma - \alpha)d} \quad (2.93)$$

(Γ puede ser positiva o negativa según el signo de los portadores y por lo cual $I_s(d)$ puede ser mayor o menor respectivamente que $I_s(0)$ y de esta manera puede determinarse el signo de los mismos).

b) Polarización horizontal de los haces (los vectores de polarización están contenidos en el plano de incidencia, donde se encuentra también el eje c , pero no son paralelos a éste excepto a $\theta = 0^\circ$. De hecho, hacen un ángulo θ con el eje c cuando los haces inciden a un ángulo θ con la normal).

Aquí, el haz de señal S y el haz de referencia R están dados por:

$$\vec{R} = R(y) \begin{pmatrix} 0 \\ s \\ -c \end{pmatrix} \exp(-i\vec{K}_R \cdot \vec{r}) \quad (2.94)$$

$$\vec{S} = S(y) \begin{pmatrix} 0 \\ s \\ c \end{pmatrix} \exp(-i\vec{K}_s \cdot \vec{r}) \quad (2.95)$$

donde $c = \cos\theta$
 $s = \text{sen}\theta$ (ver Figura 2.7)

La intensidad está dada por (2.85) pero la modulación es ahora:

$$m(y) = \frac{2RS}{R^2 + S^2} \cos(2\theta) \quad (2.96)$$

A partir de las ecuaciones (2.69), (2.94) y (2.95) obtenemos:

$$\frac{\partial R}{\partial y} = -\frac{\pi \cos\theta}{\lambda} \frac{(n_1^4 r_{33} - n_2^4 r_{23} g^2 \theta)}{n} \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} \frac{RS^2}{R^2 + S^2} \cos(2\theta) \quad (2.97)$$

$$\frac{\partial S}{\partial y} = \frac{\pi \cos\theta}{\lambda} \frac{(n_1^4 r_{33} - n_2^4 r_{23} g^2 \theta)}{n} \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} \frac{R^2 S}{R^2 + S^2} \cos(2\theta) \quad (2.98)$$

donde n es el índice de refracción efectivo:

$$n^2 = (n_1^2 \cos^2 \theta + n_2^2 \text{sen}^2 \theta) \quad (2.99)$$

Nuevamente si $S \ll R$ ($m \ll 1$) de (2.98):

$$\frac{\partial S}{\partial y} = \frac{\pi \cos\theta}{\lambda} \frac{(n_1^4 r_{33} - n_2^4 r_{23} g^2 \theta)}{n} \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} S \cos(2\theta) \quad (2.100)$$

Aquí también es válida la ecuación (2.93). Γ es ahora:

$$\Gamma = \frac{2\pi \cos\theta}{\lambda} \frac{(n_1^4 r_{33} - n_2^4 r_{23} g^2 \theta)}{n} \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} \cos(2\theta) \quad (2.101)$$

Obsérvese que si $r_{33} > r_{23}$ (como en KNbO_3), la dirección de intercambio de energía de los dos haces depende sólo del signo de $E_q E_d / (E_q + E_d)$.

Observación: la geometría de la Figura 2.7 es para KNbO_3 placa b ($b, c \gg a$). Para KNbO_3 cortado en forma de placa a ($a, c \gg b$) y empleando polarización vertical, n_1 y r_{13} deben cambiarse por n_2 y r_{23} en todas las ecuaciones. Para polarización horizontal n_2 y r_{23} deben cambiarse a n_1 y r_{13} .

Cuando existe difusión y deriva en el modelo de un sólo portador, en las ecuaciones (2.91) y (2.101) debe sustituirse $E_q E_d / (E_q + E_d)$ por $1/m(\text{Im}E_c)$.

Para el análisis de acoplamiento, la suposición principal para la derivación de la ganancia Γ , fué la aproximación de la modulación pequeña ($m \ll 1$) que experimentalmente puede ser obtenida atenuando uno de los dos haces de escritura. Los experimentos de acoplamiento de ondas en KNbO_3 , son generalmente realizados en la geometría de la Figura 2.7. El resumen de los resultados anteriores (ecuaciones (2.91) y (2.101)) para las dos orientaciones principales en cristales de KNbO_3 es (modelo de un sólo portador y difusión pura, el cual es una buena aproximación para cristales dopados recién crecidos así como los reducidos):

1) Polarización vertical en KNbO_3 (placa a):

$$\Gamma = \frac{2\pi n^3 n_2^2 r_{33} E_q E_d}{\lambda \cos\theta n^3 E_q + E_d} \quad (2.102)$$

2) Polarización vertical en KNbO_3 (placa b):

$$\Gamma = \frac{2\pi n^3 n_1^2 r_{13} E_q E_d}{\lambda \cos\theta n^3 E_q + E_d} \quad (2.103)$$

3) Polarización horizontal en KNbO_3 (placa a):

$$\Gamma = \frac{2\pi n^3 n_3^4 r_{33} \cos^2\theta - n_1^4 r_{13} \sin^2\theta}{\lambda \cos\theta n^4} \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} \cos(2\theta) \quad (2.104)$$

4) Polarización horizontal en KNbO_3 (placa b):

$$\Gamma = \frac{2\pi n^3 n_1^4 r_{33} \cos^2\theta - n_2^4 r_{23} \sin^2\theta}{\lambda \cos\theta n^4} \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} \cos(2\theta) \quad (2.105)$$

$$E_d = \frac{q DK_x}{e \mu} = \frac{q}{e} \left(\frac{k_B T}{e} \right) K_x = \frac{q}{e} \left(\frac{k_B T}{e} \right) \frac{2\pi}{\Lambda}$$

$$E_q = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} \frac{1}{K_q} \frac{N_A}{N_D} (N_D - N_A) = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} \frac{\Lambda}{2\pi} \frac{N_A}{N_D} (N_D - N_A)$$

Definiendo $E_{q_0} = eE_q/(q\Lambda)$ y $E_{d_0} = eE_d\Lambda/q$ se obtiene:

$$E_{d_0} = 2\pi \left(\frac{k_B T}{e} \right) \quad (2.106)$$

$$E_{q_0} = \frac{e}{2\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{N_A}{N_D} (N_D - N_A) = \frac{e}{2\pi\epsilon\epsilon_0} N \quad (2.107)$$

donde $N = N_A/N_D(N_D - N_A)$.

De esta manera, podemos escribir las ecuaciones (2.102) a (2.105) como:

$$\Gamma = \frac{q}{e} \frac{2\pi n^3}{\lambda \cos\theta} r_{\text{eff}} \frac{E_{d_0} E_{q_0}}{\frac{E_{d_0}}{\Lambda} + E_{q_0} \Lambda} \cos(2\theta p) \quad (2.108)$$

con

r_{eff} = coeficiente electro-óptico efectivo
 $p = 0$ para polarización vertical
 $p = 1$ para polarización horizontal y,
 n = índice de refracción efectivo.

Tanto n como r_{eff} son dependientes del ángulo θ y la polarización de los haces de escritura. Para θ no muy grandes (menores a 45°) r_{eff} y n pueden considerarse independientes de θ .

De la ecuación (2.108) observamos que al graficar $1/(\Gamma\Lambda)$ vs $1/\Lambda^2$:

$$\frac{1}{\Lambda\Gamma} = \frac{e}{q} \frac{\lambda}{2\pi n^3 r_{\text{eff}}} \frac{\frac{E_{d_0}}{\Lambda^2} + E_{q_0}}{E_{d_0} E_{q_0}} \frac{\cos\theta}{\cos(2\theta p)} \quad (2.109)$$

obtenemos una línea recta para θ pequeña.

El error al poner $\cos\theta \sim 1$ es mayor que 14% para $\Lambda < 0.5 \mu\text{m}$ ($> 31^\circ$ para $\lambda = 515 \text{ nm}$, $> 29^\circ$ para $\lambda = 488 \text{ nm}$). Por esta razón introducimos la "ganancia reducida" Γ_r :

$$\Gamma_r = \Gamma \frac{\cos\theta}{\cos 2\theta p} = \Gamma_r(\Lambda) \quad (2.110)$$

De esta manera la línea recta es:

$$\frac{1}{\Lambda \Gamma_r} = \frac{\cos(2\theta p)}{\Lambda \Gamma \cos\theta} = \frac{e}{q} \frac{\lambda}{2\pi n^3 r_{eff}} \frac{E_{do} + E_{qo}}{E_{do} E_{qo}} \quad (2.111)$$

$$= \frac{e}{q} \left[\frac{\lambda}{2\pi n^3 r_{eff} E_{qo}} \frac{1}{\Lambda^2} + \frac{\lambda}{2\pi n^3 r_{eff} E_{do}} \right]$$

con pendiente:

$$m = \frac{e}{q} \frac{\lambda}{2\pi n^3 r_{eff} E_{qo}} = \frac{e \epsilon \epsilon_o \lambda}{q n^3 r_{eff} e N} \quad (2.112)$$

y ordenada al origen:

$$b = \frac{e}{q} \frac{\lambda}{2\pi n^3 r_{eff} E_{do}} = \frac{e}{q} \frac{\lambda e}{4\pi^2 n^3 r_{eff} k_B T} \quad (2.113)$$

$\Gamma_r(\Lambda)$ (ecuación (2.110)) tiene un máximo (o un mínimo, dependiendo de si $q/e = 1$ o $q/e = -1$) en:

$$\Lambda_{\max} = \sqrt{\frac{E_{do}}{E_{qo}}} = \sqrt{\frac{4\pi^2 k_B T \epsilon \epsilon_o}{e^2} \frac{1}{N}} \quad (2.114)$$

Obsérvese que Λ_{\max} no depende de la longitud de onda.

Recordemos que el signo de Γ depende de los portadores libres q . Observando la dirección de flujo de energía en los experimentos de acoplamiento, es fácil decidir si los electrones o los huecos predominan (para los huecos, se incrementa la intensidad del haz de señal S ($\Gamma > 0$)) y para los electrones decrece aún más S ($\Gamma < 0$)).

Para el cálculo experimental de Γ tenemos:

De la ecuación (2.93) se tiene que la intensidad del haz I_r sin haz de referencia ($\Gamma = 0$) es:

$$I_r^{ref}(d) = I_r(0) e^{-\alpha d} \quad (2.115)$$

y con referencia:

$$I_s^{con}(d) = I_s(0)e^{(\Gamma-\alpha)d} \quad (2.116)$$

De esta manera:

$$\gamma = \frac{I_s^{con}(d)}{I_s^{ref}(d)} = \frac{I_s(d)[con\ referencia]}{I_s(d)[sin\ referencia]} = e^{\Gamma d} \quad (2.117)$$

luego:

$$\Gamma = \frac{\ln \gamma}{d} \quad (2.118)$$

Así, experimentalmente se determina la ganancia efectiva dada por (2.117). Recuerdese que $\gamma = \gamma(\theta)$ y por lo cual también es una función de el espaciamiento de rejilla Λ a partir de la ecuación (2.19). Mediante (2.118), se calcula $\Gamma(\theta)$ ($\Gamma > 0$ si $\gamma > 1$ (huecos) y $\Gamma < 0$ si $\gamma < 1$ (electrones)). Con (2.110) determinamos Γ_r . Se grafica entonces $1/(\Lambda\Gamma_r)$ contra $1/\Lambda^2$; ajustando por mínimos cuadrados una línea recta, determinamos de la ordenada al origen r_{eff} de (2.113) y de la pendiente (2.112) se determina N_A .

Resumiendo, la determinación experimental de la ganancia exponencial Γ (ecuación (2.108)) como una función del espaciamiento de rejilla Λ nos proporciona:

- a) El signo de los portadores dominantes.
- b) El coeficiente electro-óptico efectivo r_{eff} .
- c) La densidad de donores ionizados N_A (densidad de aceptores. Recuerdese la suposición de que $N_D \gg N_A$ y por lo cual $N_A \sim N_A(N_D - N_A)/N_D = N$).

Capítulo III. Técnicas experimentales de fotoconductividad y acoplamiento de dos ondas.

III.1- Introducción.

La optimización de las propiedades del material para aplicaciones fotorrefractivas, requiere de un conocimiento detallado de los procesos microscópicos involucrados, como son los procesos de transporte de carga y por ello; es importante medir parámetros del transporte tales como los asociados al efecto fotovoltaico (ϕI_0) y fotoconductor ($\phi \mu \tau$). Para fotoconductores ferroeléctricos (como KNbO_3) la migración de las cargas libres es debida a difusión y deriva en un campo eléctrico y al efecto fotovoltaico.

Las técnicas de fotoconductividad y acoplamiento son dos herramientas ampliamente usadas que nos proporcionan información de los mecanismos de transporte de carga.

III.2- Técnica de fotoconductividad.

Despreciando las corrientes piroeléctricas (término transitorio) el transporte de carga en un material (con un sólo portador) iluminado homogéneamente, está dado por [2] (ver las ecuaciones (2.2) y (2.4)):

$$j = \frac{e\phi I_0}{h\nu} \alpha l + \left(en_0\mu + \frac{e\phi\mu\tau}{h\nu} \alpha l \right) E \quad (3.1)$$

El primer término es debido al efecto fotovoltaico, el segundo a la conductividad en la oscuridad (σ_d) y el tercero a la fotoconductividad, I es la intensidad de la luz, α el coeficiente de absorción del material, ϕ la eficiencia cuántica para excitar a un portador de carga libre, $h\nu$ la energía del fotón, μ la movilidad de los portadores, τ el tiempo de vida de los portadores excitados, n_0 la densidad de portadores responsables para la conductividad en la oscuridad, l_0 el camino libre medio efectivo y E el campo eléctrico aplicado.

Cuando tenemos dos tipos de portadores, la conductividad está dada por la suma de las conductividades debidas a electrones y huecos:

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_h \quad (3.2)$$

Una gráfica de la corriente producida en el material iluminado contra el campo eléctrico aplicado (línea recta: $J = I(E)$), permite obtener a partir de (3.1), los parámetros ϕI_0 y $\phi \mu \tau$ (efecto fotovoltaico y fotoconductividad). A intensidad cero obtenemos:

$$j = en_0\mu E = \sigma_d E \quad (3.3)$$

por lo cual, al graficar (3.3), de la pendiente se obtiene σ_d ; hecho esto, se aplica el campo externo E (variando éste) e intensidad I y de la pendiente y ordenada al origen de la ecuación (3.1), se determinan los parámetros ϕ_0 y $\phi\mu\tau$.

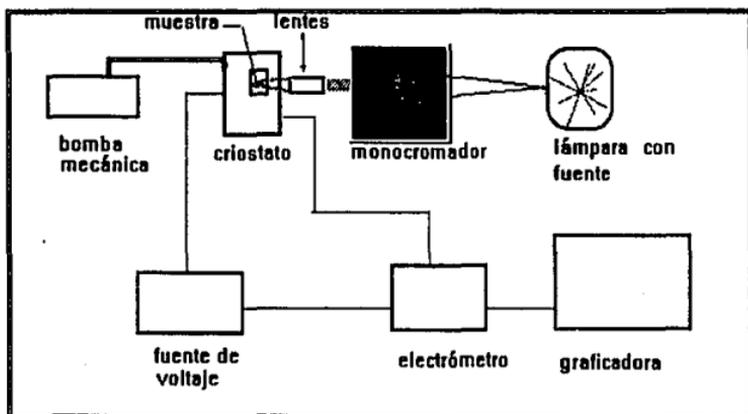
La Figura 3.1 es un diagrama esquemático del dispositivo para fotoconductividad. Consta de una lámpara de xenón de 150 W Oriel modelo 66002 como fuente de luz (en vez de un láser, como generalmente se usa), un monocromador Spex de 0.25 m para seleccionar la longitud de onda de iluminación, lentes de enfoque, un criostato con ventana de cuarzo para mantener la muestra en vacío y aplicar el campo eléctrico, una bomba mecánica de vacío Edwards modelo 12, una fuente de voltaje Keithley modelo 246, un electrómetro digital Keithley modelo 642 y una graficadora Graphtec modelo SR6211. Anteriormente a este trabajo, se habían intentado hacer mediciones de fotoconductividad con un dispositivo similar, sin llegar a tener resultados satisfactorios. Se volvió a montar el sistema, teniendo un mayor cuidado en las conexiones eléctricas del criostato y en el aislamiento en general; se adicionó el conjunto de lentes para concentrar la luz del monocromador y tener la máxima intensidad posible.

Una parte fundamental del sistema, es un adecuado aislamiento eléctrico pues los voltajes aplicados son del orden de 10^2 V y la resistencia del cristal del orden de 10^{15} Ω , por lo que las corrientes producidas son del orden de 10^{-13} A y a estos valores, la mayoría de las sustancias resultan ser mucho mejores conductores que el material bajo estudio. Por ello se emplea el criostato al vacío para evitar humedad del aire que provoca corrientes mayores. Además, el criostato cuenta con atravesadores de cerámica por donde se hacen pasar los electrodos (ver Figura 3.1a).

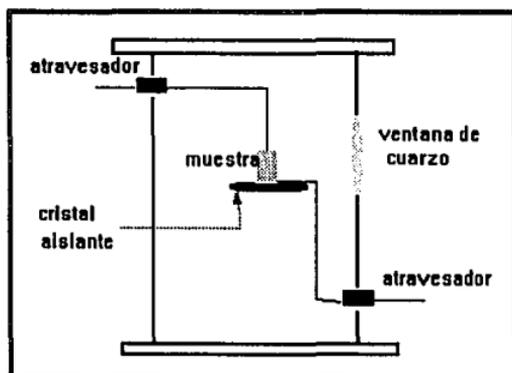
El empleo de cables coaxiales cortos y la conexión a tierra física fue indispensable para lograr un buen aislamiento que evitara ruido (efecto de antena de los cables).

Para las medidas de las fotocorrientes, la muestra fué iluminada con la luz monocromática proveniente de la lámpara de xenón, después de haber pasado por el monocromador. El cristal se colocó dentro del criostato en un vacío de 12×10^{-3} torr a temperatura ambiente. Para eliminar la interferencia de las corrientes piroeléctricas, un filtro fué empleado para quitar los armónicos de luz infrarroja. La corriente producida a cada valor del campo aplicado, fué medida con el electrómetro y registrada en la graficadora.

Para obtener el valor estable de la corriente a cada campo aplicado (el cual fué paralelo al eje c del cristal)—cada vez que se cambia el campo aplicado E , se produce una fotocorriente muy alta que decae de manera exponencial—se requirió esperar alrededor de una y media horas bajo iluminación. Después de haber realizado varias pruebas y estar convencidos de tener ya reproducibilidad, este dispositivo se empleó para la determinación de ϕ_0 y $\phi\mu\tau$ en cristales fotorrefractivos de niobato de potasio con hierro (KNbO_3 ; Fe^{3+} con 150 y 300 ppm) a cuatro diferentes longitudes de onda (para aplicarles el campo eléctrico, previamente se les pintaron electrodos de plata a las muestras).



a)



b)

Figura 3.1: a) diagrama de bloques de la técnica de fotoconductividad. b) detalle del criostato.

La intensidad I se determinó con un medidor de potencia Spectra Physics modelo 404 (colocado en la posición de la muestra) y con los datos experimentales mostrados en las Figuras 3.4 y 3.5 (ver Sección III.4)—las líneas rectas se ajustaron por el método de mínimos cuadrados— fueron calculados los parámetros ϕ_0 y $\phi\mu\tau$ empleando las ecuaciones (3.1) y (3.3). Los valores obtenidos se encuentran en las tablas 3.1 y 3.2 de la Sección III.4. El coeficiente de absorción α , se obtuvo mediante el espectro de absorción óptica realizado con un espectrofotómetro Milton Roy 3000 (ver Figura 3.3).

De los valores de ϕ_0 y $\phi\mu\tau$ se determina la fotosensibilidad S_1 (Ver ecuación (1.9)) la cual puede ser escrita como [5]:

$$S_1 = \frac{n_3^3 f_{33}}{2h\nu} \left[e\phi I_0 + e\phi\mu\tau E_a \left(1 + \frac{n_o}{n_p} \right) \right] \quad (3.4)$$

donde n_3 es el índice de refracción y:

$$f_{33} \approx \frac{r_{33}}{\epsilon_3 \epsilon_o} \quad (3.5)$$

es el coeficiente óptico de polarización,

$$E_a = \frac{I_0}{\mu\tau} \quad (3.6)$$

un campo aplicado y:

$$n_p = \frac{\phi\tau\alpha I}{h\nu} \quad (3.7)$$

la densidad de portadores fotogenerados.

Los valores del índice de refracción n_3 se calcularon empleando la ecuación (2.78) y los datos de la Tabla 2.2 [7], [9]. Para KNbO_3 a $\lambda = 633 \text{ nm}$, $f_{33} = 0.13$ y de acuerdo con Wemple [11], este parámetro no cambia apreciablemente en un material específico; por lo que aquí, se empleó el mismo valor para la determinación de S_1 en las cuatro longitudes de onda.

III.3- Técnica de acoplamiento de dos ondas.

Mediante los experimentos de acoplamiento de dos ondas y los modelos teóricos descritos en el Capítulo 2, podemos determinar la concentración de aceptores N_A en el material, el coeficiente electro-óptico efectivo lineal r_{eff} y el signo de los portadores de carga dominantes.

Con la geometría de la Figura 2.7 y suponiendo una modulación pequeña; la cual se logra atenuando uno de los dos haces de escritura, la intensidad del haz de señal después de pasar el cristal con un espesor d está dada por la ecuación (2.93):

$$I_s(d) = I_s(0)e^{(\Gamma-\alpha)d} \quad (3.8)$$

Los coeficientes electro-ópticos que intervienen en esta geometría son: r_{13} , r_{23} y r_{33} .

Variando el ángulo θ de incidencia de los haces de escritura, obtenemos distintos valores del espaciamiento de rejilla Λ (2.19):

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \quad (3.9)$$

y mediante las ecuaciones (2.117) y (2.118):

$$\gamma = \frac{I_s^{con}(d)}{I_s^{an}(d)} = \frac{I_s(d)[con\ referencia]}{I_s(d)[sin\ referencia]} = e^{\Gamma d} \quad (3.10)$$

$$\Gamma = \frac{\ln \gamma}{d} \quad (3.11)$$

calculamos la ganancia exponencial Γ .

Mediante la ecuación (2.110):

$$\Gamma_r = \Gamma \frac{\cos \theta}{\cos(2\theta p)} = \frac{4\pi^2 e n^3 k_B T}{\lambda(4\pi^2 k_B T \epsilon \epsilon_0 + e^2 N \Lambda^2)} r_{eff} N \Lambda \quad (3.12)$$

se realiza el ajuste teórico a los datos experimentales $\Gamma(\Lambda)$, después de haber determinado r_{eff} y N de las ecuaciones (2.113) y (2.112):

$$b = \frac{e}{q} \frac{\lambda e}{4\pi^2 n^3 r_{eff} k_B T} \quad (3.13)$$

$$m = \frac{e}{q} \frac{\epsilon \epsilon_0 \lambda}{n^3 r_{eff} e N} \quad (3.14)$$

que son la ordenada y pendiente de la línea recta (2.111): $1/(\Delta\Gamma_r)$ vs $1/\Lambda^2$:

$$\frac{1}{\Delta\Gamma_r} = \frac{e}{q} \left[\frac{\lambda}{2\pi n^3 r_{eff} E_{qo}} \frac{1}{\Lambda^2} + \frac{\lambda}{2\pi n^3 r_{eff} E_{do}} \right] \quad (3.15)$$

y así se determina también el signo q de los portadores de carga dominantes.

La Figura 3.2 muestra el diagrama de bloques de la técnica de acoplamiento de dos ondas; la cual consta de un láser de ión argón Spectra Physics modelo 2020-035 (3 watts), una mesa holográfica Oriel modelo 10407, un filtro espacial y expansor de haz Oriel modelo 15221, un divisor de haz Oriel modelo 46240, un medidor de potencia Newport modelo 835, filtros de densidad neutra, espejos, montura TxyzRz para soportar y mover la muestra, soportes, etc. El láser cuenta con un sistema cerrado de enfriamiento de agua recirculada, conectada al sistema del Instituto de Física. Una vez tenidas las instalaciones eléctricas y las condiciones de oscuridad y aislamiento apropiadas, se procedió a montar la mesa holográfica, probando su funcionamiento; enseguida se montó el láser; igualmente, probando su funcionamiento y el de todos sus interruptores de protección. Se montó el filtro espacial y el expansor de haz hasta lograr tener un haz limpio de un diámetro aproximado de un centímetro. Se colocaron el divisor de haz, los espejos y la montura TxyzRz. Realizamos las primeras pruebas de grabado dinámico de rejillas en cristales de niobato de potasio —hicimos varios intentos para poder observar la difracción de los haces en el material (nunca antes lo habíamos observado), hecho que nos llevó bastante tiempo y trabajo debido principalmente a la pésima calidad del cristal empleado ($\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 300 ppm), ya que en los primeros experimentos, observamos una red de puntos brillantes después de pasar los haces por el cristal; pues en éste, existe un enorme esparcimiento de luz (mala calidad óptica)—. Se monocromatizó el haz. Finalmente, se efectuaron las primeras pruebas de acoplamiento de dos ondas logrando observar transferencia de energía entre los haces. La polarización de los haces de escritura fué horizontal (en el plano de incidencia) y la potencia del haz de referencia R (antes de la muestra) fué ~ 0.62 mW y la del haz de señal S (antes de la muestra) ~ 0.0036 mW, por lo que el haz S fué 172 veces más débil.

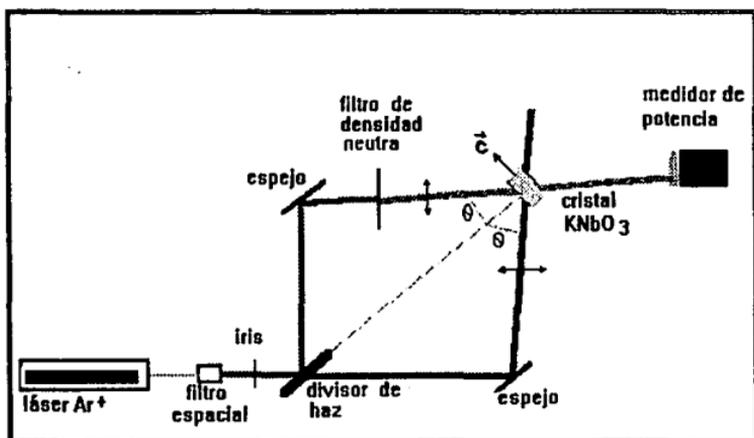
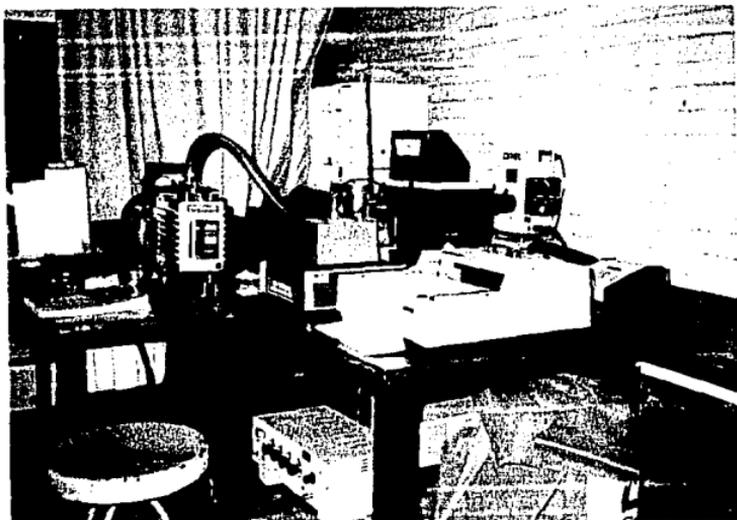
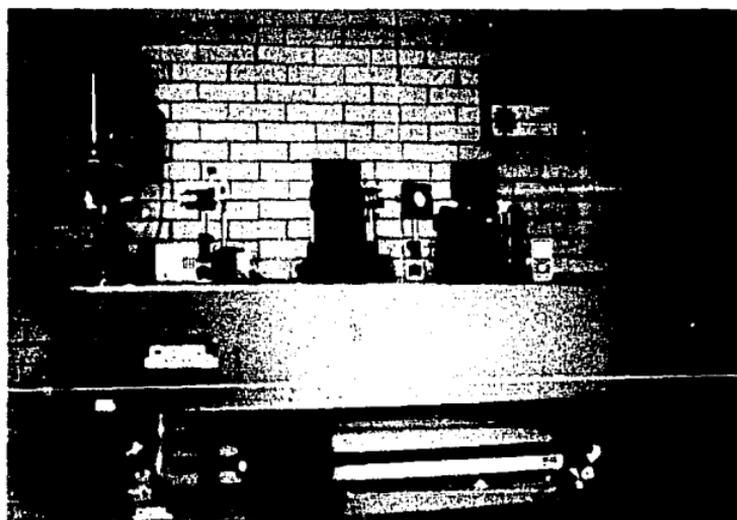


Figura 3.2: Acoplamiento de dos ondas.

En las ecuaciones (3.12) - (3.14), empleamos un índice de refracción promedio: $n = 2.31$ (calculando n_1 , n_2 y n_3 mediante (2.78) y los datos de la Tabla 2.2 y luego haciendo un promedio aritmético), una temperatura de $20\text{ }^\circ\text{C}$ ($T = 303\text{ K}$) y una $\epsilon = 55$ [22]. Las Figuras 3.6, 3.8 y 3.10 de la Sección III.5, muestran los valores experimentales obtenidos para las longitudes de onda 497, 515 y 488 nm del láser, en el cristal $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+} 300\text{ ppm}$; las curvas continuas que aparecen en ellas fueron dibujadas mediante la ecuación (3.12), empleando los parámetros mostrados en la Tabla 3.3, calculados a partir del ajuste por mínimos cuadrados de las rectas trazadas en las Figuras 3.7, 3.9 y 3.11.



Técnica de fotoconductividad.



Técnica de acoplamiento de dos ondas.

III.4- Medidas de absorción y fotoconductividad.

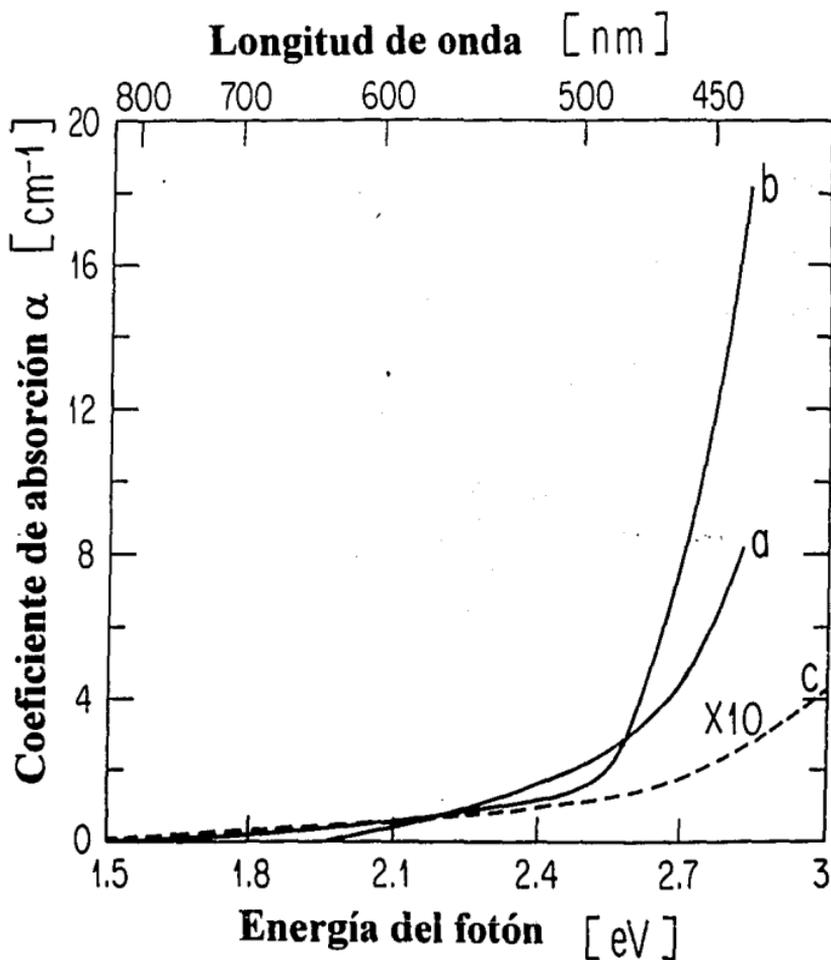


Figura 3.3: Coeficiente de absorción contra la energía del fotón. a) $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 150 ppm, b) $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 300 ppm, c) Muestra sin dopar con un factor de amplificación mostrado (dato de la Ref. [8]) [23].

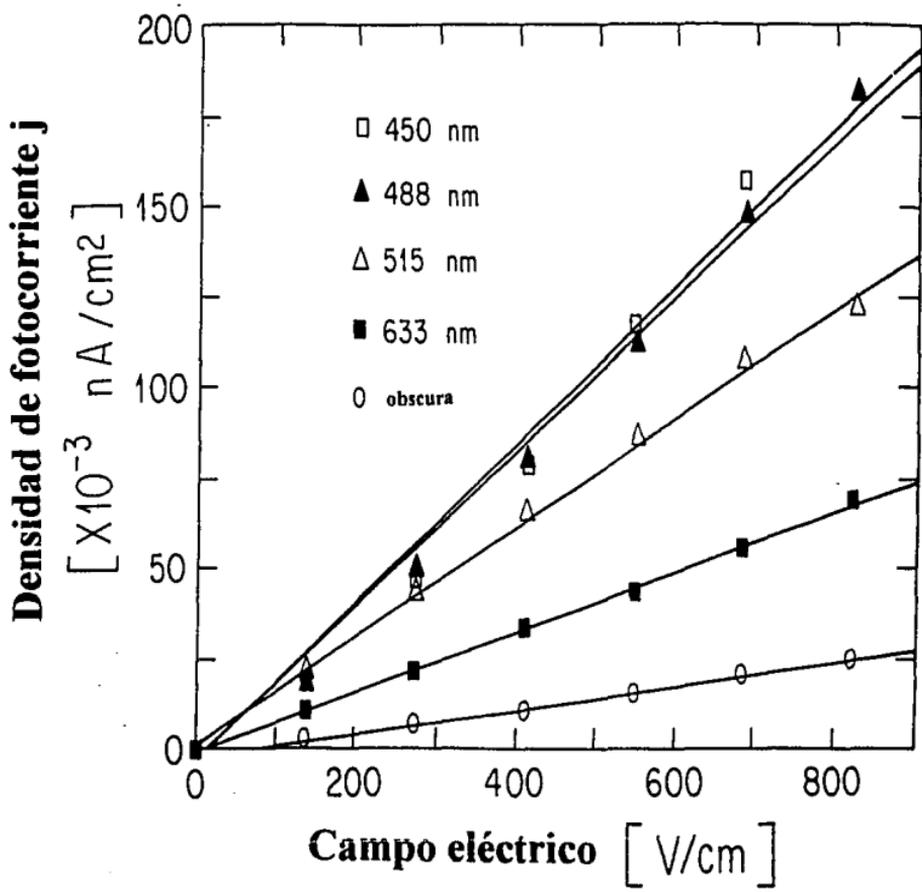


Figura 3.4: Densidad de fotocorriente vs. campo eléctrico aplicado en $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{2+}$ 150 ppm [23].

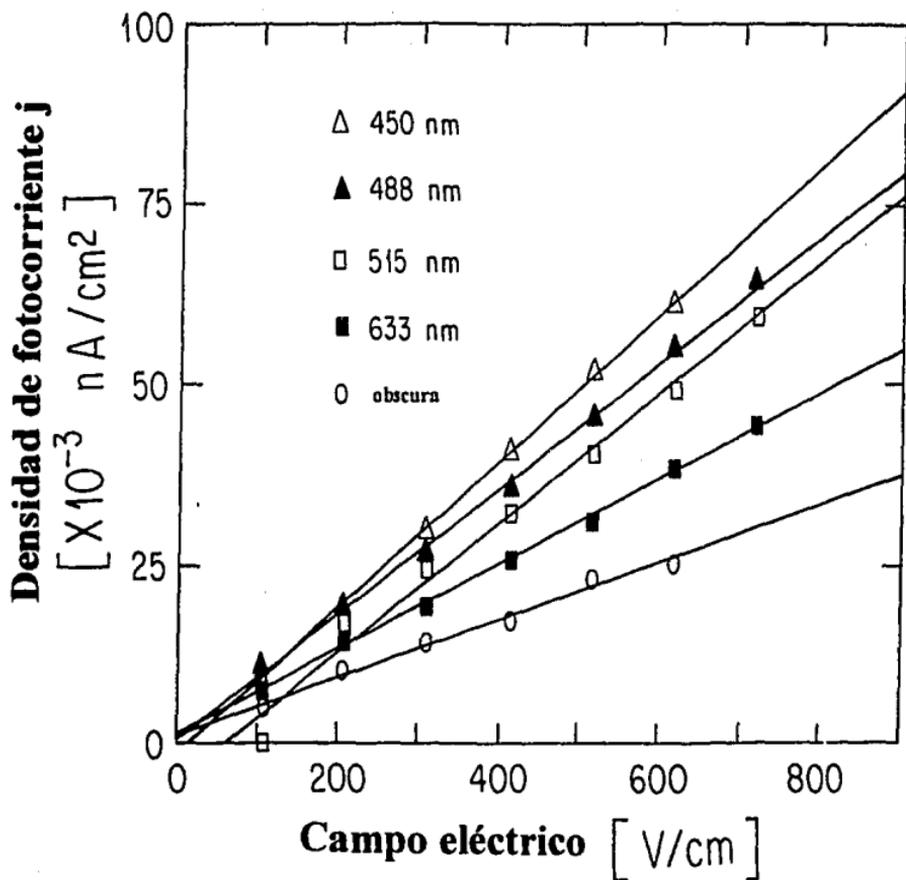


Figura 3.5: Densidad de fotocorriente vs. campo eléctrico aplicado en $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 300 ppm [23].

Tabla 3.1 : Coeficiente de absorción α , parámetros fotovoltaico ϕ_{lo} y fotoconductorivo $\phi\mu\tau$ y fotosensibilidades S_1 determinadas de medidas de absorción óptica y fotoconductividad para $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 150 ppm [23].

λ (nm)	I $\times 10^{-3}$ (W/cm ²)	α (cm ⁻¹)	ϕ_{lo} (Å)	$\phi\mu\tau$ $\times 10^{-11}$ (cm ² /V)	$Ea=I_0/\mu\tau$ (V/cm)	n_3	S_1 $\times 10^{-5}$ (cm ³ /J)
633	3.65	0.12	0.85	23.38	36.41	2.17	7.6
515	3.65	1.68	0.10 (1.64 ^a)	4.52 (4.2 ^a)	21.34	2.21	0.6
488	2.81	2.59	0.58	7.14	81.50	2.23	3.6
450	1.94	5.82	0.49	5.36	90.85	2.26	2.8

$$\sigma_d = 3.3 \times 10^{-14} (\Omega \text{ cm})^{-1} \quad (2.3 \times 10^{-14} (\Omega \text{ cm})^{-1} \text{ a})$$

^a Ref. [8]

Tabla 3.2: Parámetros α , ϕl_0 , $\phi\mu\tau$ y S_1 para $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 300 ppm [23].

λ (nm)	I $\times 10^{-3}$ (W/cm ²)	α (cm ⁻¹)	ϕl_0 (Å)	$\phi\mu\tau$ $\times 10^{-11}$ (cm ² /V)	$Ea=l_0/\mu\tau$ (V/cm)	S_1 $\times 10^{-5}$ (cm ³ /J)
633	0.86	0.47	0.66	9.21	71.28	9.1
515	0.90	1.26	0.25 (1.36 ^a)	8.97 (2.1 ^a)	28.28	2.2
488	0.70	2.13	0.12 (0.05 ^b)	7.98 (0.6 ^b)	14.60	0.9 (1.4 ^b)
450	0.49	12.54	0.06	2.71	22.43	0.4

$$\sigma_d = 4.0 \times 10^{-14} \text{ (}\Omega \text{ cm)}^{-1} \quad (5.6 \times 10^{-14} \text{ (}\Omega \text{ cm)}^{-1} \text{ }^a, 320 \times 10^{-14} \text{ (}\Omega \text{ cm)}^{-1} \text{ }^b)$$

^a Ref. [8]

^b Ref. [5]

III.5- Medidas de la ganancia en el acoplamiento de dos ondas.

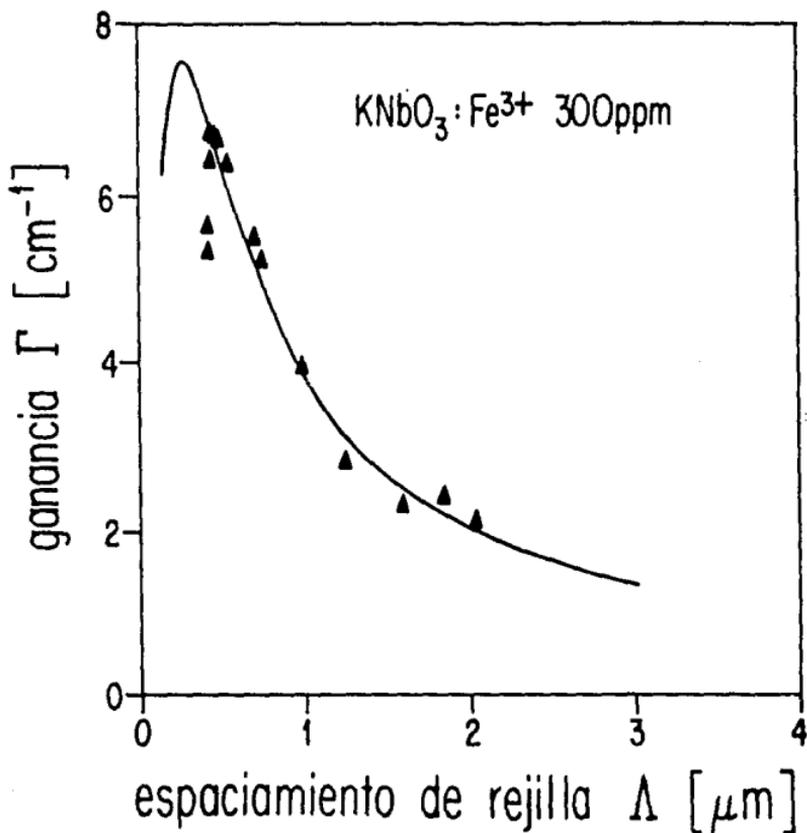


Figura 3.6: Ganancia Γ como función del espaciamento de rejilla Λ para $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 300 ppm a $\lambda = 497$ nm. La curva continua es la curva teórica dada por (3.12) empleando los parámetros N y r_{eff} de la Tabla 3.3.

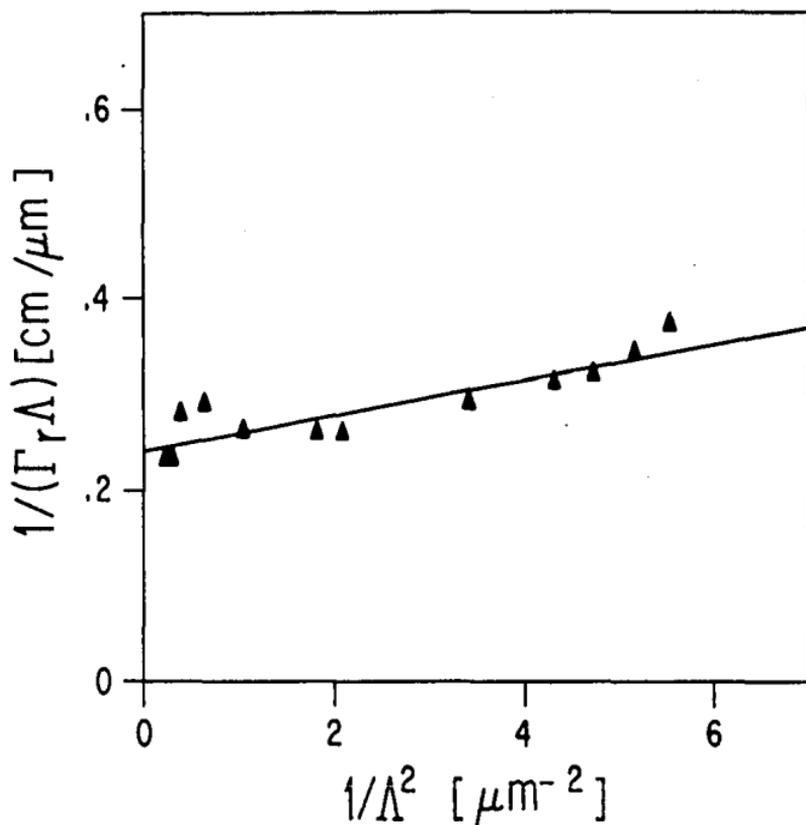


Figura 3.7: $1/(\Gamma_r \Lambda)$ como función de $1/\Lambda^2$ para $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 300 ppm a $\lambda = 497$ nm. La línea recta se ajustó por mínimos cuadrados.

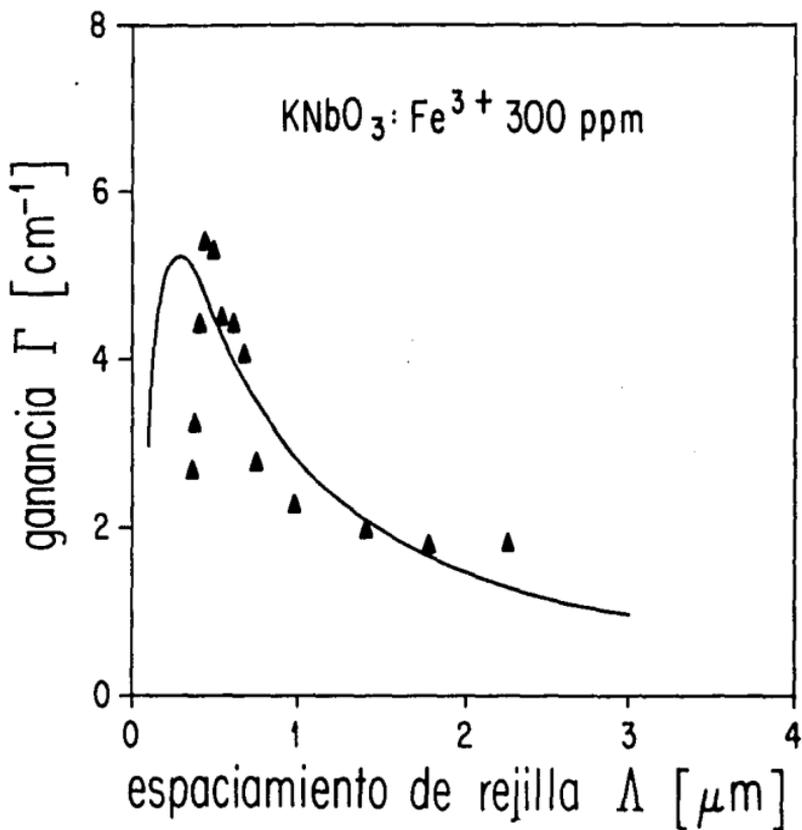


Figura 3.8: Ganancia Γ como función del espaciamento de rejilla Λ para $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 300 ppm a $\lambda = 515$ nm.

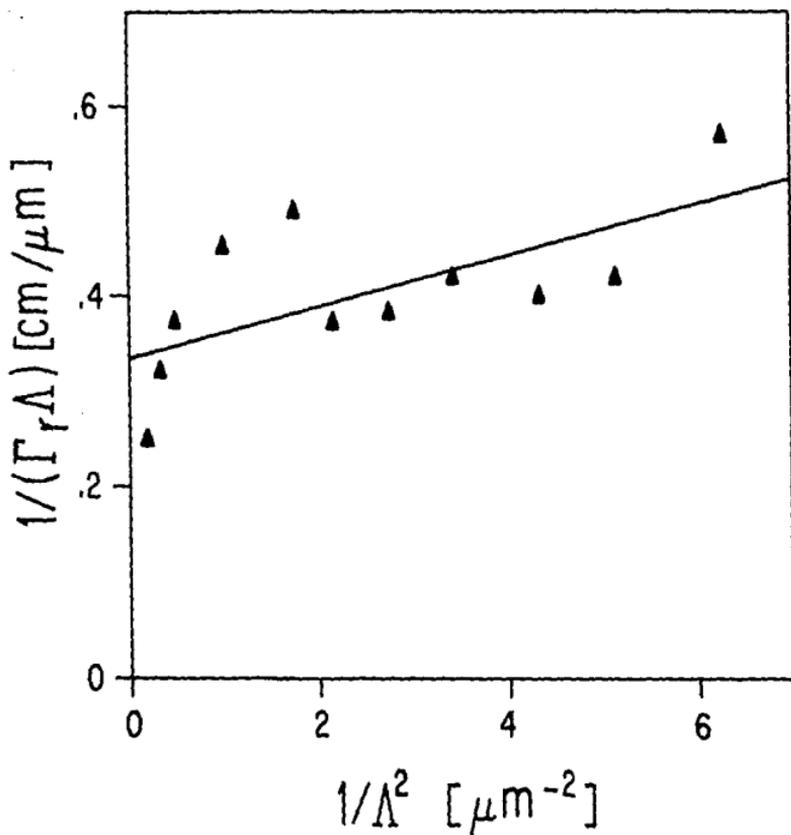


Figura 3.9: $1/(\Gamma_r \Delta)$ como función de $1/\Lambda^2$ para $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 300 ppm a $\lambda = 515$ nm.

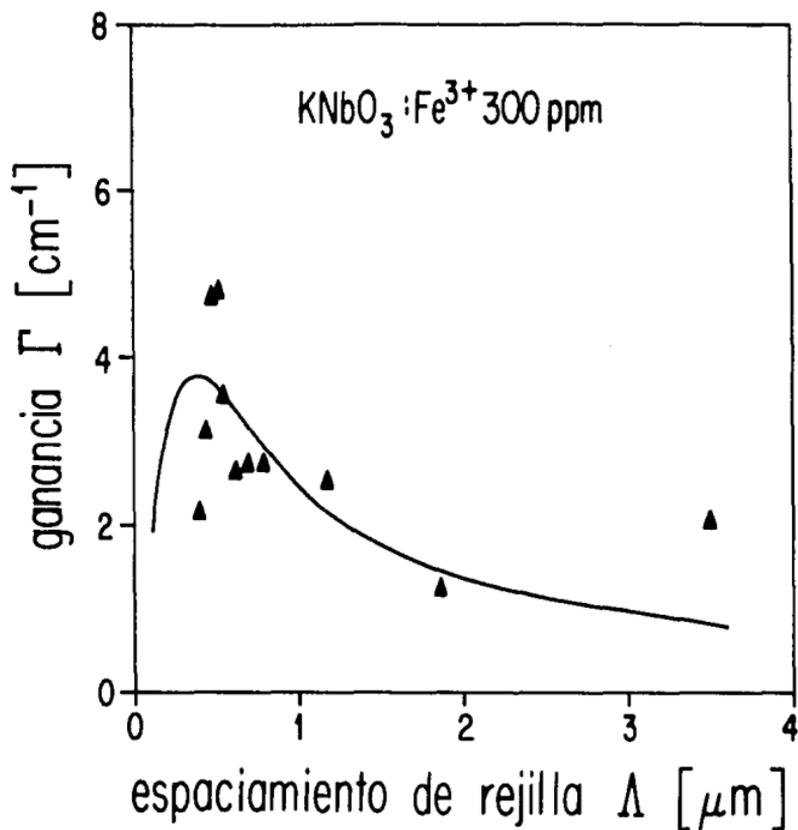


Figura 3.10: Ganancia Γ como función del espaciamento de rejilla Δ para KNbO₃:Fe³⁺ 300 ppm a $\lambda = 488$ nm.

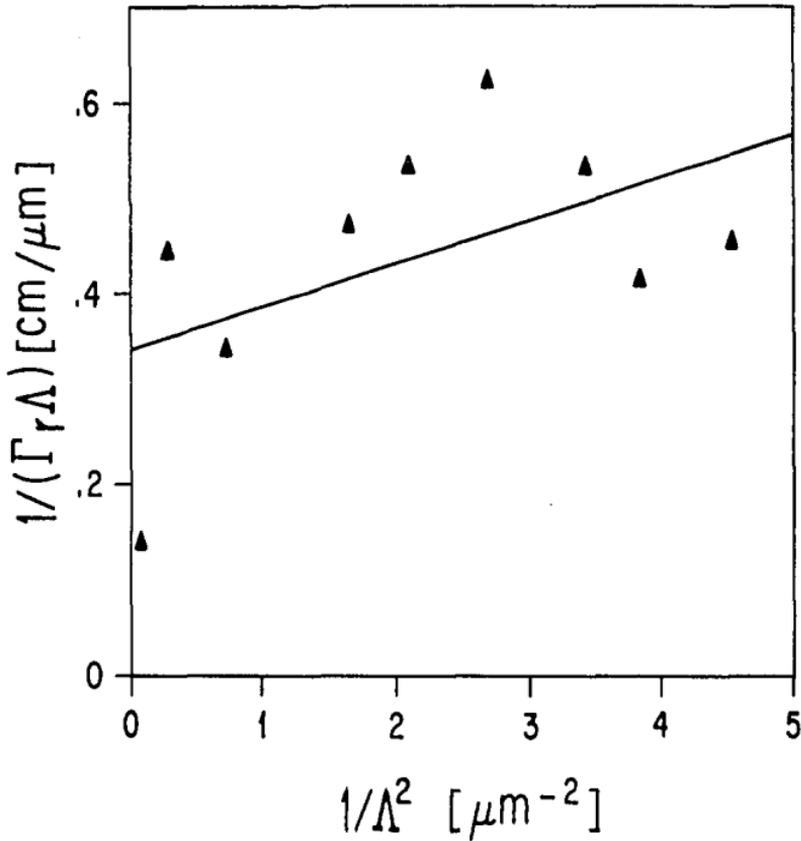


Figura 3.11: $1/(\Gamma_r \Lambda)$ como función de $1/\Lambda^2$ para $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 300 ppm a $\lambda = 488$ nm.

Tabla 3.3: Parámetros obtenidos de los experimentos de acoplamiento de dos ondas para $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 300 ppm.

λ (nm)	signo	r_{eff} (pm/V)	$N = N_A \times 10^{16}$ (cm^{-3})
497	+	16	4.3
515	+	12	3.9
488	+	11	2.2

N_A promedio: 3.5

III.6- Discusión.

La Figura 3.3 muestra que los cristales de KNbO_3 dopados con fierro 3^+ , tienen una absorción óptica en la región de 400 a 600 nm; la cual está ausente en KNbO_3 puro. También se muestra en la Figura 3.3 el incremento en la banda de absorción para las muestras dopadas. Al iluminar las muestras de $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ con luz en la región de 400 - 650 nm, los portadores pueden ser fotoexcitados a la banda de conducción (o valencia); alguna otra longitud de onda en esta región, puede ser usada para medir los parámetros del transporte de carga. Aquí se escogieron las líneas de 515 y 488 nm para comparar con experimentos previos y las otras dos (450 y 633 nm) para obtener nuevos datos.

Los experimentos fueron realizados en vacío (12×10^{-3} torr) ya que las fotocorrientes generadas por la fuente de luz y el campo eléctrico son muy bajas (10^{-12} A/cm²) y a estos niveles, las corrientes piroeléctricas fueron más grandes que las fotocorrientes. Como resultado de la piroelectricidad, la corriente medida se incrementaba lentamente con el tiempo y de aquí, el empleo del filtro para quitar los armónicos de luz infrarroja. Los datos experimentales son mostrados en las Figuras 3.4 y 3.5. La curva de pendiente menor corresponde lógicamente, a la corriente oscura ($I = 0$ en la ecuación (3.1)). Obsérvese como a medida que decrece la longitud de onda, existe un incremento en la pendiente —o lo que es lo mismo, hay una mayor corriente eléctrica en la muestra— que es precisamente el comportamiento que debemos esperar, de acuerdo con las curvas de absorción de la Figura 3.3; ya que a medida que nos acercamos a $\lambda = 450$ nm, hay una mayor absorción en la muestra y por lo tanto, una movilidad mayor de los portadores de carga; sin embargo, para $\lambda = 450$ nm, repetimos varias veces la curva pues notamos cierta inconsistencia en la reproducibilidad experimental y los datos ya no caían muy bien en una línea recta (como se nota principalmente en la Figura 3.4). Cuando las muestras fueron iluminadas con una longitud de onda más corta que 450 nm, la corriente se incrementaba continuamente sin alcanzar un valor estacionario. En estas longitudes de onda, puede haber una contribución de las transiciones banda a banda de los electrones de la red; pues, se está muy cerca de la banda de absorción como se ve en la Figura 3.3.

De las Tablas 3.1 y 3.2 se observa que los valores de la conductividad y los parámetros para el efecto fotovoltaico (ϕ_0) y la fotoconductividad ($\phi_{\mu\tau}$), se encuentran entre los reportados en las referencias [5] y [8] —decimos que se encuentran porque, como vemos, algunos están por arriba (σ_d y $\phi_{\mu\tau}$ en la 3.1 y ϕ_0 en 488 nm, $\phi_{\mu\tau}$ en la 3.2) y otros por abajo (ϕ_0 en la 3.1 y σ_d , ϕ_0 en 515 nm en la 3.2) de los reportados en las referencias citadas; además, obsérvese la enorme diferencia que hay para σ_d en la Tabla 3.2 entre esas referencias— luego, aún con la baja intensidad de la luz empleada aquí (ver Tablas 3.1 y 3.2) se obtuvieron valores comparables a los obtenidos usando iluminación láser (que es unas 100 veces más intensa). Con respecto a la fotosensibilidad, para $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 300 ppm a $\lambda = 488$ nm, el valor es comparable al de la referencia [5]. Reeves et al. [12] determinaron $S_1 = 0.41 \times 10^{-5}$ cm³/J indirectamente por eficiencia de la difracción y su resultado es más bajo que el aquí encontrado, como lo muestran las Tablas 3.1 y 3.2; pero, la concentración de impurezas es desconocida. También obtuvieron $\phi_{\mu\tau} = 5.3 \times 10^{-11}$ cm²/V en $\lambda = 633$ nm,

valor comparable al presentado aquí. En los experimentos, observamos un efecto de memoria en nuestras muestras: después de obtener una curva de densidad de corriente contra el campo eléctrico, su repetición bajo las mismas condiciones en menos de dos días daba una curva por arriba de la primera; es decir, las nuevas medidas de fotocorrientes fueron más grandes que las obtenidas previamente; por lo que para tener reproducibilidad, hubo que dejar las muestras en la oscuridad y a temperatura ambiente por un mínimo de 48 horas. Este proceso podría estar relacionado con la tendencia a la distribución al azar de los portadores, después de mantenerlos en una dirección preferencial de movimiento, causado por el campo eléctrico externo.

Las Figuras 3.6, 3.8 y 3.10 muestran las medidas de la ganancia, obtenidas con la técnica de acoplamiento de dos ondas para la muestra $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 300 ppm. Como podemos ver, las curvas continuas (curvas teóricas) no se ajustan muy bien a los datos experimentales; sobre todo, en la parte donde se encuentra el máximo —obsérvese que las tres curvas teóricas, están corridas hacia la izquierda de la posición del máximo experimental— y esto, creemos que es debido principalmente a dos factores: primero, recuérdese la suposición de ángulos pequeños para el ajuste de los datos experimentales al graficar $1/\Gamma$ vs $1/\Lambda^2$ en la ecuación (2.109). Puesto que los experimentos los realizamos con polarización horizontal ($p = 1$); entonces, en la ecuación (2.109) estamos considerando $\cos\theta/\cos(2\theta) \sim 1$, en el intervalo de variación del ángulo que cubrimos y que fué $\sim (5^\circ, 45^\circ)$; pero ya tan sólo en $\theta = 35^\circ$, $\cos\theta/\cos(2\theta) = 2.4$ y la parte donde se encuentra el máximo (experimental) en las Figuras 3.6, 3.8 y 3.10; corresponden a ángulos mayores que 35° (ver ecuación (3.9)). De hecho, para el trazado de las curvas en las figuras citadas, tuvimos que quitar del ajuste por mínimos cuadrados en las Figuras 3.7, 3.9 y 3.11, los dos primeros puntos que aparecen en la parte izquierda de las Figuras 3.6, 3.8 y 3.10 (ángulos grandes); pues si ya aún, las rectas dibujadas aquí se ven muy forzadas; con los puntos mencionados, ya se estaba lejos de caer en una línea recta; de aquí la discrepancia con la teoría.

Segundo: obsérvese; en general, la dispersión de los puntos experimentales en las 6 Figuras 3.6 - 3.11. Esto es debido fundamentalmente; a la mala, muy mala calidad de la muestra que tenemos (de hecho, con la muestra de $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 150 ppm, no se lograron realizar los experimentos de acoplamiento de dos ondas; pues ésta, ya ni siquiera es transparente); se observan en ella, varios dominios (ya no es monodominio) por lo que al incidir la luz hay mucho esparcimiento. Para nuestras mediciones, usamos una pequeña región del cristal ($\sim 2 \times 2 \text{ mm}^2$) donde se veía suficientemente transparente y además, monodominio; sin embargo, para cada ángulo necesitamos acoplar los haces en la región mencionada; lo cual, no siempre se consigue adecuadamente; sobre todo, para ángulos mayores de 25° (pues los haces, empiezan a estar muy abiertos con respecto a la normal). Para ángulos menores de 25° , es más fácil la superposición de los haces en la región escogida del cristal. Las curvas, fueron repetidas varias veces; en particular, la de la Figura 4.4 ($\lambda = 497 \text{ nm}$) y notamos que es muy difícil obtener reproducibilidad.

Aún con aquellos inconvenientes, obtuvimos las r_{eff} y N_A mostradas en la Tabla 3.3; que, comparadas con los datos de las referencias [7] y [8] nos dan una r_{eff} menor pero del mismo orden y una N_A similar ([7] y [8] reportan $r_{\text{eff}} = 43 \text{ pm/V}$ y $N_A = 2.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ para

515 nm) —de la Tabla 3.3, estamos pensando en el valor promedio de N_A ; ya que la concentración de aceptores, no debe depender de la longitud de onda empleada; es un parámetro del material—.

III.7- Conclusiones.

Se han medido fotocorrientes en $\text{KNbO}_3\text{:Fe}^{3+}$, con un sistema que usa una fuente de luz blanca y un monocromador. Notamos que se debe tener cuidado de evitar las corrientes piroeléctricas y cuidado con los efectos de memoria. Los resultados obtenidos indican que, aún con una fuente de luz de baja intensidad, los valores encontrados para los parámetros fotovoltaico, fotoconductor y corriente oscura, son comparables a los reportados empleando iluminación láser. El gran mérito de nuestro dispositivo es que, podemos medir los parámetros en longitudes de onda en que los láseres no existen o bien, no están disponibles. Los valores para fotosensibilidad, también fueron calculados y estos son comparables a los reportados en la literatura.

Finalmente se ha montado y puesto en operación, la técnica de acoplamiento de dos ondas, proporcionando los primeros resultados satisfactoriamente. Con ello se tiene una técnica poderosa para el estudio del efecto fotorrefractivo; el cual hasta la fecha, no ha sido realizado por grupo alguno en México; tampoco sabemos de la existencia de esta técnica en ningún otro laboratorio del país. Claro, falta mucho por hacer; entre ello, a corto plazo se tiene pensado mecanizar el movimiento de los espejos y la montura, para ajustar el ángulo de incidencia de los haces en la muestra (actualmente esto lo hacemos manualmente). También se tiene pensado, el empleo de un sistema computarizado para obtener y procesar la información automáticamente. Por ahora, se está tratando de conseguir muestras de mejor calidad óptica con otra concentración de hierro para realizar los estudios aquí señalados.

Bibliografía.

- [1] P. Günter, Phys. Rep. 93 (1982) 199.
- [2] P. Günter y F. Micheron, Ferroelectrics 18 (1987) 27.
- [3] D. von der Linde y A. M. Glass, Appl. Phys. 8 (1975) 85.
- [4] G. C. Valley y M. B. Klein, Opt. Eng. 22 (1983) 704.
- [5] P. Günter, Ferroelectrics 22 (1978) 671.
- [6] P. Günter y J. P. Huignard, en Photorefractive materials and their applications I, eds. P. Günter y J. P. Huignard (Springer, Berlín, 1988).
- [7] E. Voit, Ph. D. Thesis, ETH Zurich, inpublicada (1988).
- [8] C. Medrano, E. Voit, P. Armhein y P. Günter, J. Appl. Phys. 64 (1988) 4668.
- [9] M. Di Domenico Jr. y S. H. Wemple, J. Appl. Phys. 40 (1969) 720.
- [10] P. Günter, Optics Comm. 11 (1974) 285.
- [11] S. H. Wemple y M. Di Domenico, Applied Solid State Science, Vol. 3, ed. R. Wolfe (Academic, New York, 1972).
- [12] R. J. Reeves, M. G. Jani, B. Jassemnejad, R. C. Powell, G. J. Mizell y W. Fay, Phys. Rev. B 43 (1991) 71.
- [13] P. Günter y J. P. Huignard, en Photorefractive materials and their applications II, eds. P. Günter y J. P. Huignard (Springer, Berlín, 1989).
- [14] F. H. Mok, M. C. Tackitt y H. M. Stoll, Optics Letters 16 (1991) 605.
- [15] C. A. Walsh y W. E. Moerner, J. Opt. Soc. Am. B 9 (1992) 1642.
- [16] Amnon Yariv y Pochi Yeh, Optical waves in crystals (Wiley-Interscience 1984).
- [17] Hecht y Zajac, Optica (Addison-Wesley, 1986).
- [18] P. Günter, Electro-optic and photorefractive materials, proceedings of the International School on Material Science and Technology, Erice, Italy, July 6-17, 1986 (Springer-Verlag Berlin).
- [19] S. M. Silence, C. A. Walsh, J. C. Scott y W. E. Moerner, Apply. Phys. Lett. 61 (1992) 2967
- [20] Kukhtarev et al., Ferroelectrics 22, 949 y 961 (1979).
- [21] Ratnakar R.N. y Warren K. K., J. Opt. Soc. Am. B 3 (1986) 274.
- [22] L. Holtmann, K. Buse, G. Kuper, A. Groll, H. Hessey Krätzig Appl. Phys. A 53, 81 (1991).
- [23] J. Garcia M. et al., Optical Materials 3 (1994).
- [24] S. G. Zhukov et al., J. Apply Crystallogr. 25 (1992) pt. 6, 800.
- [25] Wang Yongling, IEEE 7th International Symposium on Applications of Ferroelectrics, IL., USA, c-8 June (1990) 9.
- [26] Y. Furukawa et al. J. Apply. Phys. 72, 8, (1992) 3250.
- [27] H. Ito, Proceedings of the Fifth Toyota Conferene on Nonlinear Optical Materials, Japan (1991) , 495.
- [28] M. Ichiki et al., Jpn. J. Appl. Phys. 1, Regul. Pap. Short Notes (Japan), 31, 913, (1992) 3212.
- [29] R. Resta et al., Phys. Rev. Lett., 70, 7 (1993) 1010.
- [30] N. de Mathan et al., J. Phys. Condens. Matter 5, 9, (1993) 1261.