

23
ZEJ



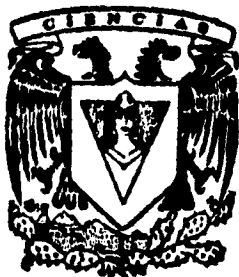
**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

**ACOPLAMIENTO DE DOS ONDAS EN CRISTALES
FOTORREFRACTIVOS DE $KNbO_3:Fe^{3+}$.**

**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:**

OMAR GUILLERMO MORALES SAAVEDRA



ASESOR DE TESIS:

DR. JORGE A. GARCIA MACEDO

**FACULTAD DE CIENCIAS
SECRETARÍA ESCOLAR**

MEXICO, D. F.

SEPTIEMBRE DE 1995

FALLA DE ORIGEN

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



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 esta 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.



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

M. en C. Virginia Abrín Batule
Jefe de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo de Tesis: "ACOPLAMIENTO DE DOS ONDAS
EN CRISTALES FOTORREFRACTIVOS DE $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ "

realizado por MORALES SAAVEDRA OMAR GUILLERMO

con número de cuenta 8739316-1 , pasante de la carrera de FISICA

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis
Propietario

OR. JORGE ALFONSO GARCIA MACEDO *J. Garcia*

Propietario

OR. ROBERTO ORTEGA MARTINEZ *R. Ortega*

Propietario

OR. ALIPIO GUSTAVO CALLES MARTINEZ *A. Calles*

Suplente

OR. PABLO DE LA MORA Y PALOMAR ASKINASY *P. de la Mora*

Suplente

M. EN C. LUIS MIGUEL APATIGA CASTRO *L. Apatiga*

Consejo Departamental de Física *R. Buelas*

OR. ROBERTO ALEJANDRO BUELAS MAYORGA
Coordinador de Licenciatura

AGRADECIMIENTOS.

- **A mis padres por su apoyo, cariño, ayuda y todo lo demas.....**
- **A mi hermana por el apoyo que siempre me brindo durante la carrera y a Cesarito esperando que algun día entienda este trabajo.**
- **A mi novia Cris.**
- **A mi asesor Dr. Jorge García Macedo por sus enseñanzas, apoyo y paciencia en la realización de esta Tesis.**
- **A mis sinodales por sus valiosas comentarios y correcciones.**
- **Al IF-UNAM por las facilidades brindadas para la realización de este trabajo.**
- **A la Coordinación de Programas Academicos de la Secretaría General, UNAM, por el apoyo económico otorgado en este proyecto.**

INDICE.

| | |
|--------------------------|----------|
| PRESENTACION..... | 1 |
|--------------------------|----------|

CAPITULO I. OPTICA NO LINEAL Y EFECTO FOTORREFRACTIVO.

| | |
|--|-----------|
| I.1 INTRODUCCION..... | 2 |
| I.2 OPTICA LINEAL VS. OPTICA NO LINEAL..... | 3 |
| I.3 DESCRIPCION BASICA DEL EFECTO FOTORREFRACTIVO..... | 5 |
| I.4 MECANISMOS DE TRANSPORTE Y MODELO DE BANDA..... | 9 |
| I.5 REQUERIMIENTOS Y GRUPOS DE LOS MATERIALES FOTORREFRACTIVOS..... | 10 |

CAPITULO II. BASES TEORICAS DEL EFECTO FOTORREFRACTIVO Y DE ACOPLAMIENTO DE DOS ONDAS.

II.1 TEORIA ELECTROMAGNETICA.

| | |
|---|-----------|
| II.1.1 Medios materiales..... | 12 |
| II.1.2 Propagación de ondas en medios anisotrópicos..... | 14 |
| II.1.3 Cristales uniaxiales y biaxiales..... | 18 |

II.2 ELECTRO-OPTICA Y TEORIA DE KUKHTAREV.

| | |
|---|-----------|
| II.2.1 El elipsoide de índices..... | 20 |
| II.2.2 Efectos electro-ópticos..... | 21 |
| II.2.3 Teoría de Kukhtarev del efecto fotorrefractivo..... | 24 |

II.3 TEORIA DE DIFRACCION Y DE ACOPLAMIENTO DE DOS ONDAS.

| | |
|--|-----------|
| II.3.1 Difracción de Bragg (isotrópica y anisotrópica) en las rejillas fotoinducidas..... | 30 |
| II.3.2 Teoría de acoplamiento de dos ondas..... | 32 |

CAPITULO III. TECNICA EXPERIMENTAL DE ACOPLAMIENTO DE DOS ONDAS, ANALISIS COMPUTARIZADO DE DATOS EXPERIMENTALES Y RESULTADOS OBTENIDOS.

| | |
|--|-----------|
| III.1 NUESTRAS MUESTRAS DE $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$..... | 40 |
| III.2 TECNICA DE ACOPLAMIENTO DE DOS ONDAS..... | 42 |

| | |
|---|-----------|
| III.3 OBTENCION Y ANALISIS COMPUTARIZADO DE DATOS EXPERIMENTALES. | |
| III.3.1 Adquisicion de datos mediante la tarjeta PCL-712..... | 44 |
| III.3.2 Descripción básica del programa..... | 46 |
| III.4 RESULTADOS EXPERIMENTALES, DISCUSION Y CONCLUSIONES. | |
| III.4.1 Resultados experimentales | |
| a) Calibración del fotómetro..... | 49 |
| b) Medidas de estabilidad en el grabado de la rejilla holográfica..... | 50 |
| c) Ejemplo de ajustes de datos experimentales por medio del programa de computo..... | 51 |
| d) Medidas de ganancia en el acolamiento de dos ondas..... | 53 |
| III.4.2 Discusión..... | 72 |
| III.4.3 Conclusiones..... | 73 |
| BIBLIOGRAFIA..... | 75 |
| APENDICE A. Materiales Fotorrefractivos..... | 76 |
| APENDICE B. Grupos Cristalográficos..... | 77 |
| APENDICE C. Programa PhotorrefractiveData.EXE..... | 80 |

PRESENTACIÓN.

La ciencia de la óptica es, sin lugar a dudas, una de las ramas más espectaculares de la física y su evolución es cada vez más acelerada. La óptica nos ha dado desde hace siglos aplicaciones sorprendentes e invaluable y hoy en día son innumerables los beneficios que de ella se obtienen. En la óptica moderna una de las ramas de mayor interés es la de la óptica no-lineal, que estudia las propiedades no lineales de los materiales al actuar con la luz. Dentro de esta rama ha emergido un tema muy interesante conocido como efecto fotorrefractivo, el cual se presenta en cierto tipo de cristales ferroeléctricos. Este efecto tiene un gran potencial en aplicaciones tecnológicas.

En este trabajo de tesis se estudiará un fenómeno derivado del efecto fotorrefractivo conocido como acoplamiento de dos ondas, este fenómeno da origen a varias aplicaciones como son la amplificación de haces de luz coherente, la creación de dispositivos direccionadores de haces, la amplificación y recuperación de información óptica, entre otras. El trabajo se centrará en el estudio de tres cristales fotorrefractivos de niobato de potasio (KNbO_3) contaminados con dos diferentes concentraciones de Fe^{3+} , este estudio se hará mediante experimentos de acoplamiento de dos ondas. Los experimentos nos darán la información necesaria para caracterizar las propiedades no lineales de los cristales como son: Los coeficientes electro-ópticos efectivos de cada cristal, la ganancia de energía en el acoplamiento de dos ondas y el número y signo de los portadores de carga libre mayoritarios dentro del volumen del material. Debemos mencionar que esta carga libre es la responsable de la aparición del efecto fotorrefractivo en este tipo de cristales.

Dado que estos experimentos requieren de gran paciencia, precisión y tiempo para analizar los resultados, se elaboró un programa de cómputo capaz de obtener y analizar todos los datos requeridos y presentar los resultados en forma de gráficas teóricas y experimentales, realizando los cálculos y ajustes teóricos. Este programa reduce el trabajo de análisis en un 90% y permite realizar los experimentos de manera más eficiente.

La tesis se divide en tres capítulos. El primero consiste en una introducción general de los temas a tratar. El segundo presenta las bases teóricas tanto del efecto fotorrefractivo como del fenómeno de acoplamiento de dos ondas. En el tercer capítulo se describe la técnica experimental de acoplamiento de dos ondas, se explica la forma en que se realizaron los experimentos, se describe el programa de cómputo que los automatiza (cuyo listado se da en el apéndice C), se presentan los resultados experimentales hallados para nuestras muestras de $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$, se discuten y se comentan resultados y se da un listado de las conclusiones.

Este trabajo se realizó en el laboratorio de propiedades ópticas de sólidos del IFUNAM con el apoyo de la Coordinación de Programas Académicos de la Secretaría General, UNAM.

CAPITULO I. OPTICA NO LINEAL Y EFECTO FOTORREFRACTIVO.

I.1 INTRODUCCION

Hasta antes de la invención de los láseres se asumía que los materiales ópticos eran esencialmente pasivos, inalterables al paso de la luz a través de ellos, sin embargo, las altas potencias de los láseres hicieron posible por primera vez observar que la presencia de luz podía inducir efectos en estos medios. Estos efectos (como el cambio de la absorción óptica y la generación de armónicos de frecuencia óptica) que son respuestas no-lineales del material y de la misma luz dieron origen al estudio de la óptica no-lineal.

En los últimos años ha emergido un nuevo campo de interés en la óptica no-lineal y en la fotónica, este campo ha permitido el desarrollo de algunas líneas de investigación de la óptica moderna como son: La holografía, el procesamiento de señales ópticas, el desarrollo de dispositivos ópticos como moduladores espaciales de luz, interferómetros, componentes ópticos integrados, etc. También ha creado nuevas aplicaciones como la generación de frentes de onda de fase conjugada, la transmisión y amplificación de imágenes, la construcción de resonadores ópticos y el almacenamiento de información por holografía dinámica entre otras.

El origen de este nuevo campo surgió en 1966 cuando 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 electro-ópticas, acusto-ópticas y aplicaciones no-lineales, de esta forma el fenómeno fue referido solo como un "daño óptico" no deseable en estos cristales y por su naturaleza fue llamado más tarde "Efecto Fotorrefractivo". 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 resoluciones hasta de 1600 líneas por milímetro (rejillas holográficas); experimentalmente ya han sido grabados hasta 500 hologramas con una capacidad máxima de 5 Mbits/mm² en LiNbO_3 , correspondiendo a una densidad de almacenamiento de 10^{11} bits/cm² [1].

El fenómeno fue encontrado más tarde en una gran variedad de cristales electro-ópticos como: KTN, BSO, NBN, KNSBN, BSO, BGO, GaAs, InP y CdTe (vease apéndice A). Recientemente se ha observado también en algunos polímeros orgánicos los cuales son de menor dificultad en su preparación y de menor costo que los cristales antes citados [2,3,4].

1.2 OPTICA LINEAL VS. OPTICA NO-LINEAL

Es conocido el hecho de que un haz de luz se propaga en línea recta en un medio homogéneo, la velocidad de propagación está dada por c/n con n el índice de refracción y c la velocidad de la luz en el vacío. En una interfase entre dos medios, la reflexión y la refracción ocurren como resultado de la discontinuidad dieléctrica.

En la óptica lineal, el índice de refracción es una constante dependiente de la frecuencia (o longitud de onda) de la luz empleada y la reflexión y refracción son independientes de la intensidad del haz de luz.

Para cada medio óptico, su índice de refracción está fuertemente relacionado con el arreglo de sus átomos y la distribución de sus electrones. Al iluminar estos medios las cargas (en su mayoría electrones) son movidas hacia un lado y hacia otro al paso del campo eléctrico del haz de luz incidente, los electrones en movimiento generarán a su vez radiación con un campo proporcional al campo incidente. Todo esto resulta en un cambio de fase del haz transmitido, este cambio es equivalente a una menor velocidad de propagación.

Si la intensidad del haz incidente es pequeña de tal forma que su campo eléctrico sea mucho más pequeño que el campo inter-atómico del medio, se puede mostrar que el cambio de fase es independiente de la intensidad del haz. Este es el régimen de la óptica lineal.

Cuando la intensidad del haz de luz es muy grande tal que su campo eléctrico es comparable al campo inter-atómico del medio, la distribución de los electrones en el medio puede ser modificada por la radiación. Esto nos lleva a obtener un nuevo índice de refracción, la reflexión y refracción en una interfase y la propagación a través de un medio dependerá ahora de la intensidad del haz incidente. Este es el régimen de la óptica no-lineal.

A un nivel fundamental, la óptica no-lineal estudia la interacción de haces de luz con la materia y es llamada no-lineal debido a que el material responde en esta forma a la amplitud del campo eléctrico.

Sabemos que la propagación de haces de luz en un medio material está determinada por el índice de refracción y si el índice de refracción del medio puede ser controlado por la iluminación de un haz potente de luz, entonces podremos manipular la propagación de cualquier haz luminoso por medio de la aplicación de este haz potente. Esto nos lleva a una gran variedad de innovaciones tecnológicas basadas en el control de la luz por la propia luz.

En la teoría electromagnética de la luz, la respuesta de los materiales ópticos a la iluminación se describe mediante la siguiente ecuación:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi_1 \mathbf{E} + \epsilon_0 \chi_2 \mathbf{E}\mathbf{E} + \epsilon_0 \chi_3 \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \quad (1.2-1)$$

donde \mathbf{P} es la polarización inducida en el medio, ϵ_0 es la permitividad en el espacio vacío, \mathbf{E} es el campo eléctrico de la luz y χ_1 , χ_2 , χ_3 , etc. son las constantes del desarrollo en serie de Taylor de la susceptibilidad eléctrica del medio. La óptica lineal es descrita por χ_1 y se relaciona con el índice de refracción por

$$n^2 = 1 + \chi_1 \quad (1.2-2)$$

La óptica no-lineal se genera principalmente con χ_2 y χ_3 , estos parámetros dan lugar a numerosos fenómenos en la respuesta del medio y a numerosas aplicaciones. El término de segundo orden $\chi_2 \mathbf{E}\mathbf{E}$ es el responsable de la generación del segundo armónico (doblador de frecuencia), de la amplificación paramétrica y la oscilación. El término de tercer orden $\chi_3 \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E}$ es el responsable de fenómenos tales como la generación del tercer armónico, la dispersión de Raman y de Brillouin, el auto-enfocamiento y la conjugación de fase óptica.

Para bajas intensidades de luz, los términos de más alto orden son muy pequeños y la óptica se describe adecuadamente por el primer término $\epsilon_0 \chi_1 \mathbf{E}$. El término de segundo orden puede ser visto como una modificación al primer término por:

$$\Delta \chi_1 = \chi_2 \mathbf{E} \quad (1.2-3)$$

Para medios ópticos comunes χ_2 es del orden de 1 y para intensidades de luz ordinarias similares a la de la luz del sol al nivel del mar, el campo eléctrico de la luz es del orden de 10V/cm. Para haces láser con moderada potencia, el campo eléctrico asociado es comparable al campo eléctrico inter-atómico de alrededor de 10^7 V/m. La iluminación con luz láser de materiales no lineales, como hemos citado en la introducción, induce en ellos el efecto fotorrefractivo que es, como ya se explicó, un cambio en el índice de refracción el cual afecta la forma en que la luz se propaga a través de ellos.

I.3 DESCRIPCION BASICA DEL EFECTO FOTORREFRACTIVO.

El efecto fotorrefractivo puede ser descrito en forma simple de la siguiente manera:

Si se hacen incidir dos haces láser coherentes entre si y de la misma frecuencia sobre un material fotorrefractivo, se formará un patrón de interferencia dentro de éste, el cual genera una redistribución de las cargas libres existentes en el volumen del material. Las cargas se moverán 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 E_{sc}), el cual provoca una variación en el índice de refracción via el efecto electro-óptico lineal o efecto Pockels (vease sección II.2.2). La red cristalina es a su vez distorsionada (aproximadamente en un 0.01%) lo cual contribuye tambien al efecto. En las figuras 1.1 y 1.2 se ilustra el proceso.

La distribución espacial de las franjas que se registra en el espesor de la muestra forma 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. Una característica importante de los hologramas de volumen es la interdependencia (a través de la ley de Bragg) de la longitud de onda y el ángulo de esparcimiento; es decir, solo un color dado de luz será difractado a un ángulo particular por el holograma. Modificando sucesivamente el ángulo de incidencia (o la longitud de onda), un sólo medio puede almacenar cientos de hologramas coexistentes a la vez, esto hace tales sistemas muy atractivos como dispositivos de memoria densamente empacados. Cada holograma grabado puede ser recuperado al dirigir al cristal un haz láser con el ángulo apropiado.

La naturaleza de volumen de los hologramas en el espesor del material permite la interferencia de uno de los haces de luz incidentes con el haz difractado del otro haz dentro del medio de grabado. Este efecto causa el grabado continuo de la rejilla de índices de refracción, la cual es no uniforme a través de la anchura del material y puede estar corrida en fase con respecto a la rejilla de intensidades, este corrimiento de fase entre el patrón de franjas y la rejilla grabada, conduce a una redistribución dinámica de energía entre los haces de grabado. La autodifracción existe debido a que la escritura y lectura de la rejilla ocurren simultáneamente y de una manera autoconsistente, dando lugar a una de las más útiles consecuencias propias del efecto fotorrefractivo, que es el intercambio de energía entre los dos haces de grabado, lo cual se conoce como acoplamiento de dos ondas (en la sección II.3.2 se discutirá la teoría del fenómeno). En el caso estacionario, la máxima transferencia de energía (ganancia) se logra si la rejilla holográfica esta corrida por un cuarto del espaciamiento entre franjas (corrimiento de $\pi/2$).

Todo lo anterior se genera gracias a la existencia de cargas libres en el interior del material, las fuentes de estas cargas eléctricas pueden ser:

- a) Defectos mecanicos en la red cristalina del material.
- b) Dopantes sustitucionales en la red.
- c) Dopantes intersticiales en la red.

Cantidades del orden de partes por millón (10^{15} partes por cm^3) pueden causar el efecto fotorrefractivo. Cada defecto o dopante puede ser la fuente de una carga extra, la cual puede ser o un electrón o un hueco dependiendo del cristal con que se este trabajando. En la obscuridad las cargas son atrapadas, en presencia de luz estas pueden moverse libremente hasta que eventualmente son capturadas nuevamente en las zonas oscuras.

Cada carga que se mueve dentro del cristal deja atrás una carga inmóvil de signo opuesto, en la región entre esas dos cargas el campo eléctrico es muy fuerte y la red sufre su máxima distorsión.

En la actualidad se sabe que el introducir impurezas en el material es más conveniente que generar defectos en la red, pues al generar defectos se tienen solo unas cuantas posibilidades de quitar átomos a las moléculas, en cambio al introducir impurezas se puede escoger entre una gran variedad de elementos, los cuales por razones obvias son los metales (junto con todas las ionizaciones posibles).

Dependiendo de la brecha de energía prohibida del material y los niveles de energía de los donores o aceptores de carga, así como la cantidad de los iones impureza contenidos en éste, el efecto fotorrefractivo puede ser inducido por radiación UV, visible o infrarroja; sin embargo, las rejillas holográficas se graban mejor con láseres visibles continuos como: Ar, Kr, He-Cd, He-Ne. Los tiempos de almacenado y de decaimiento de los hologramas grabados van desde segundos para KNbO_3 , horas para KTN a meses y años para LiNbO_3 , esto depende de la eficiencia del transporte de carga fotoinducido [5,6].

Para una gran eficiencia fotorrefractiva, son necesarios los donores adecuados o trampas y una eficiente migración de las cargas. En la mayoría de los cristales ferroeléctricos con un octaedro de oxígeno que presentan gran efecto fotorrefractivo, las impurezas de hierro son los centros donores y de captura más importantes [7,8,9].

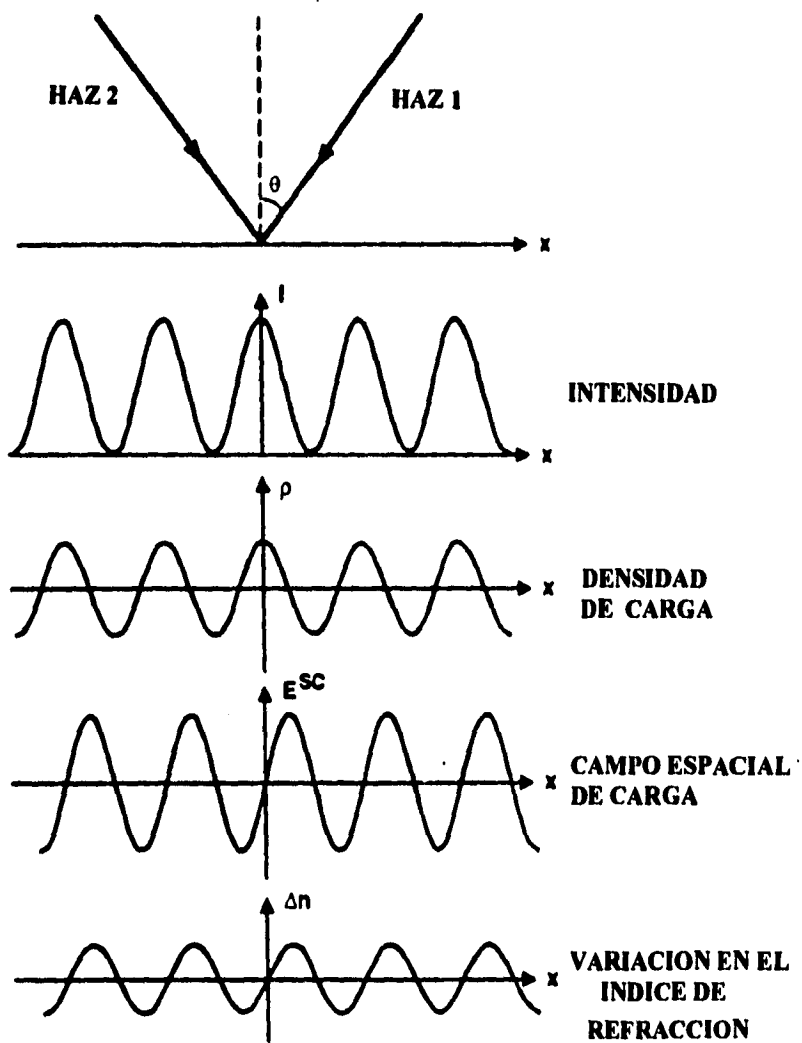
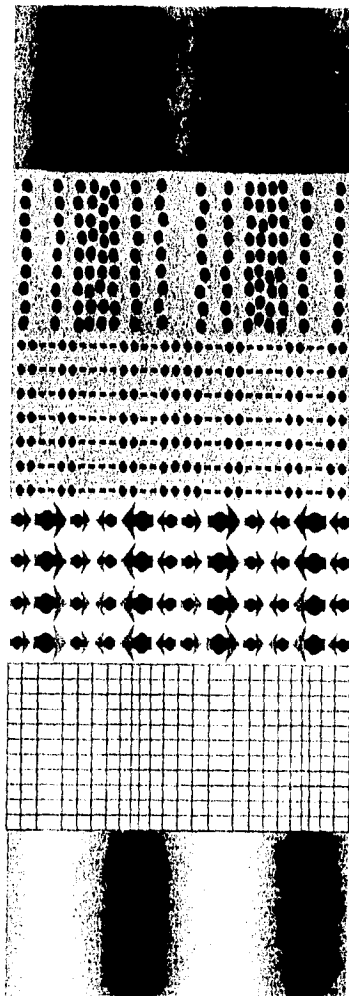


Figura 1.1. Producción del efecto fotorrefractivo.



1. Dos haces interfieren en un cristal fotorrefractivo creando un patrón de interferencia.

2. Los electrones móviles migran de las zonas brillantes del cristal

3. Los electrones móviles se acumulan en las regiones oscuras, dejando regiones de carga positiva.

4. La intensidad del campo eléctrico entre las regiones de carga positiva y negativa.

5. El campo eléctrico distorciona la red del cristal.

6. La distorsión provoca que la luz viaje más lento en unas regiones y más rápido en otras. La rejilla de índices de refracción está corrida un cuarto de período respecto al patrón de intensidades.

Figura 1.2. Representación esquemática del efecto fotorrefractivo.

I.4 MECANISMOS DE TRANSPORTE Y MODELO DE BANDA.

El modelo teórico que mejor describe los resultados experimentales del efecto fotorrefractivo fue derivado por Kukhtarev et. al. en 1979 [10]. Este es un modelo de transporte de carga el cual supone que los electrones (o huecos) fotoexcitados, son sacados de los sitios donores llenos (o vacíos) y enviados a la banda de conducción (o de valencia); donde migran por difusión, por la acción de un campo eléctrico (deriva) o debido al efecto fotovoltaico, a las regiones oscuras y son posteriormente reatrapados por los donores vacíos (o llenos), véase la figura 1.3.

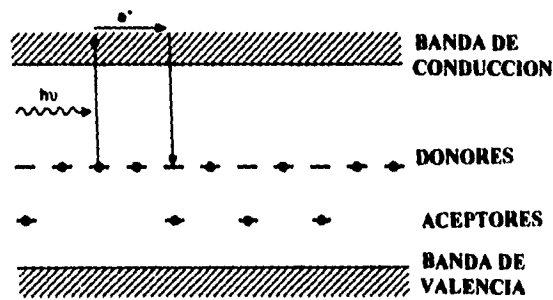


Figura 1.3 Modelo de banda para el transporte de carga.

El movimiento de los portadores libres fotoexcitados se explica, como ya se mencionó con tres diferentes mecanismos:

i) **Difusión:** La intensidad de la 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 estos, está reducida si la comparamos con la amplitud espacial de densidad de donores ionizados. Esta diferencia de amplitudes da origen a una distribución de carga espacial modulada en fase con la intensidad de luz. La distribución de campo eléctrico resultante E_x , 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 el efecto en cristales paraeléctricos tales como GaAs y en alto grado en ferroeléctricos como KNbO_3 , donde las corrientes fotovoltaicas pueden ser despreciadas.

iii) **Efecto fotovoltaico:** En un gran número de cristales electro-ópticos puede producirse una fotocorriente sin voltaje aplicado. Los los fotoelectrones son excitados dentro de la banda de energía prohibida (ver fig.3.1) con una dirección preferencial a lo largo del eje polar (una de las direcciones principales de los cristales anisotrópicos, ver figura 3.1 para KNbO_3). Glass et. al. han explicado estas corrientes de campo cero por un efecto fotovoltaico debido a un proceso de transferencia de carga asimétrica y a 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).

1.5 REQUERIMIENTOS Y GRUPOS DE LOS MATERIALES FOTORREFRACTIVOS.

Los materiales fotorrefractivos son en su gran mayoría materiales electro-ópticos, las principales características que deben ser consideradas al escoger estos materiales para aplicaciones fotorrefractivas son [5 pag. 46 ó 23 pag. 11]:

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

El punto 3) es de especial interés para este trabajo pues es el que da origen a fenómenos y aplicaciones como la holografía dinámica, amplificación y direccionamiento de luz coherente y conjugación de fase óptica.

Los principales grupos de materiales fotorrefractivos son:

a) Los ferroelectricos con un octaedro de oxígeno (estructura de red ABO_3).

Estos materiales muestran los efectos electro-ópticos más grandes y la mayoría del trabajo concierne al efecto ha sido concentrado en este grupo de materiales. La fuente primaria de fotoportadores en cristales no dopados, son concentraciones pequeñas de impurezas de Fe (~ 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 de 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, etc.).

b) Materiales paraelectricos electro-ópticos y fotoconductivos.

Los materiales BSO, BGO, BTO, etc. pueden ser crecidas fácilmente, pertenecen al grupo cristalografico 43m (vease Apéndice B) y son ópticamente anisotrópicos si no se les aplica un campo eléctrico. Con campo eléctrico aplicado se vuelven fuertemente birrefringentes.

c) Semiconductores.

Materiales tales como GaAs, InP, CdFe, etc. tienen aceptables fotoconductividades y muestran rápida respuesta de grabado en el infrarrojo cercano ($0.95-1.35 \mu\text{m}$) pero los coeficientes electro-ópticos son bastante pequeños y por ello los cambios en el índice de refracción fotoinducidos son también pequeños.

d) Cerámicas electro-ópticas.

Cerámicas ferroeléctricas altamente transparentes de la familia de titanato de plomo-zirconio PLZT con estructura de perovskita, muestran efectos electro-ópticos interesantes y pueden ser producidas a bajo costo en piezas grandes. El efecto fotorrefractivo ha sido observado a altas potencias de láseres, pero los bajos valores de fotoconductividad conducen a tiempos de grabado demasiado prolongados, no obstante, se tiene una gran esperanza en encontrar mejores resultados en estas muestras.

CAPITULO II

BASES TEORICAS DEL EFECTO FOTORREFRACTIVO Y DE ACOPLAMIENTO DE DOS ONDAS.

En este capítulo se dará una breve revisión de la teoría electromagnética en medios materiales y de la propagación de ondas en cristales anisotrópicos, en seguida se discutirán los efectos electro-ópticos más importantes y la teoría de Kukhtarev del efecto fotorrefractivo para finalmente discutir la teoría de difracción de Bragg (isotrópica y anisotrópica) y la teoría de acoplamiento de dos ondas. Las unidades usadas en este trabajo serán las del sistema MKS.

II.1 TEORIA ELECTROMAGNETICA

II.1.1 MEDIOS MATERIALES

Todos los fenómenos en electromagnetismo, incluyendo la propagación de ondas electromagnéticas, son descritos por las ecuaciones de Maxwell :

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (2.1-1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{J} \quad (2.1-2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.1-3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.1-4)$$

donde \mathbf{E} es el vector de campo eléctrico, \mathbf{B} el vector de inducción magnética, \mathbf{D} el vector de desplazamiento eléctrico, \mathbf{J} el vector de densidad de corriente, \mathbf{H} el vector de intensidad magnética y ρ la densidad de carga eléctrica. Estos vectores se relacionan por las siguientes ecuaciones de medios materiales:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.1-5)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \quad (2.1-6)$$

donde ϵ_0 , μ_0 son constantes conocidas como permitividad eléctrica y permeabilidad magnética en el vacío, \mathbf{P} es el vector de polarización eléctrica y \mathbf{M} el de polarización magnética. Todos los materiales descritos en este trabajo son no magnéticos (en otras palabras son dieléctricos puros con $\mathbf{M}=0$). El vector \mathbf{P} representa la respuesta del material bajo la influencia de un campo eléctrico, en el régimen de la óptica lineal \mathbf{P} es directamente proporcional a \mathbf{E} y se escribe como:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi \mathbf{E} \quad (2.1-7)$$

donde χ es la susceptibilidad eléctrica del medio. En medios anisotrópicos como algunos de los cristales electro-ópticos, χ es un tensor de rango 2 (una matriz de 3×3).

Si sustituimos (2.1-7) en (2.1-5) se obtiene:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 (1 + \chi) \mathbf{E} \quad (2.1-8)$$

lo cual se escribe como:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (2.1-9)$$

con ϵ definida por:

$$\epsilon = \epsilon_0 (1 + \chi) \quad (2.1-10)$$

la cual es llamada la constante dieléctrica del medio, en medios anisotrópicos es también un tensor de rango 2.

La densidad de carga y la densidad de corriente pueden ser consideradas como fuentes generadoras del campo electromagnético, sin embargo, en la óptica a menudo se encuentran casos con campos electromagnéticos en regiones donde ρ y \mathbf{J} son cero. Si hacemos esto en las ecuaciones de Maxwell, encontramos que existen soluciones no nulas para los dos campos, en otras palabras: El campo electromagnético puede existir en ausencia de cargas o corrientes. En este caso se le nombra radiación u ondas electromagnéticas.

Usando las ecs. (2.1-6, 2.1-9) con $\mathbf{M}=0$ y considerando un medio donde $\rho=0$ y $\mathbf{J}=0$ entonces de las ecs. de Maxwell se puede eliminar \mathbf{H} y obtener:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) + \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.1-11)$$

de donde se obtiene la ecuación de onda cuyas soluciones son de la forma:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp i(\omega t - \mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \quad (2.1-12)$$

con $K = |\mathbf{K}| = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon}$. La velocidad de fase de la onda esta dada por $v = (\omega / K) = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon}$ la cual depende de la constante dieléctrica del medio. El índice de refracción se define como:

$$n = \frac{c}{v} = \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (2.1-13)$$

II.1.2 PROPAGACION DE ONDAS EN MEDIOS ANISOTROPICOS.

La gran mayoría de los medios fotorrefractivos, principalmente los cristales electro-ópticos son materiales anisotrópicos. La permitividad eléctrica es un tensor de rango 2 el cual en las coordenadas principales tiene la siguiente forma diagonalizada:

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix} = \epsilon_0 \begin{pmatrix} n_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_z^2 \end{pmatrix} \quad (2.1-14)$$

donde ϵ_i y n_i son las constantes dieléctricas y los índices de refracción principales del medio.

La propagación de ondas en estos medios aun es gobernada por las ecs. de Maxwell y las soluciones de ondas planas también existen, al sustituir la ec. (2.1-12) para \mathbf{E} en la ec. (2.1-11) obtenemos:

$$\mathbf{K} \times (\mathbf{K} \times \mathbf{E}_0) + \mu_0 \epsilon \omega^2 \mathbf{E}_0 = 0 \quad (2.1-15)$$

Esta expresión no solo determina la relación entre ω y \mathbf{K} sino también el estado de polarización de la onda plana, se trata de una ecuación vectorial la cual equivale a tres ecuaciones lineales homogéneas con tres incógnitas E_{0x} , E_{0y} y E_{0z} . Usando la ec. (2.1-14) y haciendo la multiplicación vectorial indicada en (2.1-15) se obtiene el siguiente sistema de ecuaciones lineales en forma matricial:

$$\begin{pmatrix} \omega^2 \mu_0 \epsilon_x - K_y^2 - K_z^2 & K_x K_y & K_x K_z \\ K_y K_x & \omega^2 \mu_0 \epsilon_y - K_x^2 - K_z^2 & K_y K_z \\ K_z K_x & K_z K_y & \omega^2 \mu_0 \epsilon_z - K_x^2 - K_y^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \\ E_{0z} \end{pmatrix} = 0 \quad (2.1-16)$$

donde K_x , K_y y K_z son las componentes del vector de onda a lo largo de los ejes principales. Las únicas soluciones no triviales existen solo cuando el determinante de la matriz es cero, lo cual nos da una relación entre K y ω :

$$\begin{vmatrix} \omega^2 \mu_0 \epsilon_x - K_y^2 - K_z^2 & K_x K_y & K_x K_z \\ K_y K_x & \omega^2 \mu_0 \epsilon_y - K_x^2 - K_z^2 & K_y K_z \\ K_z K_x & K_z K_y & \omega^2 \mu_0 \epsilon_z - K_x^2 - K_y^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (2.1-17)$$

Para $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$ y una ω dadas, la ec. (2.1-17) representa una superficie en tres dimensiones (en el llamado espacio de momentos o K -espacio). Esta superficie se conoce como superficie normal y consiste en dos cascarones, uno interno y otro externo, ambos se encierran y tienen en general cuatro puntos de intersección. Las dos líneas que pasan por el origen y los cuatro puntos se conocen como los ejes ópticos. La figura 2.1 muestra un octante de la superficie normal. Para la mayoría de los medios transparentes los dos cascarones son casi esféricos excepto en las regiones de intersección.

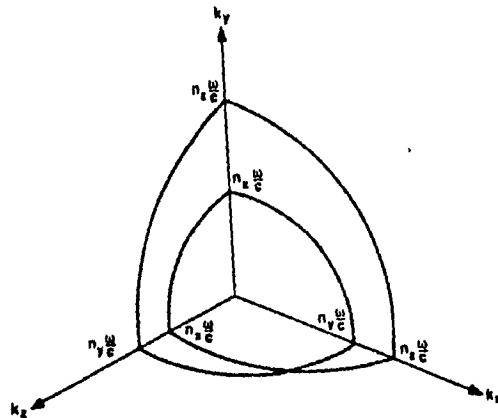


Figura 2.1 Un octante de la superficie normal.

Si se traza una línea desde el origen y a lo largo de la dirección de propagación, la línea intersectará a la superficie, en general, en dos puntos. Estos valores de K corresponden a dos diferentes velocidades de fase ω/K a lo largo de la dirección dada. Si escribimos

$$K = n s(\omega / c) \quad (2.1-18)$$

donde \mathbf{s} es un vector unitario en la dirección de propagación y n el índice de refracción por determinar, entonces cada uno de esos puntos corresponde a una velocidad de fase c/n . El parámetro n se puede ver como un índice de refracción asociado con cada modo de propagación y se le llama eigen-índice de refracción, si sustituimos la ec. (2.1-18) para \mathbf{K} en (2.1-17) y se realiza la multiplicación se obtiene:

$$\frac{s_x^2}{n^2 - n_x^2} + \frac{s_y^2}{n^2 - n_y^2} + \frac{s_z^2}{n^2 - n_z^2} = \frac{1}{n^2} \quad (2.1-19)$$

con s_j las componentes de \mathbf{s} en los ejes principales, esta expresión se conoce como la ecuación de Fresnel de ondas normales y puede ser resuelta para los eigenvalores del índice de refracción (eigen-índices). Dado que (2.1-19) es cuadrática en n , en cada dirección de propagación \mathbf{s} se pueden encontrar dos soluciones n_1^2, n_2^2 con las cuales es posible obtener la solución del vector de campo eléctrico correspondiente al sustituir la ec. (2.1-18) para \mathbf{K} y usando los valores de n , uno a la vez, en la ec. (2.1-16). Esto nos da como resultado [13, 15]:

$$\mathbf{E}_1 = \begin{pmatrix} \frac{s_x}{n_1^2 - n_x^2} \\ \frac{s_y}{n_1^2 - n_y^2} \\ \frac{s_z}{n_1^2 - n_z^2} \end{pmatrix} \quad \text{y} \quad \mathbf{E}_2 = \begin{pmatrix} \frac{s_x}{n_2^2 - n_x^2} \\ \frac{s_y}{n_2^2 - n_y^2} \\ \frac{s_z}{n_2^2 - n_z^2} \end{pmatrix} \quad (2.1-20)$$

Estrictamente hablando, estos dos vectores en general no son ortogonales al vector de onda \mathbf{K} y tampoco lo son mutuamente, sin embargo, para la mayoría de los medios transparentes con $n_x \approx n_y \approx n_z$ los vectores $(\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2, \mathbf{K})$ son casi ortogonales. Las ecs. (2.1-20) representan las soluciones generales de los modos normales de propagación en medios anisotrópicos.

Es útil examinar el caso especial de propagación en los planos coordenados, especialmente para casos en que los tres índices son diferentes entre sí. Por ejemplo, si consideramos la propagación en el plano- yz , tenemos $K_x = 0$, al hacer esto en (2.1-16) obtenemos la ecuación equivalente a (2.1-17), la cual se puede escribir ahora de la siguiente forma:

$$\left(\frac{K_y^2}{n_x^2} + \frac{K_z^2}{n_x^2} - \frac{\omega^2}{c^2} \right) \left(\frac{K_y^2}{n_z^2} + \frac{K_z^2}{n_y^2} - \frac{\omega^2}{c^2} \right) = 0 \quad (2.1-21)$$

esta expresión consiste de un círculo y de una elipse en el plano yz del espacio de momentos (plano K_y - K_z), esto representa la intersección de la superficie normal con el plano coordenado yz. El círculo corresponde a un eigen-índice de refracción n_x y a un vector de campo eléctrico dado por:

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.1-22)$$

Este vector eléctrico es perpendicular al plano de propagación (plano yz).

La elipse corresponde al eigen-índice de refracción siguiente:

$$\frac{1}{n^2} = \frac{s_y^2}{n_x^2} + \frac{s_z^2}{n_y^2} \quad (2.1-23)$$

con s_y , s_z los cosenos directores de propagación en el plano yz. El vector de campo eléctrico de este modo puede obtenerse de (2.1-21) y esta dado por:

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{s_z}{n_y^2} \\ -\frac{s_y}{n_x^2} \end{pmatrix} \quad (2.1-24)$$

Este vector eléctrico es paralelo al plano de propagación. Se puede mostrar que los vectores eléctricos de los modos normales de propagación son en general tangentes a la superficie normal.

En resumen, hay dos modos de propagación en un plano coordenado el cual es perpendicular a uno de los ejes principales. El campo eléctrico de uno de los modos es paralelo al eje principal con un eigen-índice igual al índice principal de refracción asociado al eje. El campo eléctrico del otro modo es perpendicular al eje, y esta dado por (2.1-24) con un eigen-índice dado por (2.1-23). La propagación en los otros ejes coordenados es similar. La intersección de la superficie normal con los planos coordenados siempre consiste de un círculo y una elipse, la figura 2.2 muestra la intersección de la superficie normal con los planos coordenados.

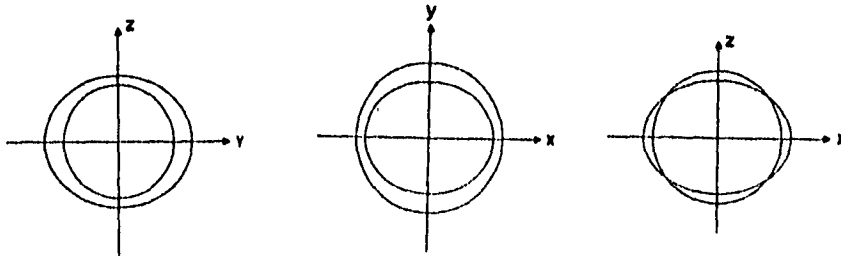


Figura 2.2 Intersección de la superficie normal con cada plano coordenado.

II.1.3 CRISTALES UNIAXIALES Y BIAXIALES.

Los medios anisotrópicos son clasificados en tres categorías. En el caso más general cuando los índices principales son todos diferentes, existen dos ejes ópticos y los cristales se llaman biaxiales. En una gran cantidad de cristales fotorrefractivos sucede que dos de los tres índices son iguales, esto es resultado de la simetría del cristal, en este caso la superficie normal (2.1-17) se reduce a [8]:

$$\left(\frac{K_x^2 + K_y^2}{n_e^2} + \frac{K_z^2}{n_o^2} - \frac{\omega^2}{c^2} \right) \left(\frac{K^2}{n_o^2} - \frac{\omega^2}{c^2} \right) = 0 \quad (2.1-25)$$

donde $n_e = n_z$ y $n_o = n_y = n_x$. Los cristales en esta categoría exhiben simetría tetragonal, hexagonal o trigonal (véase apéndice B).

Es común en este caso escoger al eje-z como el eje de simetría, de esta forma la superficie normal consiste en una esfera y un elipsoide de revolución. Las dos hojas de las superficies normales se tocan en dos puntos en el eje-z, de aquí que este eje sea el único eje óptico y al cristal se le llame uniaxial. (En electro-óptica al eje-z se le llama eje-c). La figura 2.3 muestra la intersección de la superficie normal con el plano yz.

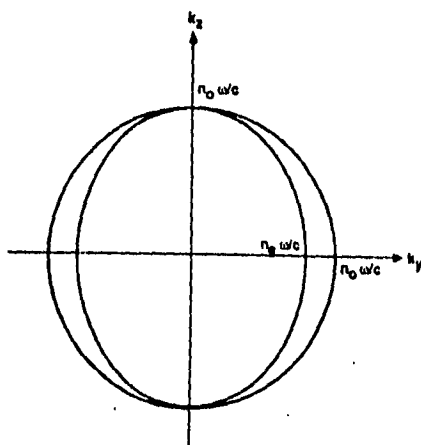


Figura 2.3 Superficie normal de un cristal uniaxial en el plano yz .

En los cristales uniaxiales n_o se llama índice ordinario de refracción y n_e es el índice extraordinario, la esfera corresponde a una propagación con eigen-índice n_o por lo que se le llama onda ordinaria. El elipsoide corresponde a una onda extraordinaria cuyo eigen-índice depende de la dirección de propagación. (En el caso de que los tres índices sean iguales, las dos hojas de la superficie normal degeneran a una simple esfera y el cristal es ópticamente isotrópico).

Los cristales biaxiales pertenecen a los sistemas ortorrómbico, monoclinico y triclinico, en particular para este trabajo se estudiarán cristales de niobato de potasio KNbO_3 los cuales pertenecen al grupo ortorrómbico de simetría $2mm$ (véase apéndice B). En estos cristales, la indicatriz óptica o elipsoide de índices (véase sección II.2.1) es un elipsoide triaxial; Los ejes principales corresponden a los índices principales de refracción.

Para el sistema ortorrómbico el cual se considerará en adelante, los ejes principales de la indicatriz coinciden con los ejes cristalográficos.

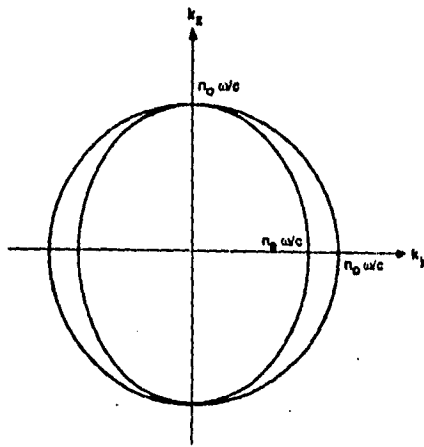


Figura 2.3 Superficie normal de un cristal uniaxial en el plano yz.

En los cristales uniaxiales n_o se llama índice ordinario de refracción y n_e es el índice extraordinario, la esfera corresponde a una propagación con eigen-índice n_o por lo que se le llama onda ordinaria. El elipsoide corresponde a una onda extraordinaria cuyo eigen-índice depende de la dirección de propagación. (En el caso de que los tres índices sean iguales, las dos hojas de la superficie normal degeneran a una simple esfera y el cristal es ópticamente isotrópico).

Los cristales biaxiales pertenecen a los sistemas ortorrómbico, monoclinico y triclinico, en particular para este trabajo se estudiarán cristales de niobato de potasio KNbO_3 los cuales pertenecen al grupo ortorrómbico de simetría $2mm$ (véase apéndice B). En estos cristales, la indicatriz óptica o elipsoide de índices (véase sección II.2.1) es un elipsoide triaxial; Los ejes principales corresponden a los índices principales de refracción.

Para el sistema ortorrómbico el cual se considerará en adelante, los ejes principales de la indicatriz coinciden con los ejes cristalográficos.

II.2 ELECTRO-OPTICA Y TEORIA DE KUKHTAREV

II.2.1 EL ELIPSOIDE DE INDICES.

Se ha mostrado formalmente como los eigen-índices de refracción y los vectores de campo eléctrico de los modos normales de propagación se pueden obtener directamente de las ecuaciones de Maxwell, sin embargo, en el campo de la electro-óptica existe una aproximación equivalente conocida como el método del elipsoide de índices. El elipsoide de índices es una superficie tridimensional definida como:

$$\sum \eta_{ij} \xi_i \xi_j = 1 \quad (2.2-1)$$

donde η_{ij} son las componentes del tensor de impermeabilidad definido como el inverso del tensor dieléctrico:

$$\eta \epsilon = \epsilon_0 \quad (2.2-2)$$

o bien en notación tensorial $\eta_{ij} \epsilon_{jk} = \epsilon_0 \delta_{ik}$.

En las coordenadas principales, el elipsoide de índices se escribe como:

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (2.2-3)$$

con n_i ($i=x,y,z$), los índices principales de refracción. El elipsoide de índices se usa para encontrar de manera geométrica los eigen-índices n_1, n_2 y los correspondientes vectores de desplazamiento \mathbf{D}_1 y \mathbf{D}_2 de una onda plana propagándose a lo largo de cualquier dirección \mathbf{s} . Esto se hace de la siguiente forma: Se encuentra la elipse de intersección entre el elipsoide de índices y una onda plana la cual pase por el centro del elipsoide y sea perpendicular a la dirección de propagación \mathbf{s} . La longitud del eje mayor y menor de la elipse de intersección están dadas por $2n_1$ y $2n_2$ respectivamente, con n_1 y n_2 los eigen-índices buscados y los ejes son paralelos a las direcciones de los vectores \mathbf{D}_1 y \mathbf{D}_2 de los modos normales.

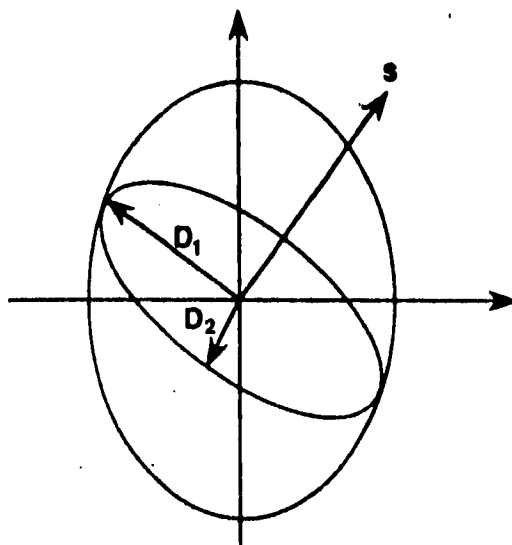


Figura 2.4 Método del elipsoide de índices. La elipse interior es la intersección del elipsoide de índices con el plano normal a s . Los ejes D_1 y D_2 determinan el estado de polarización de los modos normales.

II.2.2 EFECTOS ELECTRO-OPTICOS.

Consideremos ahora la propagación de radiación electromagnética en cristales en presencia de un campo eléctrico aplicado. En las secciones anteriores se mostró que los modos normales de propagación en medios anisotrópicos se pueden determinar por el tensor de permitividad ϵ (o el tensor de impermeabilidad η) o equivalentemente, usando el método del elipsoide de índices.

Se sabe que en cierto tipo de cristales la aplicación de un campo eléctrico resulta en un cambio del tensor de permitividad dieléctica ϵ , o equivalentemente en un cambio tanto en la orientación como en las dimensiones del elipsoide de índices (indicatriz óptica). A este hecho se le conoce como efecto electro-óptico.

En cristales fotorrefractivos el campo eléctrico se produce por el transporte de cargas generado por fotoexcitación debido a la presencia de haces de luz. El efecto electro-óptico se define tradicionalmente en términos del cambio en el tensor de impermeabilidad:

$$\Delta\eta_{ij} = \eta_{ij}(\mathbf{E}) - \eta_{ij}(0) = \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right) = r_{ijk} \mathbf{E}_k + s_{ijkm} \mathbf{E}_k \mathbf{E}_m = f_{ijk} \mathbf{P}_k + g_{ijkm} \mathbf{P}_k \mathbf{P}_m \quad (2.2-4)$$

donde E_k y E_m son las componentes del campo eléctrico en el medio y P_k , P_m son los vectores de polarización respectivos. Las constantes r_{ijk} y f_{ijk} son los coeficientes electro-ópticos lineales (coeficientes Pockels) y s_{ijklm} , g_{ijklm} son los coeficientes electro-ópticos cuadráticos (coeficientes Kerr), los términos de orden superior son despreciados dado que estos son muy pequeños comparados con los primeros. La relación entre los cuatro coeficientes esta dada por:

$$f_{ijk} = \frac{r_{ijk}}{\epsilon_k - \epsilon_0} \quad (2.2-5)$$

$$g_{ijklm} = \frac{s_{ijklm}}{(\epsilon_k - \epsilon_0)(\epsilon_m - \epsilon_0)}$$

con ϵ_k , ϵ_m las constantes dieléctricas principales. El tensor electro-óptico r_{ijk} depende de la simetría del grupo cristalográfico y de la dirección del campo eléctrico respecto a los ejes cristalográficos.

De acuerdo con la definición de la ec. (2.2-2) el cambio del tensor dieléctrico $\Delta\epsilon$ se relaciona con el cambio en el tensor de impermeabilidad $\Delta\eta$ por:

$$\Delta\epsilon = -\frac{\epsilon \Delta\eta \epsilon}{\epsilon_0} \quad (2.2-6)$$

en los ejes coordenados principales en los cuales el tensor dieléctrico es diagonal, el cambio se puede escribir como:

$$\Delta\epsilon = -\epsilon_0 n_i^2 n_j^2 \Delta\eta_{ij} \quad (2.2-7)$$

En este trabajo limitaremos nuestra discusión al efecto electro-óptico lineal, debido a que es el responsable de la mayoría de los fenómenos en cristales fotorrefractivos. Los coeficientes del efecto lineal r_{ijk} son componentes de un tensor de rango tres y contiene 27 elementos, sin embargo, por la propiedad de simetría de ϵ y η se pueden reducir las componentes a 18, esta simetría permite intercambiar los dos primeros índices i y j , en otras palabras podemos escribir:

$$r_{ijk} = r_{jik} \quad (2.2-8)$$

como resultado de esto es conveniente introducir una notación abreviada y usar índices contraídos, los cuales se definen como:

$$\begin{aligned}
1 &= (11) = (xx), & 4 &= (23) = (32) = (yz) = (zy) \\
2 &= (22) = (yy), & 5 &= (31) = (13) = (zx) = (xz) \\
3 &= (33) = (zz), & 6 &= (12) = (21) = (xy) = (yz)
\end{aligned}
\tag{2.2-9}$$

de esta manera usando los índices contraídos, podemos escribir $r_k = r_{jk}$ o específicamente:

$$\begin{aligned}
r_{1k} &= r_{11k} & r_{4k} &= r_{23k} = r_{32k} \\
r_{2k} &= r_{22k} & r_{5k} &= r_{31k} = r_{13k} \\
r_{3k} &= r_{33k} & r_{6k} &= r_{12k} = r_{21k}
\end{aligned}
\tag{2.2-10}$$

con $k = 1, 2, 3$ (ó x, y, z).

Usando la notación contraída, los coeficientes electro-ópticos se escriben como una matriz de 6×3 , de esta manera cada matriz tiene 18 elementos, algunos de los cuales son cero o idénticos dependiendo del material y de su simetría (ver apéndice B). Es importante hacer notar que el número de componentes independientes disminuye conforme la simetría aumenta; en el caso de cristales que poseen simetría de inversión todas las componentes electro-ópticas son cero. La operación de inversión en cristales consiste en mover cada átomo con posición r a una nueva posición $-r$ respecto al centro de inversión. Haciendo la transformación matemática (i.e. $x \rightarrow -x$, $y \rightarrow -y$, $z \rightarrow -z$) obtenemos:

$$I r_{jk} = -r_{jk} \tag{2.2-11}$$

donde I es el operador de inversión. Por virtud de la simetría, los cristales deben permanecer iguales, por la misma razón los coeficientes electro-ópticos también permanecen igual, es decir:

$$I r_{jk} = r_{jk} \tag{2.2-12}$$

Las ecs. (2.2-11 y 2.2-12) se satisfacen simultáneamente solo si $r_{jjk} = 0$. Esto prueba que los coeficientes electro-ópticos lineales deben ser cero en cristales centrosimétricos, de esta forma se obtiene la importante condición de NO-CENTROSIMETRIA para cristales que presentan efectos electro-ópticos.

Usando la notación contraída, la ecuación del elipsoide de índices en la presencia de un campo eléctrico se puede escribir para el caso lineal como:

$$\begin{aligned}
\left(\frac{1}{n_x^2} + r_{1k} E_k\right) x^2 + \left(\frac{1}{n_y^2} + r_{2k} E_k\right) y^2 + \left(\frac{1}{n_z^2} + r_{3k} E_k\right) z^2 + \\
2yzr_{4k} E_k + 2zxr_{5k} E_k + 2xyr_{6k} E_k = 0
\end{aligned}
\tag{2.2-13}$$

donde los E_k ($k = 1, 2, 3$) son las componentes del campo eléctrico. Si se pone $E=0$, el elipsoide de índices se reduce a su forma no perturbada dada por (2.2-3).

II.2.3 TEORIA DE KUKHTAREV DEL EFECTO FOTORREFRACTIVO.

Estamos ahora en condiciones de hacer una revisión teórica del efecto fotorrefractivo el cual como se explicó en la sección I.3 se genera al hacer incidir dos haces láser coherentes entre si en la muestra fotorrefractiva, estos haces producen un patrón de intensidades de luz $I(z)$ variable espacialmente lo cual genera y distribuye los portadores de carga existentes en el material, dando lugar a un patrón de densidad de carga $\rho(z)$. El campo eléctrico correspondiente a esta densidad (campo de carga espacial E_{sc}) genera una variación en el elipsoide de índices, lo cual provoca un cambio en el índice de refracción $\Delta n(z)$ por medio del efecto electro-óptico lineal.

El patrón de índices de refracción esta espacialmente corrido con respecto al patrón de intensidades de luz $I(z)$.

Sean los campos de las ondas incidentes dados por:

$$E_j = A_j \exp\left[i(\omega t - \mathbf{K}_j \cdot \mathbf{r})\right], \quad j = 1, 2 \quad (2.2-14)$$

la iluminación producida por la interferencia de los dos haces será:

$$I(\mathbf{r}) = I_0(1 + I \cos \mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \quad (2.2-15)$$

donde $I_0 = I_1 + I_2 \cong |A_1|^2 + |A_2|^2$ y $I = \frac{2(I_1 \cdot I_2)^{1/2}}{I_0} \cos(2\theta p)$ es el factor de modulación, p representa el estado de polarización de las ondas de tal forma que si $p=0$ la polarización de las ondas es perpendicular al plano de incidencia (polarización vertical) y si $p=1$ las direcciones de polarización están dentro del plano de incidencia (polarización horizontal). \mathbf{K} es el vector de onda y esta dado por (véase figura 2.5):

$$\mathbf{K} = \mathbf{K}_2 - \mathbf{K}_1, \quad K = |\mathbf{K}| = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (2.2-16)$$

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \quad (2.2-17)$$

con Λ el espaciamiento de franjas (o de la rejilla de intensidades), por esta razón a \mathbf{K} se le llama también vector de onda de la rejilla. El espaciamiento Λ es muy importante para la teoría de difracción como se vera en la sección II.3.1 y II.3.2.

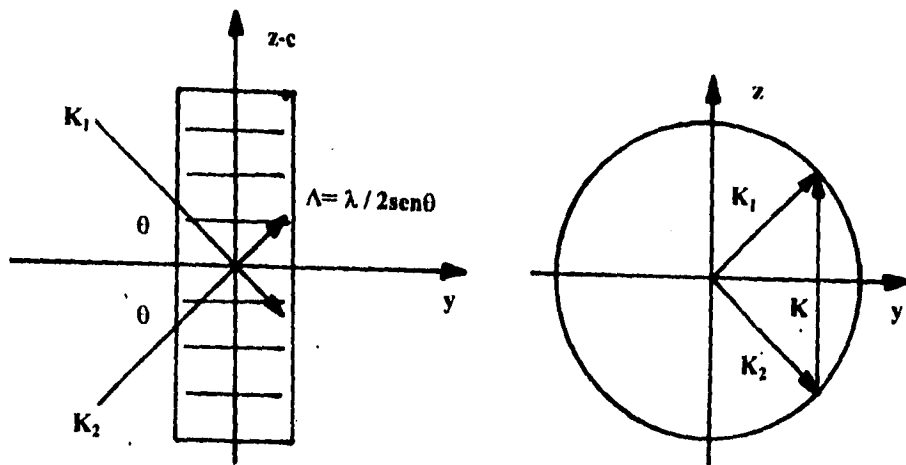


Figura 2.5 Geometría de escritura de una rejilla de índices de refracción fotoinducidas.

El patrón de intensidades dado por (2.2-15) induce la migración de cargas, esta se puede producir por alguno(s) de los tres mecanismos descritos en la sección 1.4. La teoría derivada por Kukhtarev propone un modelo de transporte de carga para uno o dos tipos de portadores (electrones o huecos). En nuestro caso será suficiente la descripción para un solo tipo de portadores como se confirmará en la sección de resultados experimentales obtenidos en muestras de $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$.

El modelo de Kukhtarev asume que el medio fotorrefractivo contiene cierto tipo de impurezas o bien de imperfecciones, estas impurezas pueden ser ionizadas por absorción de fotones, dando como resultado que las cargas sean lanzadas a la banda de conducción (electrones) o a la banda de valencia (huecos) dejando sitios vacíos detrás, tales impurezas ionizadas son capaces de capturar otras cargas en migración.

Representemos por N_D a la densidad de impurezas donoras de las cuales N_D^i están ionizadas. La razón de generación de portadores de carga libre esta dada por [5,8,19]:

$$g = (sI + \beta)(N_D - N_D^i) \quad (2.2-18)$$

mientras que la razón de atrapamiento o captura de los portadores es:

$$r = \gamma_R N N_D^i \quad (2.2-19)$$

con N la densidad de carga libre, s la sección eficaz de fotoexcitación, I la intensidad de la luz, β la razón de generación térmica de carga y γ_R la constante de recombinación de los portadores de carga. Si despreciamos la generación térmica ($\beta \ll sI$) entonces la razón de variación para N_D^i se puede escribir como [20,21]:

$$\frac{\partial N_D'}{\partial t} = sI(N_D - N_D') - \gamma_R NN_D' \quad (2.2-20)$$

esta ecuación puede verse como una ecuación de continuidad para N_D' , para cada impureza ionizada hay una carga generada, por otra parte, una carga es eliminada cuando ocurre una captura con lo cual se llena una impureza vacía. La razón de generación de carga es la misma que la de generación de impurezas ionizadas pero las cargas son móviles mientras que las impurezas son estacionarias, el transporte de carga puede afectar la densidad de esta cuya razón de variación esta dada por:

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \frac{\partial N_D'}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{j} \quad (2.2-21)$$

con \mathbf{j} la densidad de corriente y q la carga del portador ($q = \pm e = \pm 1.609 \times 10^{-19}$ C). La densidad de corriente se debe a tres mecanismos: a) deriva de las cargas producida por el campo eléctrico, b) difusión provocada por el gradiente en la densidad de carga y c) al efecto fotovoltaico, entonces podemos escribir respectivamente:

$$\mathbf{j} = qN\mu\mathbf{E} + K_B T \mu \nabla N + \mathbf{j}^{ph} \quad (2.2-22)$$

con μ el tensor de movilidad, K_B la constante de Boltzmann, T la temperatura absoluta y \mathbf{E} el campo eléctrico, el cual obedece la siguiente ecuación de Poisson:

$$\nabla \cdot \epsilon \mathbf{E} = \rho(\mathbf{r}) = q(N + N_A - N_D') \quad (2.2-23)$$

donde N_A es la densidad de impurezasceptoras, la presencia de estas es esencial para mantener la neutralidad de la carga, que en ausencia de iluminación se escribe como:

$$(N + N_A - N_D') = 0 \quad (2.2-24)$$

La corriente fotovoltaica \mathbf{j}^{ph} se expresa como:

$$\mathbf{j} = \sigma_y \mathbf{E}_y + \alpha_{jk} E_j E_k \quad (2.2-25)$$

donde σ es el tensor de conductividad y α es el tensor fotovoltaico.

Como se indicó en la figura 1.3 existen impurezas donoras yceptoras. Bajo el patrón de intensidades (2.2-15), en las regiones brillantes donde $\cos \mathbf{K} \cdot \mathbf{r} = 1$ e $l = 2 l_0$ la generación de cargas fotoinducidas se da por la absorción de fotones, y el paso a la banda respectiva (de conducción o de valencia) genera su migración hasta

que son reatrapadas en las regiones oscuras. Allí permanecerán mientras se produce la grabación de las rejillas holográficas y hasta que desaparezcan gradualmente los efectos de memoria del cristal. De esta forma se crea la separación de carga dando lugar al campo espacial de carga E_{gc} . La densidad de carga espacial se puede escribir como:

$$\rho = \rho_0 \cos \mathbf{K} \cdot \mathbf{r} \quad (2.2-26)$$

Integrando la ecuación de Poisson (2.2-23) obtenemos la distribución del campo espacial el cual como se ve a continuación esta corrido por $\pi/2$ respecto al patrón de interferencia [8,18]:

$$\mathbf{E} = \rho_0 \frac{\mathbf{K}}{\mathbf{K} \cdot \boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{K}} \text{sen}(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \quad (2.2-27)$$

este es el campo responsable del cambio en el índice de refracción como se indicó en la sección II.2.2. La rejilla de índices se puede expresar por:

$$n = n_0 + \Delta n \text{sen}(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \quad (2.2-28)$$

Δn en esta dado, para el caso especial de KNbO_3 [19, pág 214] por:

$$\Delta n = \frac{1}{2} (n_0^3 r_{33}) E_x \quad (2.2-29)$$

El cambio de carga espacial E_{gc} debe ser función tanto de t como de \mathbf{r} y se deriva de las ecuaciones (2.2-18 a 2.2-21) conocidas como ecuaciones de Kukhtarev. Sin embargo solo existen soluciones exactas para el caso estacionario en el cual todas las derivadas temporales de las ecuaciones de Kukhtarev se igualan a cero. Resolviendo entonces para \mathbf{E} en términos de la intensidad $I(\mathbf{r})$, despreciando la corriente fotovoltaica y considerando una pequeña intensidad de modulación (i.e. $I_1 \ll I_0$), se obtienen las soluciones de estado estacionario:

$$\begin{aligned} N(\mathbf{r}) &= N_0 + \text{Re} \left\{ N_1 e^{-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}} \right\} \\ N_D(\mathbf{r}) &= N_{D0} + \text{Re} \left\{ N_{D1} e^{-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}} \right\} \\ j(\mathbf{r}) &= j_0 + \text{Re} \left\{ j_1 e^{-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}} \right\} \\ E_x(\mathbf{r}) &= E_0 + \text{Re} \left\{ E_1 e^{-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}} \right\} \end{aligned} \quad (2.2-30)$$

con $N_0, N'_{D0}, j_0, E_0, N_1, N'_{D1}, j_1, E_1$ constantes que deben resolverse en términos de I_0 e I_1 . Sustituyendo las ecs. (2.2-30) en el sistema estacionario de las ecs. de Kukhtarev se obtienen las tres soluciones finales siguientes:

$$N'_D = \frac{N_D sI}{(sI + \gamma_R N)} \quad (2.2-31)$$

$$N = \frac{N_D - N_A sI}{\gamma_R N_A} \quad (2.2-32)$$

donde se han hecho las siguientes suposiciones $N \ll N_A$, $N_D \approx N_A$ y $sI \ll \gamma_R N_A$. A partir del rotacional de \mathbf{E} de la ec.(2.1-1) en el estado estacionario se obtiene $\nabla \times \mathbf{E} = 0$ lo cual implica que $\mathbf{K} \times \mathbf{E}_1 = 0$ con \mathbf{E}_1 paralelo a \mathbf{K} y E_1 la amplitud de \mathbf{E}_{sc} . Luego de algunas manipulaciones se obtiene:

$$E_1 = \frac{iK \frac{K_B T}{q} - \frac{\mathbf{K} \cdot \mathbf{E}_0}{K} I_1}{1 + \frac{K^2}{K_D^2} + i \frac{q \mathbf{K} \cdot \mathbf{E}_0}{K_B T K_D^2} I_0} \quad (2.2-33)$$

$$\text{con } K_D^2 = \frac{q^2}{\langle \epsilon \rangle \epsilon_0 K_B T} \frac{N_A}{N_D} (N_D - N_A) \quad (2.2-34)$$

en esta ocasión para obtener la tercer solución (2.2-33) se ha asumido que : a) $\gamma_R N_A \gg sI_0$, b) $N_D sI_0 \ll \gamma_R N_A^2$, si además tomamos el caso en que $\mathbf{E}_0 = 0$, es decir, sin campo eléctrico externo aplicado (como sucedió en nuestros experimentos con cristales de KNbO_3) se obtiene:

$$E_1 = \frac{iK \frac{K_B T}{q} I_1}{1 + \frac{K^2}{K_D^2} I_0} = \frac{iE_d I_1}{1 + \frac{E_d}{E_q} I_0} \quad (2.2-35)$$

en esta situación el transporte de carga se debe principalmente a la difusión y es por ello que se emplean el campo de difusión dado según (2.2-22) en estado estacionario, con $j=0$ y $j^{ph}=0$, por:

$$E_d = \frac{K_B T}{q} K = \frac{2\pi K_B T}{q} \frac{1}{\Lambda} \quad (2.2-36)$$

y el campo de saturación o campo limitante E_q que es la máxima amplitud que puede tener el campo espacial en el cristal:

$$E_q = \frac{q}{\langle \epsilon \rangle \epsilon_0 K} \frac{N_A}{N_D} (N_D - N_A) \quad (2.2-37)$$

donde $\langle \epsilon \rangle = (\mathbf{K} \cdot \epsilon \mathbf{K}) / K^2$ es la constante dieléctrica efectiva. Si se considera el caso en que:

$$N_D \gg N_A \quad (2.2-38)$$

entonces E_q se puede escribir como:

$$E_q = \frac{qN_A}{\langle \epsilon \rangle \epsilon_0 K} = \frac{qN_A}{2\pi \langle \epsilon \rangle \epsilon_0} \Lambda \quad (2.2-39)$$

Nótese la dependencia en Λ de los campos E_d y E_q , el factor i en (2.2-35) representa un cambio espacial de fase de $\pi/2$, es decir, que el campo eléctrico está corrido por $1/4$ de período respecto al patrón de interferencia de luz, lo cual se aprecia en la figura 1.1.

Hemos obtenido las ecuaciones clave para el entendimiento del efecto fotorrefractivo mediante el modelo de banda para el transporte de carga. En lo que resta del capítulo se discutirá la teoría de acoplamiento de dos ondas, este fenómeno se sigue de la formación de la rejilla de índices dado por (2.2-29), donde el espaciado periódico induce autodifracción en los haces de grabado produciendo una transferencia de energía entre los dos haces. Del estudio de este fenómeno es posible obtener el comportamiento de la ganancia de energía Γ que tiene un haz respecto al otro en función del espaciado de rejilla Λ inducido en el cristal que a su vez depende del ángulo de incidencia de los haces y de su longitud de onda. También es posible obtener parámetros propios de la muestra en estudio como el coeficiente electro-óptico efectivo y el número y signo de los portadores de carga mayoritarios que inducen el efecto, estos parámetros caracterizan las propiedades no lineales de la muestra. Además, el acoplamiento de dos ondas genera una gran variedad de aplicaciones tecnológicas entre ellas la amplificación de haces de luz coherente, la creación de eficientes dispositivos direccionadores de haces y la recuperación y amplificación de información óptica.

Como se podrá apreciar, del estudio del fenómeno de acoplamiento se puede obtener información necesaria para un mayor entendimiento del efecto fotorrefractivo en cada muestra particular.

En este trabajo de tesis se estudiaron con la técnica de acoplamiento de dos ondas en cristales de KNbO_3 dopados con dos diferentes concentraciones de Fe^{3+} y se obtuvieron los parámetros respectivos.

II.3 TEORÍA DE DIFRACCIÓN Y DE ACOPLAMIENTO DE DOS ONDAS.

II.3.1 DIFRACCIÓN DE BRAGG (ISOTRÓPICA Y ANISOTRÓPICA) EN LAS REJILLAS FOTOINDUCIDAS.

Hemos estudiado en las secciones anteriores cómo se forman las rejillas holográficas en los cristales fotorrefractivos, estas se manifiestan por una variación periódica en el índice de refracción dado por (2.2-28 y 2.2-29); el periodo de estas rejillas es el mismo que el del patrón de interferencia, o sea Λ . Podemos escribir por conveniencia, la modulación del índice de refracción como:

$$n(z) = n_0 + n_1 p(z + \Lambda) \quad (2.3-1)$$

con n_0 la amplitud del índice cuando no hay modulación espacial, n_1 la amplitud del índice con modulación y p una función periódica en la coordenada z . Si consideramos la situación extrema en la cual la modulación de índices se reduce a un arreglo equidistante de planos con separación Λ dentro del medio isotrópico (véase fig. 2.6) y se hace incidir una onda de longitud λ a un ángulo θ_i , se obtendrá el fenómeno de difracción de Bragg inducido por el arreglo periódico de índices. En este caso se tendrá la condición de Bragg ordinaria o difracción isotrópica dada por:

$$\text{sen } \theta_i = \text{sen } \theta_d = l(\lambda / 2\Lambda n) \quad (2.3-2)$$

con l un entero y $n = n_0$ el promedio espacial del índice de refracción, el ángulo de incidencia es igual al de difracción y el vector de rejilla es igual a la diferencia entre los vectores de onda del haz incidente y del haz difractado.

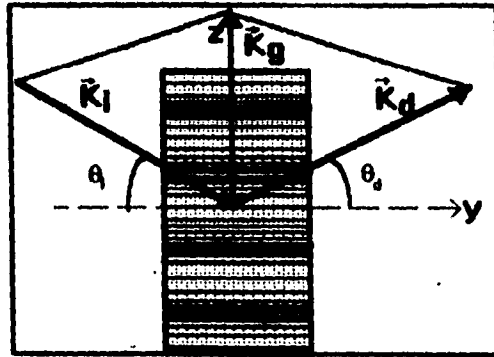


figura 2.6 Difracción de Bragg en medios isotrópicos. Los vectores \mathbf{K}_i , \mathbf{K}_d , \mathbf{K} forman un triángulo isósceles.

En cristales isotrópicos la ley de Bragg que es una consecuencia de la conservación de la energía y del momento dadas por:

$$\begin{aligned} \omega_d &= \omega_i \\ \mathbf{K} &= \mathbf{K}_d - \mathbf{K}_i, \quad |\mathbf{K}_d| = |\mathbf{K}_i| \end{aligned} \quad (2.3-3)$$

puede expresarse en forma simple como:

$$2\Lambda \sin\theta = \lambda / n, \quad (l=1) \quad (2.3-4)$$

En medios anisotrópicos el índice de refracción asociado con un haz de luz dependerá de la dirección de propagación así como del estado de polarización de la onda incidente, en este caso la onda difractada se propagará en otra dirección y la ec. (2.3-3) se escribe como

$$\mathbf{K} = K_v n_d \mathbf{d} - K_v n_i \mathbf{i} \quad (2.3-5)$$

donde \mathbf{i} y \mathbf{d} son vectores unitarios en las direcciones respectivas y $K_v = 2\pi/\lambda_v$ con λ_v la longitud de onda en el vacío de la onda incidente. En esta situación (véase fig. 2.7) el triángulo formado por \mathbf{K}_i , \mathbf{K}_d y \mathbf{K} no es isósceles pues sus lados tienen las siguientes longitudes: $n_i\omega/c$, $n_d\omega/c$ y K con $n_i \neq n_d$.

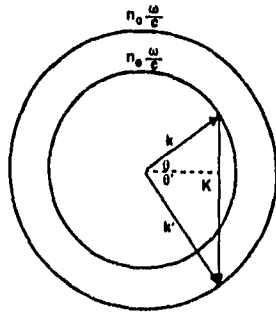


Figura 2.7 Difracción de Bragg en medios anisotrópicos.

La condición de Bragg se escribe en este caso como.

$$2\Lambda \sin \theta_i = \frac{\lambda}{n_i} - \frac{\Lambda^2}{n_i \lambda} (n_d^2 - n_i^2) \quad (2.3-6)$$

$$2\Lambda \sin \theta_d = \frac{\lambda}{n_d} - \frac{\Lambda^2}{n_d \lambda} (n_d^2 - n_i^2)$$

de esta forma podemos obtener tanto θ_i como θ_d . Nótese que si $\theta = \theta_i = \theta_d$ las ecs. (2.3-6) se reducen a (2.3-4) para el caso isotrópico.

II.3.2 TEORIA DE ACOPLAMIENTO DE DOS ONDAS.

En los cristales fotorrefractivos al hacer incidir dos haces de igual frecuencia, polarización y coherentes entre si a un ángulo θ y $-\theta$ respectivamente (véase fig. 2.8), se producirá la autodifracción de cada haz debido a la presencia de la rejilla de índices modulada, esta obedece las condiciones de Bragg y provoca que el haz 1 sea desviado en la dirección del haz 2 y viceversa. Esto nos lleva a una transferencia de energía entre los haces difractados y transmitidos ya que por principio de conservación de energía, en un caso habrá interferencia constructiva de los haces difractados y transmitidos y en el otro habrá interferencia destructiva. Si los haces tienen diferentes intensidades, el intercambio de energía será más notorio y se podrá medir la ganancia Γ de acoplamiento de las dos ondas.

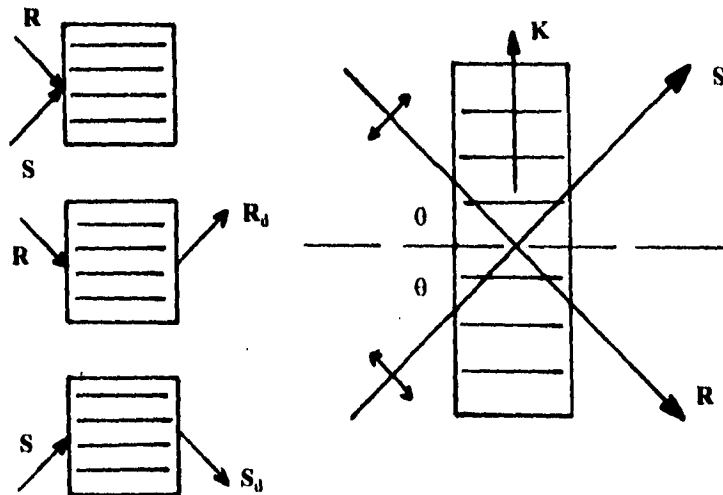


Figura 2.8 Geometría de difracción en el acoplamiento de dos ondas.

Estudiaremos el caso particular de dos haces monocromáticos con polarización lineal horizontal al incidir en el cristal, pues de esta forma se realizaron los experimentos en $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$.

Como se indica en la figura 2.8 se consideran los haces de referencia **R** y de señal **S**, dada la polarización de los haces se pueden representar como:

$$\mathbf{R} = R(y) \begin{pmatrix} 0 \\ s \\ c \end{pmatrix} \exp\{i(\omega t - \mathbf{K} \cdot \mathbf{r})\} \quad (2.3-7)$$

$$\mathbf{S} = S(y) \begin{pmatrix} 0 \\ s \\ -c \end{pmatrix} \exp\{i(\omega t - \mathbf{K} \cdot \mathbf{r})\} \quad (2.3-8)$$

con $c = \sin\theta$ y $s = \cos\theta$, la intensidad del patrón de interferencia esta dada según (2.2-15) donde: $I_0 = R^2 + S^2$ e $I = 2RS \cos(2\theta) / (R^2 + S^2)$

La superposición de los haces da lugar al campo óptico dado por $\mathbf{E} = \mathbf{R} + \mathbf{S}$.

Considerando un medio con $\mu = 0$, $\rho = 0$ y $j = 0$ se obtiene de las ecuaciones de Maxwell la ecuación de onda:

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} + \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)) \quad (2.3-9)$$

sustituyendo el campo óptico y eliminando la dependencia temporal tenemos:

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r})) + \epsilon \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.3-10)$$

con ϵ el tensor dieléctrico del medio, el cual a frecuencias ópticas es modulado espacialmente por el efecto fotorrefractivo y actúa como un término de acoplamiento de las distintas componentes de las ondas. Si consideramos el inverso del tensor ϵ (véase ec. 2.1-14) obtenemos $\epsilon_{ij} = \epsilon^{-1}$ donde cada componente de ϵ tiene ahora exponente -1. Debido al efecto fotorrefractivo el tensor ϵ_{ij} será espacialmente modulado por el campo espacial E_{sc} de la siguiente forma [19]:

$$\epsilon = \epsilon_0 - \epsilon_0 r E_{sc} \epsilon_0 \quad (2.3-11)$$

en particular para KNbO₃ el tensor dieléctrico perturbado es [11]:

$$\epsilon = \begin{pmatrix} n_1^2 - n_1^4 r_{13} E_{sc} & 0 & 0 \\ 0 & n_2^2 - n_2^4 r_{23} E_{sc} & 0 \\ 0 & 0 & n_3^2 - n_3^4 r_{33} E_{sc} \end{pmatrix} \quad (2.3-12)$$

con el campo espacial de carga dado según (2.2-30) y (2.2-35) por:

$$E_{sc} = \frac{2(I_s I_R)^{1/2}}{I_s + I_R} \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) \quad (2.3-13)$$

nótese que a partir de (2.2-36) y (2.2-39) se tiene que:

$$\frac{E_q E_d}{E_q + E_d} < 0 \quad \text{para electrones y}$$

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

de esta forma el signo de E_{sc} queda determinado por el de los portadores de carga.

Los elementos r_{ij} de (2.3-12) corresponden a los del tensor electro-óptico r del grupo de simetría ortorrómbico 2mm al que pertenece el KNbO₃ (véase apéndice B); estos elementos medidos a frecuencias ópticas (633nm) y en muestras puras de KNbO₃ tienen los siguientes valores [8, pág. 29]:

$$r_v \times 10^{-12} \text{ m/V}$$

$$r_{13} = 28 \quad r_{42} = 380$$

$$r_{23} = 1.3 \quad r_{52} = 105$$

$$r_{33} = 64$$

y los índices de refracción principales para KNbO_3 puro son:

$$n_1 = 2.280$$

$$n_2 = 2.329$$

$$n_3 = 2.169$$

A partir de (2.3-10) se obtiene el siguiente sistema de ecuaciones diferenciales para la transferencia de energía entre los dos haces:

$$\frac{\partial R}{\partial y} = \frac{\pi \cos \theta (n_3^4 r_{33} - n_2^4 r_{23} \text{tg}^2 \theta)}{\lambda n} \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} \frac{RS^2}{R^2 + S^2} \cos(2\theta) \quad (2.3-14)$$

$$\frac{\partial S}{\partial y} = \frac{\pi \cos \theta (n_3^4 r_{33} - n_2^4 r_{23} \text{tg}^2 \theta)}{\lambda n} \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} \frac{R^2 S}{R^2 + S^2} \cos(2\theta) \quad (2.3-15)$$

con n el índice de refracción efectivo:

$$n^{-2} = (n_3^{-2} \cos^2 \theta + n_2^{-2} \text{sen}^2 \theta) \quad (2.3-16)$$

Las ecs. (2.3-14) y (2.3-15) se obtienen suponiendo que el intercambio de energía entre R y S es lento (lo cual implica una perturbación pequeña en la indicatriz óptica), de esta forma se pueden despreciar las derivadas de segundo orden.

Si tomamos a $S \ll R$ (modulación muy pequeña) se tienen intensidades de los haces muy diferentes y (2.3-15) se reduce a:

$$\frac{\partial S}{\partial y} = \frac{\pi \cos \theta (n_3^4 r_{33} - n_2^4 r_{23} \text{tg}^2 \theta)}{\lambda n} \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} S \cos(2\theta) \quad (2.3-17)$$

si $S(0) = S_0$ al integrar (2.3-17) se obtiene:

$$S(y) = S_0 \exp \left[\left(\frac{2\pi \cos \theta (n_3^4 r_{33} - n_2^4 r_{23} \text{tg}^2 \theta)}{\lambda n} \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} \cos(2\theta) \right) \frac{y}{2} \right] \quad (2.3-18)$$

$$S(y) = S_0 e^{\Gamma y/2} \quad (2.3-19)$$

donde el factor de ganancia exponencial se define como:

$$\Gamma = \frac{2\pi \cos\theta (n_3^4 r_{33} - n_2^4 r_{23} \operatorname{tg}^2 \theta)}{\lambda} \frac{E_q E_d}{E_q + E_d} \cos(2\theta) \quad (2.3-20)$$

Nótese que para KNbO_3 $r_{33} > r_{23}$ esto implica que la dirección de intercambio de energía depende del signo de $E_q E_d / (E_q + E_d)$ pues si $\Gamma > 0$ la energía fluye desde **R** hacia **S** y si $\Gamma < 0$ será **S** quien ceda su energía a **R**.

Usando (2.3-19) podemos obtener la intensidad:

$$I_s(y) = S^2(y) = S_0^2 e^{\Gamma y} = I_s(0) e^{\Gamma y} \quad (2.3-21)$$

dado que la coordenada "y" se mide a lo largo del espesor d de la muestra, en $y = d$ se puede determinar experimentalmente $I_s(d)$ y así obtener el valor de Γ , como Γ puede ser negativa o positiva según el signo de los portadores, $I_s(d)$ puede ser mayor o menor que $I_s(0)$ dando así el signo de los mismos.

Definamos a partir de (2.2-36 y 2.2-37) a:

$$E_{d0} = 2\pi \frac{K_B T e}{q} \quad (2.3-22)$$

$$E_{q0} = \frac{e}{2\pi(\epsilon)\epsilon_0} \frac{N_A}{N_D} (N_D - N_A) = \frac{e}{2\pi(\epsilon)\epsilon_0} N^* \quad (2.3-23)$$

$$N^* = \frac{N_A}{N_D} (N_D - N_A)$$

esto nos conduce a partir de (2.3-20) a:

$$\Gamma = \frac{q}{e} \frac{2\pi n^3}{\lambda \cos\theta} r_{eff} \frac{E_{d0} E_{q0}}{\frac{E_{d0}}{\Lambda} + E_{q0} \Lambda} \cos(2\theta) \quad (2.3-24)$$

$$\text{con } r_{eff} = \frac{(n_3^4 r_{33} \cos^2 \theta - n_2^4 r_{23} \operatorname{sen}^2 \theta)}{n^4} \quad (2.3-25)$$

r_{eff} es el llamado coeficiente electro-óptico efectivo, el cual es un escalar que contiene la información "comprimida" de los parámetros electro-ópticos y anisotrópicos del cristal en estudio, es conveniente utilizar este parámetro en el estudio del efecto fotorrefractivo pues esto nos da una única solución numérica y reduce en mucho el cálculo de muchos parámetros y el estudio de una gran cantidad

de curvas. (En general se puede expresar el cambio en la constante dieléctrica como $\Delta\epsilon = -\epsilon_{r0}^2 r_{eff} E_{ac}$ con ϵ_{r0} el promedio de la constante dieléctrica y r_{eff} el coeficiente electro-óptico efectivo).

Tanto n como r_{eff} son dependientes del ángulo θ y de la polarización de los haces de escritura, sin embargo, para θ no muy grandes (menores a 45°) se pueden considerar independientes de θ (el error promedio al hacer esta suposición es del 11%). De la ec. (2.3-24) es posible hacer un ajuste lineal (para θ pequeño) al graficar $1/\Gamma\Lambda$ vs. $1/\Lambda^2$:

$$\frac{1}{\Gamma\Lambda} = \frac{e}{q} \frac{\lambda}{2\pi n^3 r_{eff}} \frac{\frac{E_{d0} + E_{q0}}{\Lambda^2} \cos\theta}{E_{d0} E_{q0} \cos 2\theta} \quad (2.3-26)$$

en este caso el error al poner $\cos\theta \approx 1$ es mayor que 14% con $\Lambda < 0.5 \mu\text{m}$ para $\theta > 31^\circ$ y $\lambda = 515\text{nm}$ y para $\theta > 29^\circ$ con $\lambda = 488\text{nm}$. Por esta razón introducimos la "ganancia reducida" Γ_r :

$$\Gamma_r(\Lambda) = \Gamma(\Lambda) \frac{\cos\theta}{\cos 2\theta} = \frac{q}{e} \frac{2\pi n^2}{\lambda} r_{eff} \frac{E_{d0} E_{q0}}{\frac{E_{d0}}{\Lambda} + E_{q0} \Lambda} \quad \text{o más explícitamente:} \quad (2.3-27)$$

$$\Gamma_r(\lambda) = \frac{4\pi^2 e n^3 K_B T}{\lambda (4\pi^2 K_B T \epsilon \epsilon_0 + e^2 N^* \Lambda^2)} r_{eff} N^* \Lambda$$

donde se han introducido los valores de E_{d0} y E_{q0} . De esta forma, el ajuste lineal es:

$$\frac{1}{\Lambda \Gamma_r} = \frac{e}{q} \left[\frac{\lambda}{2\pi n^3 r_{eff} E_{q0}} \frac{1}{\Lambda^2} + \frac{\lambda}{2\pi n^3 r_{eff} E_{d0}} \right] \quad (2.3-28)$$

donde la pendiente y ordenada son:

$$m = \frac{e}{q} \frac{\lambda}{2\pi n^3 r_{eff} E_{q0}} = \frac{e}{q} \frac{\lambda \epsilon \epsilon_0}{n^3 r_{eff} e N^*} \quad (2.3-29)$$

$$b = \frac{e}{q} \frac{\lambda}{2\pi n^3 r_{eff} E_{d0}} = \frac{e}{q} \frac{\lambda e}{4\pi^2 n^3 r_{eff} K_B T} \quad (2.3-30)$$

Nótese que el cociente e/q solo nos determina el signo de la carga q y por ende el de m y b ; la función (2.3-27) tendrá un máximo (si $e/q = 1$) o un mínimo (si $e/q = -1$) en:

$$\Lambda_{\max} = \sqrt{\frac{E_{d0}}{E_{q0}}} = \sqrt{\frac{4\pi^2 K_B T \epsilon \epsilon_0}{e^2} \frac{1}{N^*}} \quad (2.3-31)$$

donde Λ_{\max} no depende de λ pero si de N^* .

Recordando que el signo de Γ depende del de los portadores libres q , es fácil obtener cuales son los portadores dominantes a partir de la observación de la dirección en el flujo de energía entre los dos haces, para huecos se incrementa la intensidad de S ($\Gamma > 0$) y para electrones decrece aún más ($\Gamma < 0$).

Hasta ahora no se ha considerado una propiedad muy importante de los cristales: el llamado coeficiente de absorción óptica (α), si lo introducimos en la teoría, la ec. (2.3-21) se convertirá en:

$$I_s(y) = I_s(0)e^{(\Gamma - \alpha)y} \quad (2.3-32)$$

De acuerdo a esto, la intensidad del haz de señal I_s sin que exista el otro haz de referencia ($I_r = 0$, $\Gamma = 0$) en $y = d$ será:

$$I_s^{sn}(d) = I_s(0)e^{-\alpha d} \quad (2.3-33)$$

y en acoplamiento (i.e. con haz de referencia $I_r > 0$) tenemos:

$$I_s^{con}(d) = I_s(0)e^{(\Gamma - \alpha)d} \quad (2.3-34)$$

el cociente nos dará:

$$\gamma = \frac{I_s^{con}(d)}{I_s^{sn}(d)} = e^{\Gamma d} \quad (2.3-35)$$

$$\therefore \Gamma = \frac{\ln \gamma}{d} \quad (2.3-36)$$

En esta ocasión, si $\gamma > 1$ tenemos $\Gamma > 0$ (huecos) y si $\gamma < 1$ entonces $\Gamma < 0$ (electrones).

De esta forma se puede obtener experimentalmente la ganancia efectiva γ al medir $I_s^{\text{con}}(d)$ e $I_s^{\text{sin}}(d)$ en el haz de señal cuando este incide a un ángulo θ . Recordando que Γ es función de θ y por lo tanto de Λ y λ , podemos entonces a una λ dada calcular γ y Λ (según 2.3-35 y 2.3-4) a varios ángulos θ y con (2.3-36) calcular la Γ respectiva, para graficar finalmente Γ como función de Λ (como se haría teóricamente según la ec. 2.3-27), de esta curva experimental usando el ajuste dado por (2.3-28) se grafica $1/\Lambda\Gamma_r$ vs. $1/\Lambda^2$, esta nueva gráfica se ajusta usando mínimos cuadrados de donde se obtiene la pendiente y ordenada que finalmente por (2.3-29) y (2.3-30) nos proporcionan los valores de r_{eff} y de N^* .

Resumiendo: La determinación experimental de la ganancia exponencial Γ (ec.2.3-24) como función del espaciamiento de rejilla Λ nos proporciona:

- a) El signo de los portadores de carga dominantes.
- b) El coeficiente electro-óptico efectivo r_{eff} .
- c) La densidad N^* , de acuerdo a las curvas experimentales, si existe un tipo de portador altamente dominante se podrá tomar en cuenta la aproximación (2.2-36) por lo que se obtendrá una muy buena aproximación de la densidad de aceptores N_A .
- d) Una vez obtenidos r_{eff} y N_A es posible dar una descripción más completa del efecto fotrefractivo en cada muestra y obtener información para posibles aplicaciones.

En este trabajo de tesis se determinó y como se ha descrito mediante la técnica de acoplamiento de dos ondas en tres cristales de $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ distintos. Mediante un programa elaborado en Turbo-Pascal se hizo el ajuste por mínimos cuadrados al graficar $1/\Lambda\Gamma_r$ vs. $1/\Lambda^2$ y se obtuvieron r_{eff} y $N^* = N_A$ como se describe en el siguiente capítulo.

CAPITULO III

TECNICA EXPERIMENTAL DE ACOPLAMIENTO DE DOS ONDAS, OBTENCION Y ANALISIS COMPUTARIZADO DE DATOS EXPERIMENTALES Y RESULTADOS OBTENIDOS.

III.1 NUESTRAS MUESTRAS DE $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$.

En las secciones anteriores se han dado ya varias de las características de los cristales de KNbO_3 , como son los índices principales de refracción, los coeficientes electro-ópticos y el grupo de simetría al que pertenece ($2mm$) ortorrómbico solo entre -29°C y 218°C), en esta sección únicamente se completará la información necesaria sobre nuestros cristales para poder realizar nuestros experimentos de acoplamiento.

El KNbO_3 es un cristal ferroeléctrico de óxido tipo perovskita de la forma ABO_3 (véase sección I.5) disponible en muestras relativamente grandes (hasta $20 \times 20 \times 10 \text{ mm}^3$). Tomando como referencia a los oxígenos, éstos forman un octaedro rígido y la modificación de la estructura de perovskita se realiza paralela al eje polar en cada transición de fase.

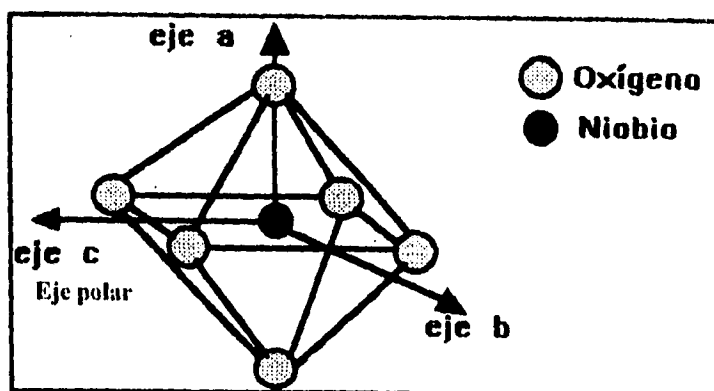


Figura 3.1 Estructura ortorrómbica de KNbO_3 a temperatura ambiente.

En este trabajo se estudiaron tres cristales, dos de los cuales tienen contaminación de Fe^{3+} en una proporción de 200 ppm (partes por millón) y uno con 1000 ppm. Las dimensiones de los cristales de 200 ppm son $1.5 \times 6.3 \times 5$ mm y la de 1000 ppm $1.5 \times 5 \times 8$ mm, estos cristales fueron adquiridos recientemente de los E.U.A, son de excelente calidad óptica, muy costosos y no se tienen reportes de estudios con estas concentraciones.

La geometría usada en los experimentos se ilustra en la figura 3.2, donde los cristales presentan como superficie en que inciden los haces a la placa b ($b, c \gg a$). En esta geometría los coeficientes que intervienen son: r_{13} , r_{23} y r_{33} .

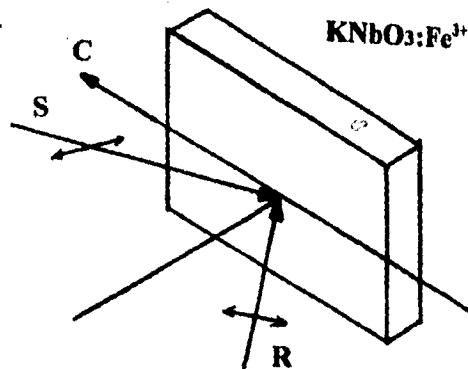


Figura 3.2 Orientación cristalográfica empleada.

Para el ajuste hecho con las ecuaciones (2.3-29 y 2.3-30) se utilizaron los siguientes parámetros:

$$\epsilon = 55 \quad (\text{según [22]})$$

$$n = 2.31$$

$$T = 293^\circ \text{ K}$$

$$\lambda = 488, 497 \text{ y } 515 \text{ nm}$$

Los experimentos se realizaron para cada muestra con tres longitudes de onda de un láser de Ar^+ .

III.2 TECNICA DE ACOPLAMIENTO DE DOS ONDAS.

La teoría de acoplamiento se deriva bajo la importante suposición de modulación pequeña ($I_1 \ll 1$, $S \ll R$ véase ec. 2.3-17), experimentalmente esto se puede obtener si uno de los dos haces de escritura (S) es atenuado significativamente respecto al otro (R).

En la figura 3.3 se muestra el esquema del equipo experimental montado en el laboratorio de propiedades ópticas del IF-UNAM para realizar los experimentos. El dispositivo consta de un láser de ion argón Spectra Physics mod. 2020-35 de 3W, una mesa holográfica Oriol mod.10407, un filtro espacial y un expansor de haz Oriol, un difusor de haz Oriol, un medidor de potencia NewPort mod.835, filtros de densidad neutra (atenuador a 200X), espejos, bases mecánicas y magnéticas, montura TxyzRz Oriol para colocar y mover la muestra, 2 polarizadores, una tarjeta electrónica de conversión analógica-digital PCL-712, una tarjeta electrónica de amplificación y ganancia de señal PCLD-889, una computadora Acer 486 a 60 Mhz.

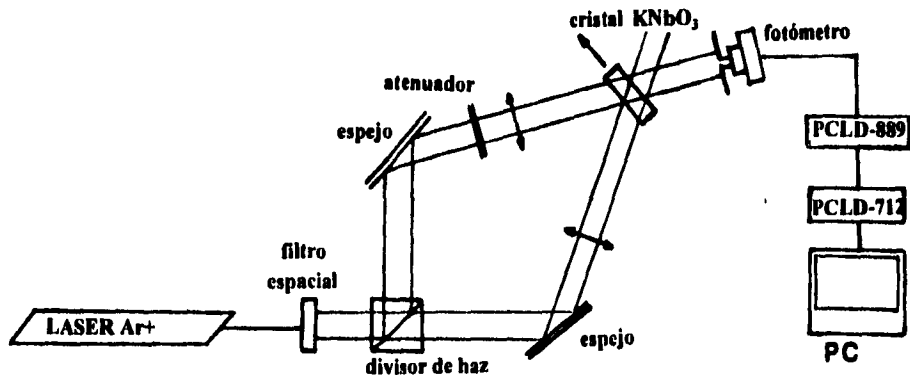


Figura 3.3 Acoplamiento de dos ondas.

En promedio para los experimentos el haz de señal fue atenuado unas 180 veces con respecto al haz de referencia, Una vez teniendo las mínimas condiciones requeridas para el grabado holográfico (obscuridad, aislamiento y estabilidad del láser) y las conexiones de la interfase fotómetro-computadora, se llevaron a cabo los experimentos con ayuda del software interactivo desarrollado como parte de esta tesis.

El trabajo experimental consistió básicamente en lo siguiente:

- Seleccionar la longitud de onda del láser.
- Alinear con precisión el equipo óptico por medio de los tornillos milimétricos de los espejos, del expansor de haz, del filtro espacial y de la base de la muestra.
- Activar el programa FotorrefractiveData en TurboPascal, seleccionar e introducir las condiciones necesarias para empezar a medir (λ y d).
- Cada experimento se comienza con ángulos grandes ($\theta \approx 45^\circ$) y se va decreciendo hasta ángulos del orden de 5° , en cada medida es necesario hacer ajustes finos con los tornillos para lograr un buen acoplamiento (se puede ver el patrón de interferencia).
- En cada medida el programa de cómputo mide y muestra la gráfica de estabilización del grabado holográfico, cuando esto se logra se mide automáticamente $I_s^{\text{con}}(d)$ avisando con un sonido de 220Hz durante 3 segundos, tiempo en el que se debe intersectar con una pantalla móvil al haz de referencia **R** para que el programa mida entonces $I_s^{\text{con}}(d)$.
- El programa tiene en cada medida la información necesaria para hacer los análisis y ajustes completos descritos en la sección II.3.2. Al final se obtienen en pantalla las gráficas y resultados esperados: 1) Gráfica de los puntos experimentales de Γ vs. Λ junto con la curva teórica dada por (2.3-27). Esta curva se obtiene con los resultados encontrados para r_{eff} y N_A y se presenta en la pantalla para efectos de comparación. 2) Gráfica del ajuste lineal de los puntos experimentales (ec.2.3-28) junto con la recta obtenida por mínimos cuadrados y los resultados de m , b , r_{eff} y N_A .

En la sección siguiente se dará una breve descripción del programa desarrollado y del sistema de interfase acoplado entre la computadora y los aparatos de medida.

III.3 OBTENCION Y ANALISIS COMPUTARIZADO DE DATOS EXPERIMENTALES.

III.3.1 ADQUISICION DE DATOS MEDIANTE LA TARJETA PCL-712.

En los experimentos de acoplamiento el medidor de potencia se encargaba de obtener las intensidades del haz de señal con y sin referencia, mostrando en su display los valores respectivos, sin embargo, para transferir esa información a la computadora fue necesario hacer uso de las salidas del potenciómetro las cuales entregan voltajes del orden de 0 a 7 mV, por lo que fue necesario implementar una interfase que se encargara de medir los voltajes e hiciera una conversión analógico-digital para transferir los valores a la computadora. Esta conversión dependería de la curva de calibración del potenciómetro la cual se muestra en la gráfica 1.

La interfase fue acoplada con la tarjeta electrónica PCL-712 analógica-digital (A/D) la cual tiene 5 funciones de medición y control, entradas y salida A/D y un reloj programable. La resolución para la conversión A/D es de 12 bits y el tiempo de conversión es menor a 30 μ s. El rango de entrada bipolar $\pm 1V$ con una precisión del 2%, la impedancia de entrada es mayor a 10 mega-ohms.

Dada la resolución y el rango de la tarjeta, se tendrá que en el intervalo de 2V habra 2¹² (4096) valores distinguibles, es decir, la tarjeta discierne hasta valores de 0.4mV (este es el mínimo valor que puede medirse). Debido a esto fue necesario introducir un amplificador en la señal del potenciómetro para que la PCL-712 pudiera leer los voltajes amplificados con espaciamento suficiente entre medida y medida. El amplificador usado fue la tarjeta electrónica PCLD-889 en la cual se puede seleccionar la ganancia de señal deseada. En nuestro caso la ganancia programada fue $V_g=50$ veces.

La mayoría de los periféricos y adaptaciones de interfase en una computadora PC son controlados usando los puertos digitales de entrada y salida (I/O). Estos se seleccionan usando el espacio de direcciones de puertos I/O del microprocesador correspondiente. La dirección de la tarjeta PCL-712 puede elegirse mediante una serie de interruptores que tiene a un costado, siendo la dirección escogida en fabrica la hexadecimal 220. En el programa realizado en Turbo-Pascal TP-5.5 se asigno la dirección a la variable entera BASE, la cual en TP se definió como tipo WORD para que fuera identificada como una dirección cuando se utilice como parámetro de la instrucción de direccionamiento PortW.

La PCL-712 tiene 12 puertos que permiten controlar sus distintas funciones, estos puertos se conocen como registros y cada uno se identifica por la dirección $BASE + j$ con $j = 0, \dots, 7, 10, 11, 12, 13, 14$, cada registro es un byte de 8 bits donde se guarda información.

Para llevar a cabo la conversión analógica-digital A/D se necesitan programar los 4 registros siguientes:

BASE + 10 En este registro los bits del 0 al 3 son usados para seleccionar el canal de conversión A/D, los otros bits son ignorados.

BASE + 11 Este byte controla el modo de disparo de la medida: directa o periódica programada con el reloj:

bit 0 = 0 : No hay disparo directo.

bit 0 = 1 : Se hace disparo directo.

bit 1 = 0 : Impide el disparo regulado por contadores.

bit 1 = 1 : Permite que el disparo sea regulado por contadores.

Los bits del 2 al 7 son ignorados.

BASE + 4 Este byte junto con los bits 0 a 3 del byte BASE+5 forman un número de 12 bits, los cuales son el resultado de la conversión A/D. El número puede ir de 0 a 4096. En el programa el valor de conversión correspondiente a este byte se guarda en la variable "bajo" que representa el byte bajo de la conversión.

BASE + 5 Los bits 0 a 3 son el byte alto de la conversión A/D, el bit 4 refleja el estado de la conversión:

bit 4 = 0 : Conversión lista.

bit 4 = 1 : Conversión no lista.

de esta forma el voltaje leído será:

$$\text{Voltaje} = (\text{Alto} \times 256 + \text{Bajo} - 2040) / (2/4096)$$

Toda la información de estos bytes puede resumirse en el byte de control BASE+3 donde se escribe y programa el uso de los contadores, la forma, el modo y tipo de conteo, en nuestros experimentos se seleccionaron los canales 0 y 2 para medir las intensidades de I_S y las medidas de estabilidad se realizaron en forma periódica programada. Para detalles vease el apéndice C.

II.3.2 DESCRIPCION BASICA DEL PROGRAMA.

El programa desarrollado para adquirir, procesar y ajustar datos de experimentos de acoplamiento de dos ondas se nombro PotorrefractiveData.EXE y fue desarrollado en Turbo-Pascal 5.5. El programa inicia desplegando en pantalla un menú (menú 1) con 5 opciones posibles, A continuación se describe cada una de ellas.

1) HACER UN EXPERIMENTO. Se pide el valor de la longitud de onda a utilizar y del espesor (d) de la muestra. Se activa la adquisición de datos con la PCL-712, permite que el usuario proporcione el tiempo de adquisición entre dato y dato para medir y graficar la estabilidad del grabado de rejillas holográficas, una vez alcanzada, se toma automáticamente el valor del voltaje y se hace la conversión a unidades de potencia para obtener la medida de intensidad del haz de señal con referencia, suena la campana de aviso para que el operador corte el haz de referencia y se mide nuevamente la estabilidad de la rejilla (que ahora se comienza a borrar) para medir finalmente la intensidad del haz de señal ahora sin referencia. Este proceso se repite para cada medida y se pide el ángulo θ correspondiente. Al final del experimento se obtienen las gráficas al oprimir Enter. Si se oprime nuevamente Enter aparecerá un segundo menú (menú 2) con 4 opciones el cual se describirá más adelante.

Para todo el proceso de automatización se elaboro una unidad de TP (TPU) llamada ADQ.PAS la cual da mayor optimización al programa.

2) LEER UN ARCHIVO. Una vez hecho el experimento ya sea por el mecanismo de automatización o bien manualmente, se pueden salvar los datos en un archivo (vease menu 2). En esta opción se puede leer y cargar al programa los datos desde un archivo existente para así reproducir los gráficos y resultados, el archivo puede estar en cualquier unidad de disco pues el programa permite ver el contenido de cada unidad. Al final del procesamiento y despliegue de gráficos vuelve a aparecer el segundo menú.

3) TECLEAR DATOS. En el caso de que el experimento se halla realizado manualmente (como se hizo cuando se montó por primera vez la técnica estudiando otras muestras e incluso en las primeras medidas con las nuestras) el programa permite teclear los datos obtenidos manualmente y procesarlos para mostrar los resultados. Esta opción es importante pues se puede presentar el caso en el cual se descomponga alguna de las tarjetas o no se cuente con computadora.

Al final del procesamiento aparece nuevamente el menú 2.

4) IMPRIMIR DATOS. Se imprime un listado de los datos junto con todas las operaciones y ajustes hechos para obtener los resultados. Las gráficas se pueden imprimir directamente de pantalla con Print-screen. Al finalizar se vuelve a este menú (menú1).

5) TERMINAR. Esta opción se utiliza cuando el experimento terminó y no se desea hacer nada más , solo salir de TP y volver a Dos.

El menú 2 es de suma importancia es por ello que aparece siempre al final de la ejecución de las primeras 3 opciones del menú 1, este menú presenta las opciones necesarias para la corrección de datos.

A continuación se muestran las opciones que ofrece el menú 2:

<F1> BORRAR DATOS. Una vez seleccionados de las gráficas los datos no necesarios, estos pueden ser eliminados, identificandolos por su orden en las gráficas, al final del borrado se vuelve al mismo menú 2.

<F2> INSERTAR DATOS. Puede suceder que al introducir manualmente datos se hayan saltado algunos valores, o bien que hagan falta puntos experimentales en alguna región de la gráfica por lo que es necesario insertarlos donde sea conveniente. Al final de la inserción se vuelve nuevamente al menú 2.

<F3> VER NUEVAMENTE GRAFICOS. Hechas (o no) las correcciones adecuadas se pueden volver a ver las gráficas (corregidas o no) si así lo requiere el usuario, estas se despliegan en pantalla junto con los nuevos (o mismos) resultados producto de las correcciones.

Al final se despliega nuevamente el menú 2 dando lugar a que el proceso se repita cuantas veces se solicite para obtener la mejor optimización en los ajustes.

<F10> SALVAR LOS DATOS. Si el usuario esta de acuerdo con los ajustes y resultados del experimento, se pueden guardar los datos en un archivo, el nombre y unidad en que se desean guardar son pedidos en esta opción. Una vez guardados los datos, el programa regresa ahora al menú 1 por si se desea hacer otro experimento, teclear datos, leer otro (o el mismo) archivo o bien terminar.

El listado completo del programa junto con la unidad ADQ.PAS se muestra en el apéndice C, los comentarios del programa dan una explicación más detallada de su funcionamiento.

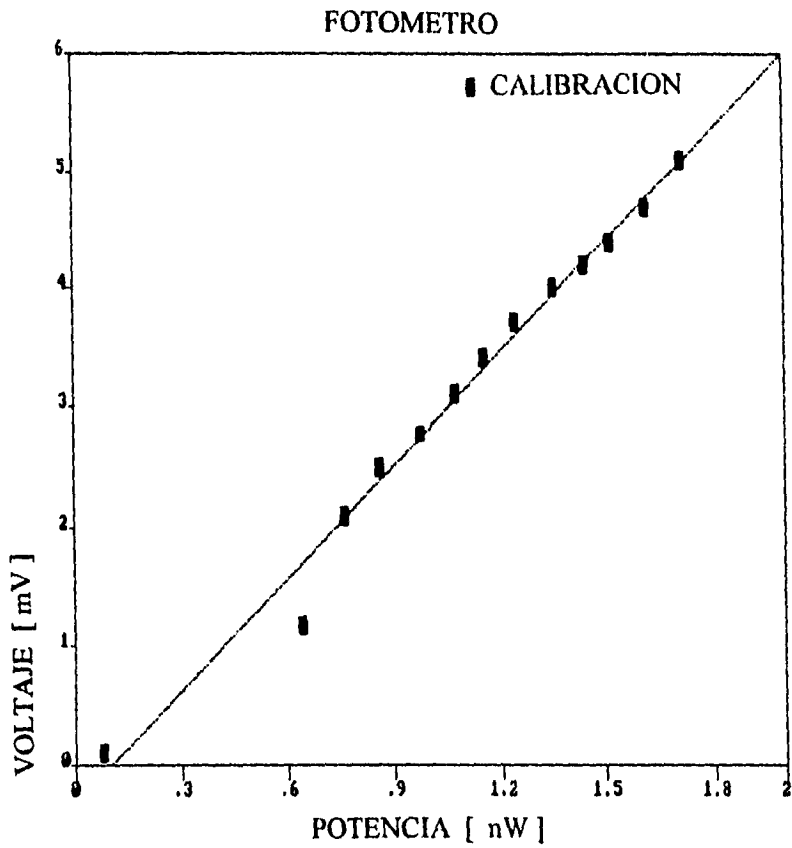
III.4 RESULTADOS EXPERIMENTALES, DISCUSION Y CONCLUSIONES.

III.4.1 RESULTADOS EXPERIMENTALES.

A continuación se muestra en la gráfica 1 la curva de ajuste del fotómetro, la cual nos indica la relación entre el voltaje leído por la interfase y la lectura de potencia del display del fotómetro. En la gráfica 2 se muestra una curva típica de las medidas de estabilidad del grabado de la rejilla holográfica, en las gráficas 3 y 4 se ilustra un ejemplo de como se pueden manipular los datos para lograr el mejor ajuste con la teoría y a partir de la gráfica 5 se muestran algunas de las curvas obtenidas para la ganancia en el acoplamiento de dos ondas con sus respectivos ajustes, empleando tres longitudes de onda en cada una de las tres muestras (solo se muestran 9 curvas de las 27 obtenidas).

Los resultados para el signo de los portadores, la r_{eff} y la concentración N_A de aceptores obtenidos de estos experimentos mediante el programa y los ajustes ya indicados, están sumariados en las tablas 3.1, 3.2 y 3.3.

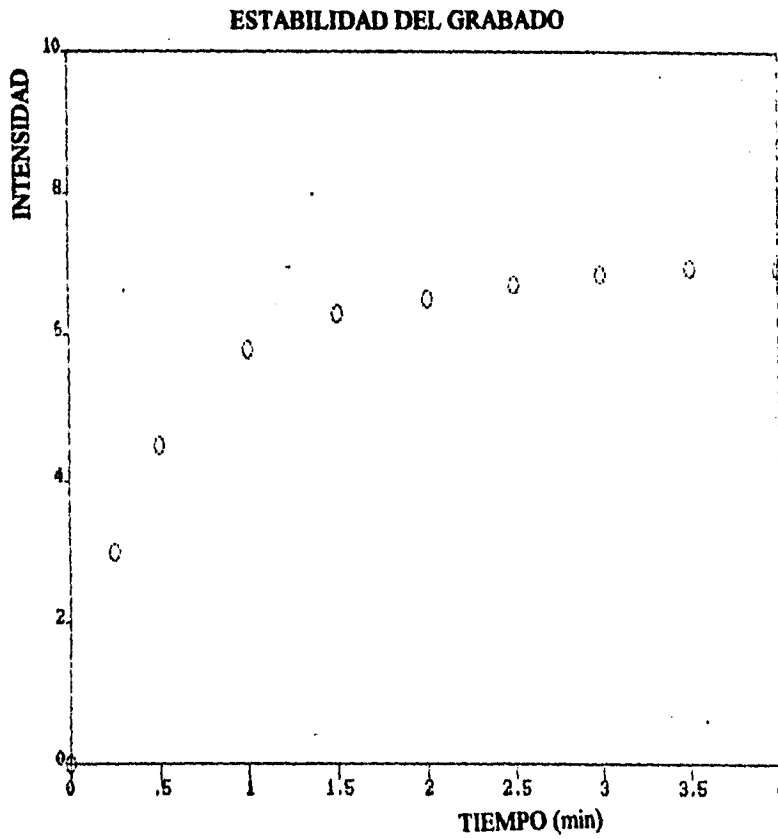
a) Calibración del fotómetro.



Gráfica 1. La ecuación que relaciona el voltaje de salida del fotómetro y su lectura de potencia en el display es:

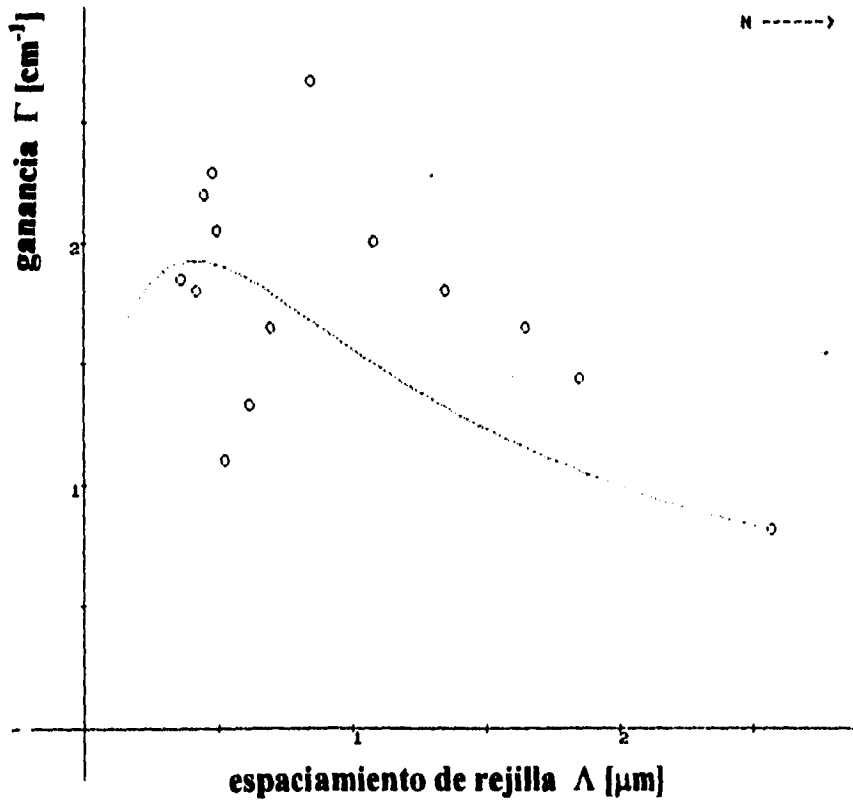
$$\text{Voltaje} = (3.163)\text{Potencia} - (0.326)$$

b) Medidas de estabilidad en el grabado de la rejilla holográfica.



Gráfica 2. Esta es una curva típica de las medidas de estabilidad en el grabado de las rejillas holográficas. Una vez alcanzada se toma la medida de intensidad del haz de señal con (o sin) haz de referencia.

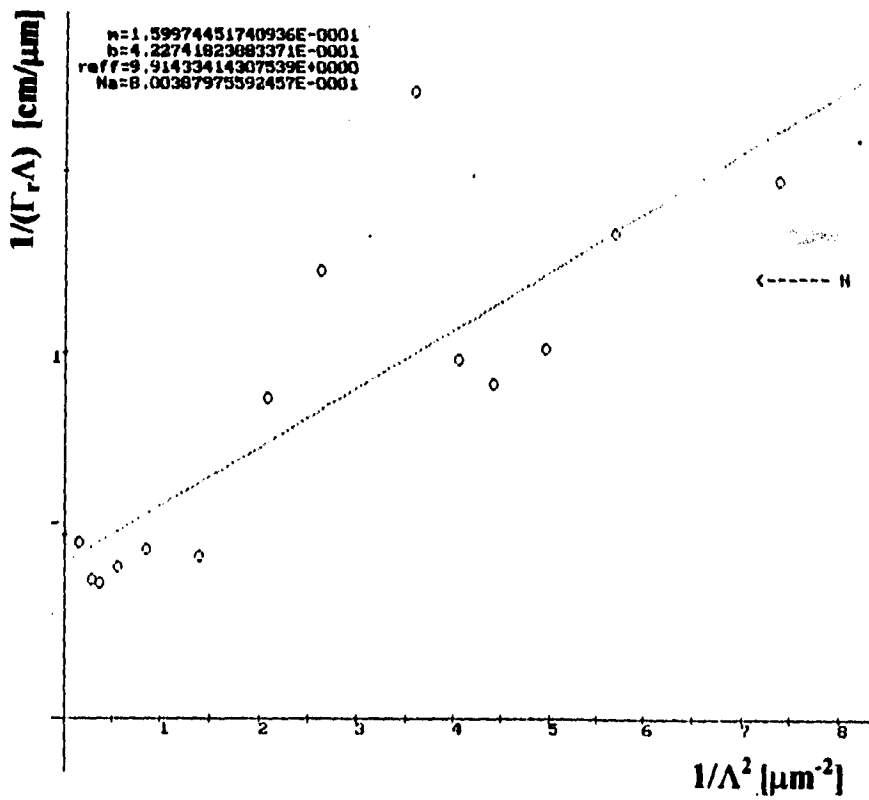
c) Ejemplo del ajuste de datos experimentales por medio del programa de computo.



Gráfica 3. En esta curva se muestran todos los puntos obtenidos en un experimento común. Se observa que el ajuste de los puntos no concuerda satisfactoriamente con la teoría (curva continua dada por la ec. 2.3-27:

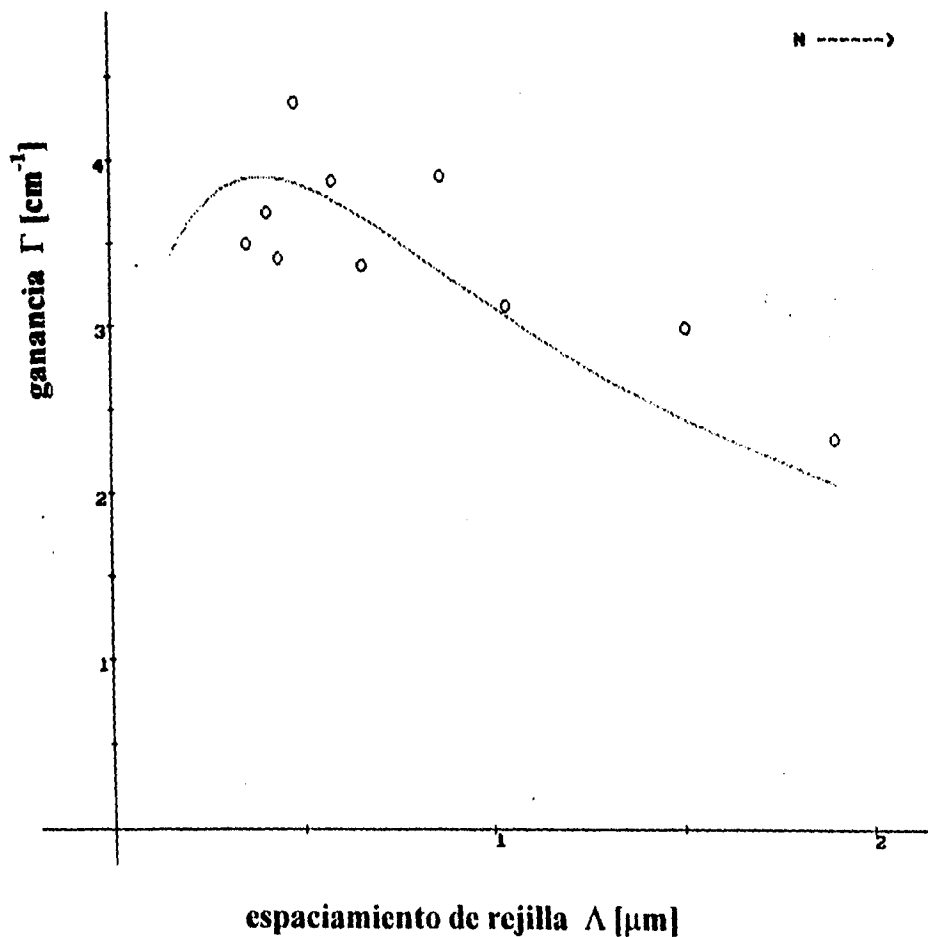
$$\Gamma_r(\lambda) = \frac{4\pi^2 en^3 K_B T}{\lambda (4\pi^2 K_B T \epsilon \epsilon_0 + e^2 N^* \Lambda^2)} r_{eff} N^* \Lambda \quad (2.3-27)$$

Al manipular los datos con el programa (insertando o borrando los que sean necesarios) se puede optimizar el ajuste y obtener la mejor aproximación con la teoría como se indica en la gráfica 17.

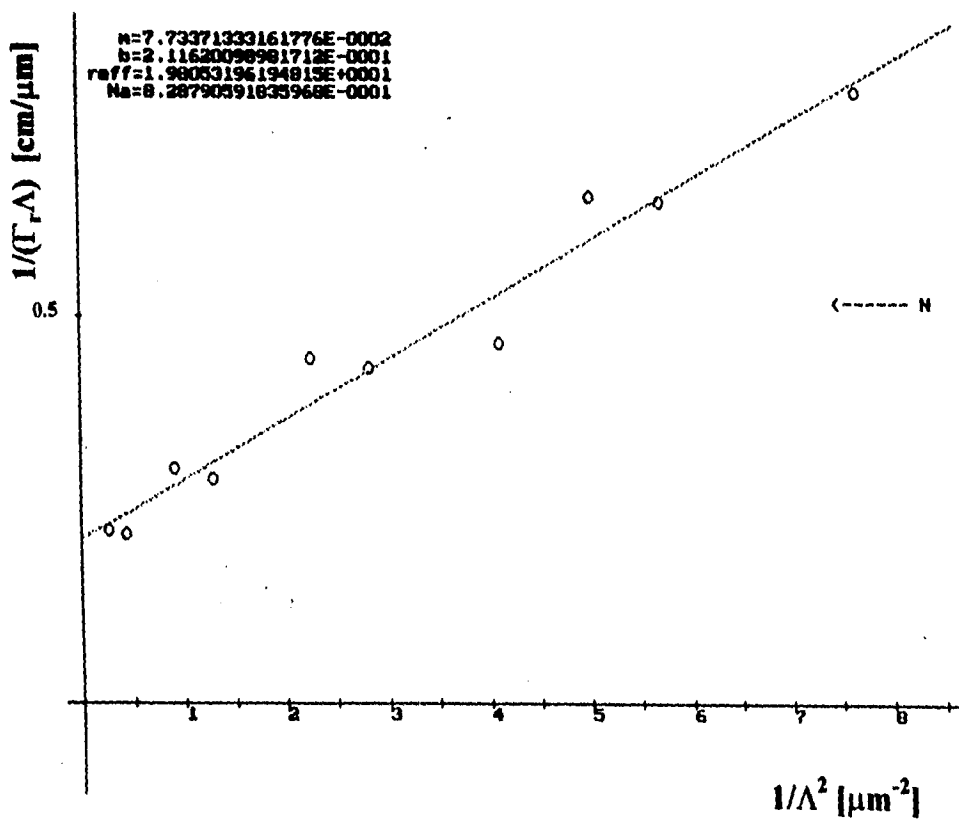


Gráfica 4. Ajuste lineal de los puntos experimentales de la gráfica 3. La curva continua fue hecha por mínimos cuadrados

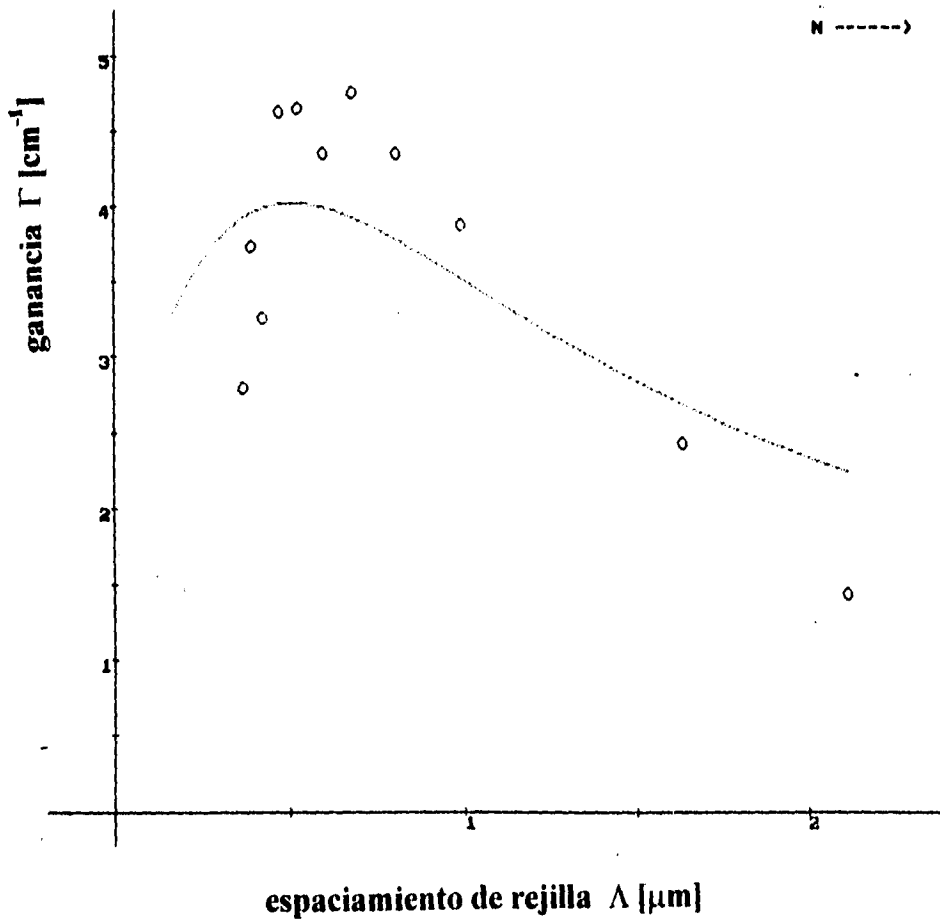
d) Medidas de ganancia en el acoplamiento de dos ondas.



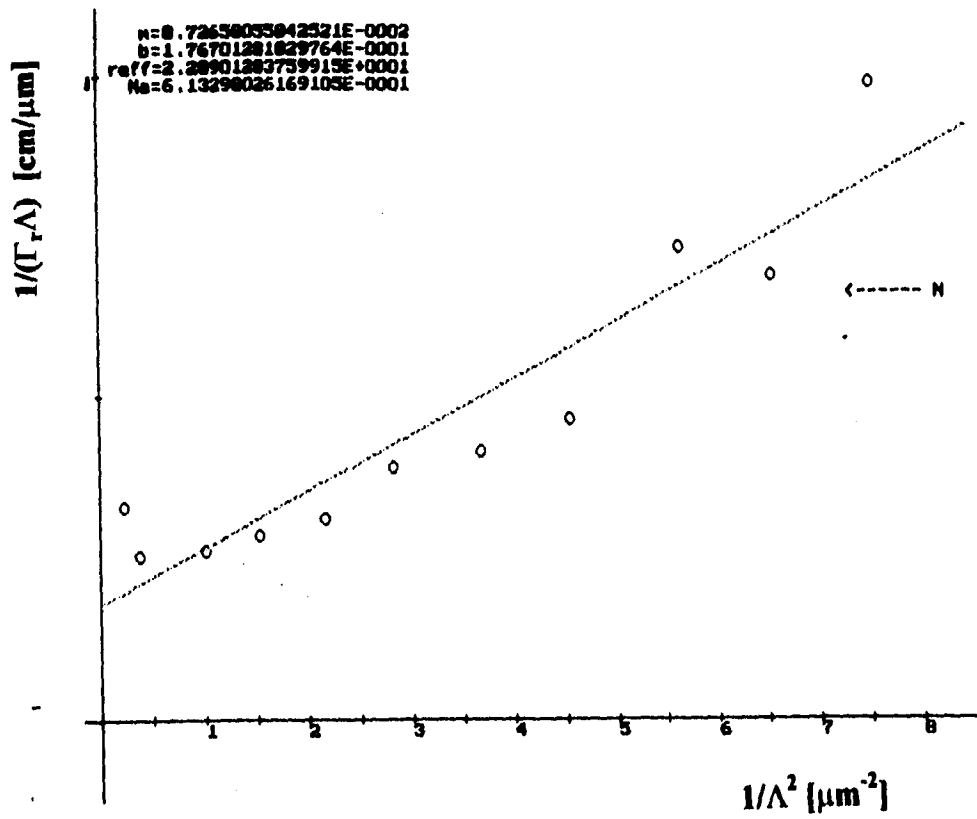
Gráfica 5. Ganancia Γ como función del espaciamento de rejilla Λ para $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 1000 ppm a $\lambda = 515$ nm. La curva continua es la curva teórica dada por (2.3-27) empleando los parámetros N_Λ y r_{eff} de la tabla 3.1.



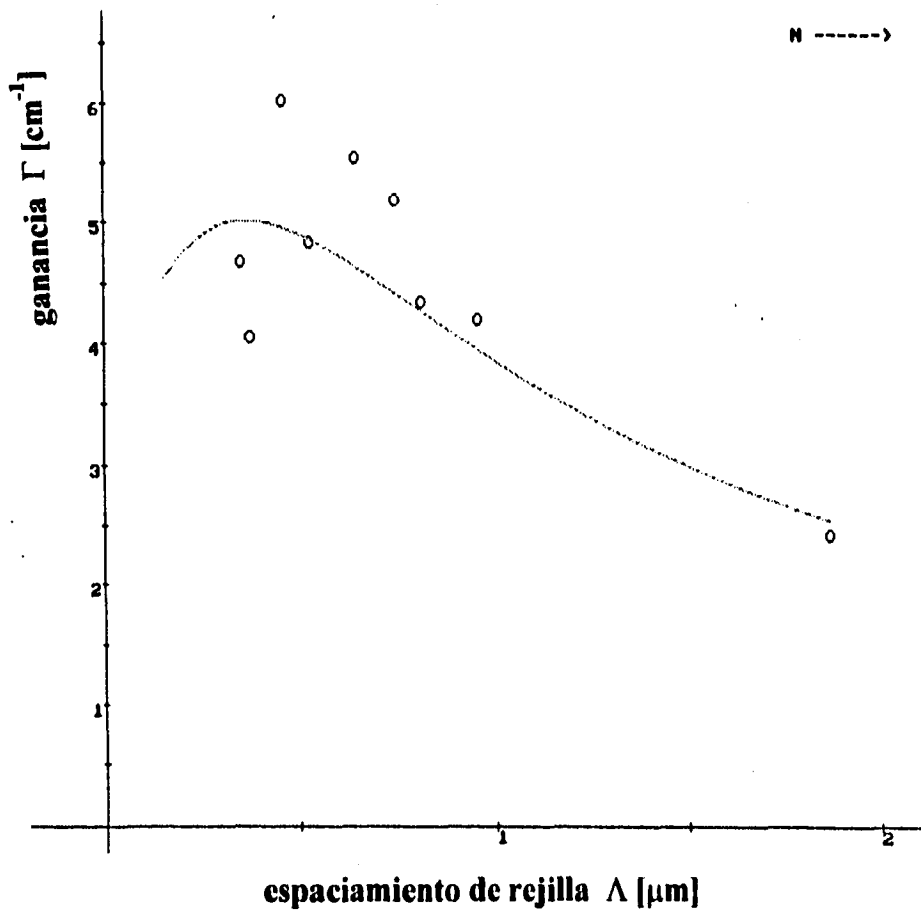
Gráfica 6. Ajuste lineal de los puntos experimentales de la gráfica 5. La curva continua fue hecha por mínimos cuadrados.



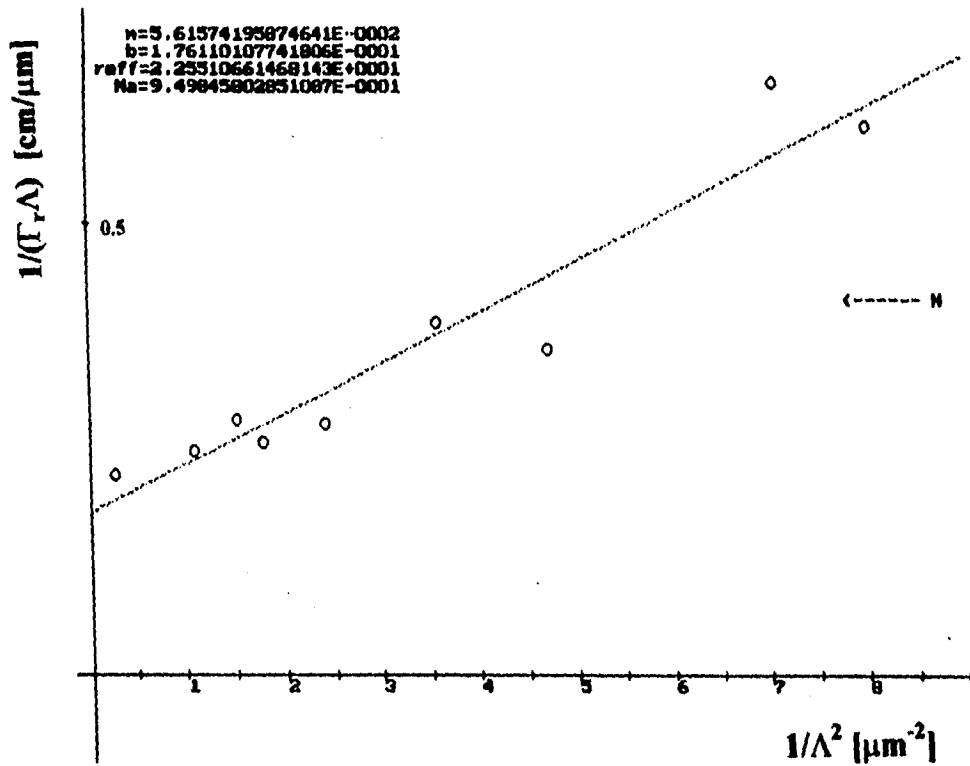
Gráfica 7. Ganancia Γ como función del espaciamento de rejilla Λ para $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 1000 ppm a $\lambda = 497$ nm. La curva continua es la curva teórica dada por (2.3-27) empleando los parámetros N_A y r_{eff} de la tabla 3.1.



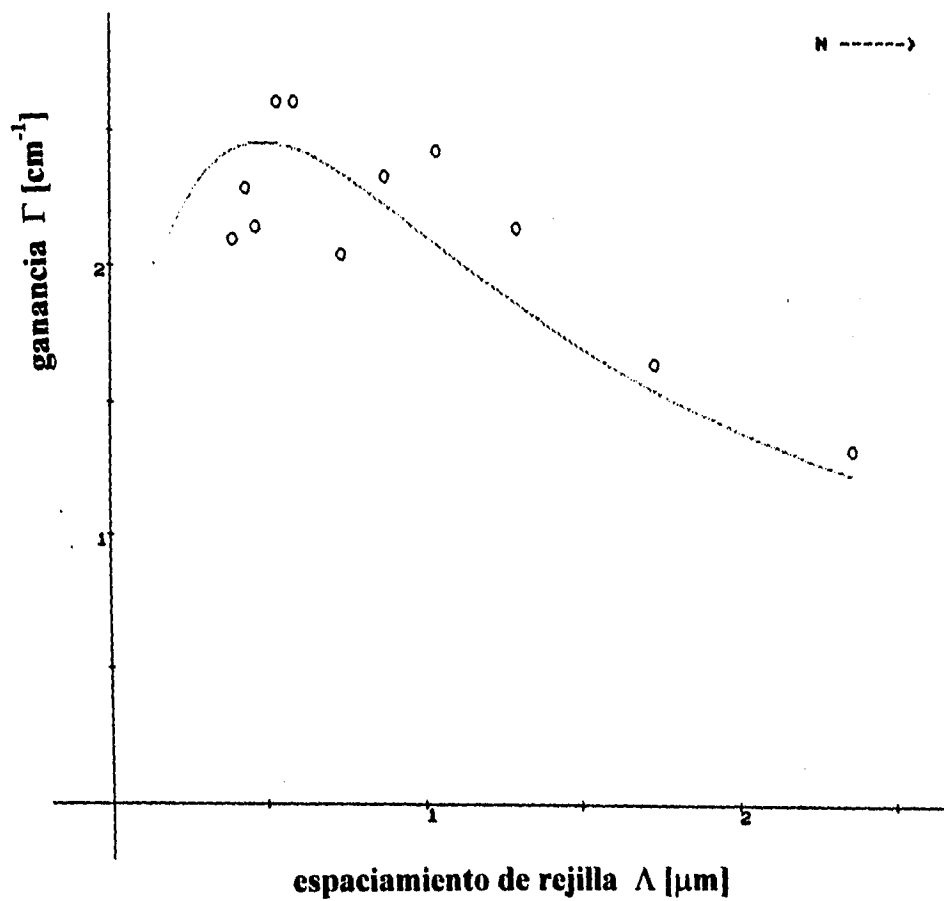
Gráfica 8. Ajuste lineal de los puntos experimentales de la gráfica 7. La curva continua fue hecha por mínimos cuadrados.



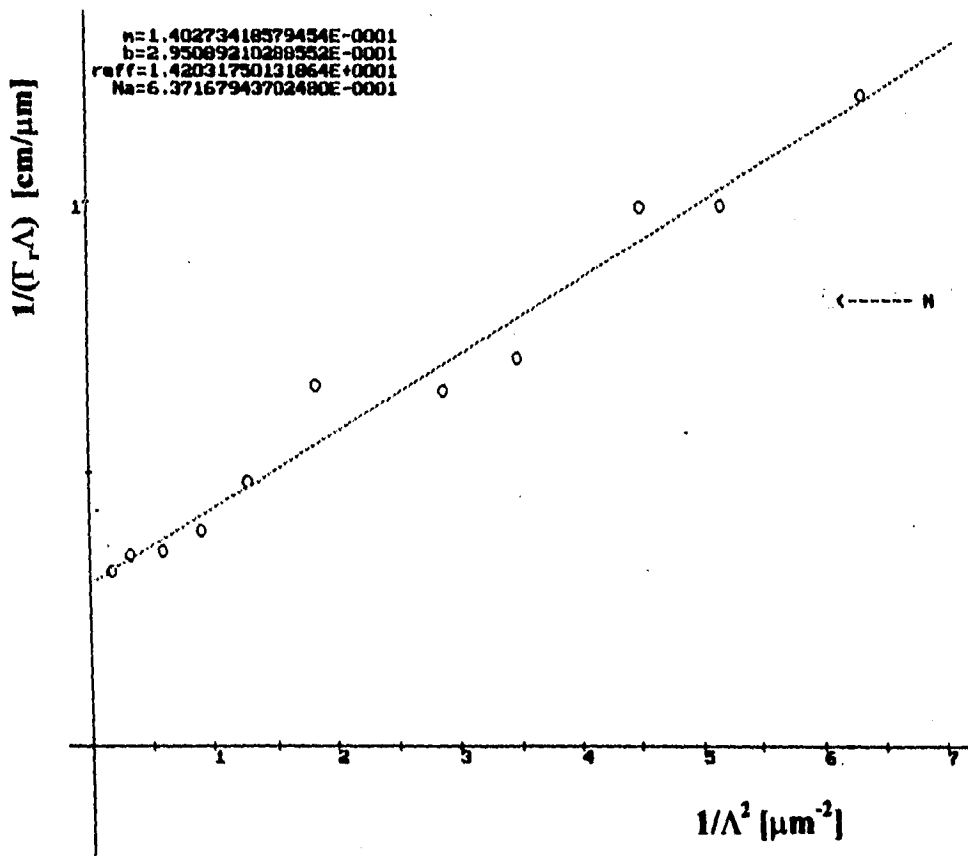
Gráfica 9: Ganancia Γ como función del espaciamento de rejilla Λ para $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 1000 ppm a $\lambda = 488$ nm. La curva continua es la curva teórica dada por (2.3-27) empleando los parámetros N_A y r_{eff} de la tabla 3.1.



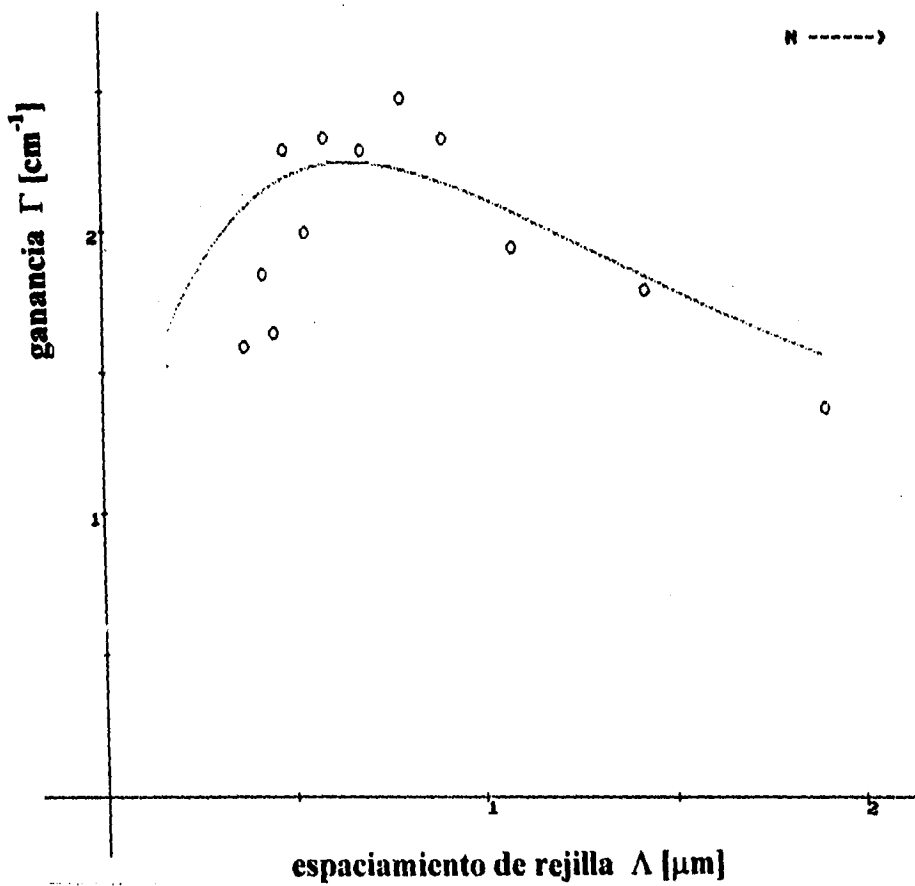
Gráfica 10. Ajuste lineal de los puntos experimentales de la gráfica 9. La curva continua fue hecha por mínimos cuadrados.



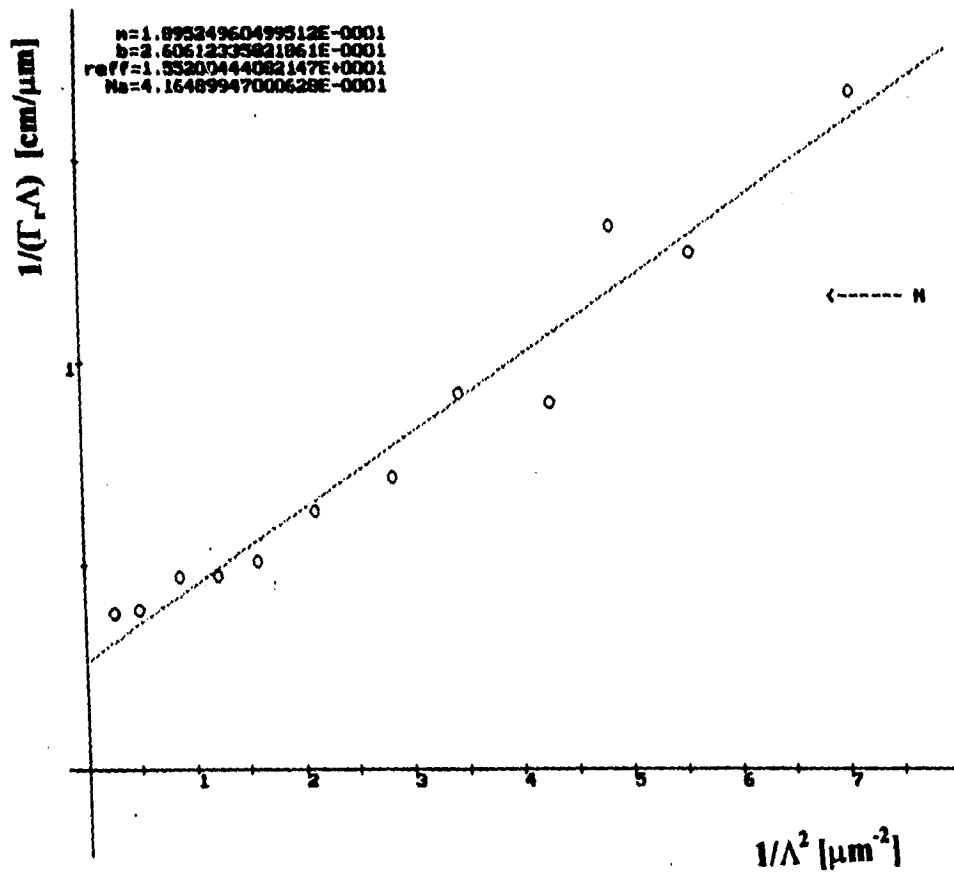
Gráfica 11. Ganancia Γ como función del espaciamento de rejilla Λ para $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 200 ppm (muestra A) a $\lambda = 515$ nm. La curva continua es la curva teórica dada por (2.3-27) empleando los parámetros N_A y r_{eff} de la tabla 3.2.



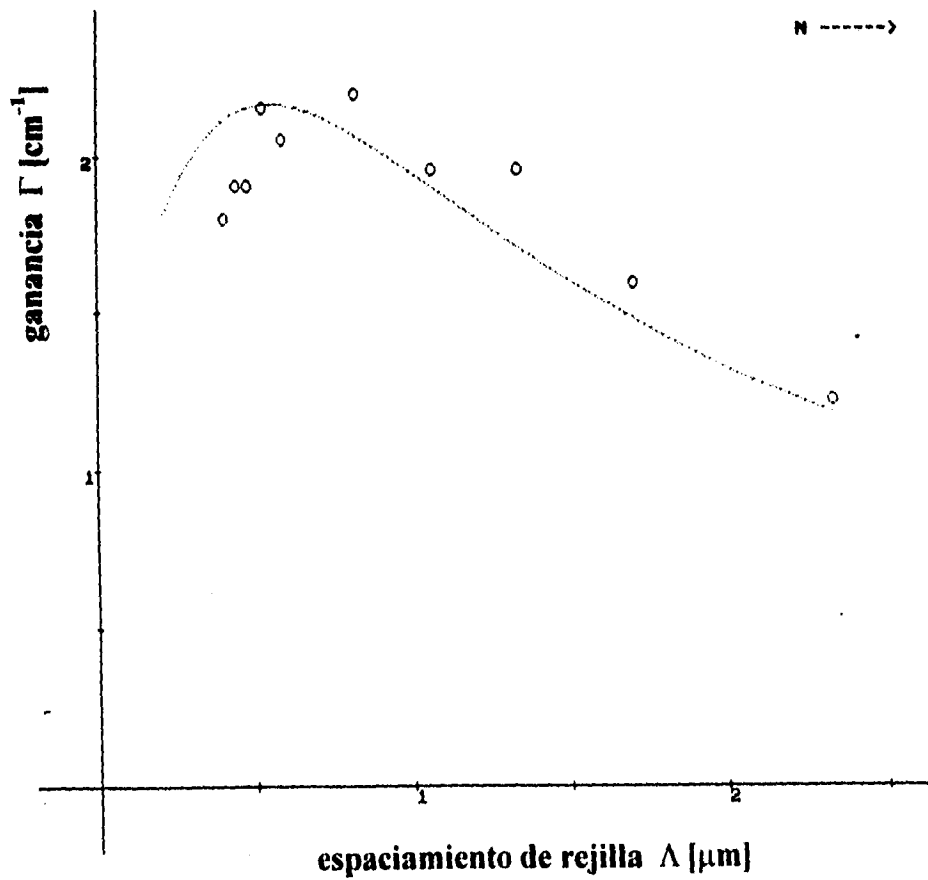
Gráfica 12. Ajuste lineal de los puntos experimentales de la gráfica 11. La curva continua fue hecha por mínimos cuadrados.



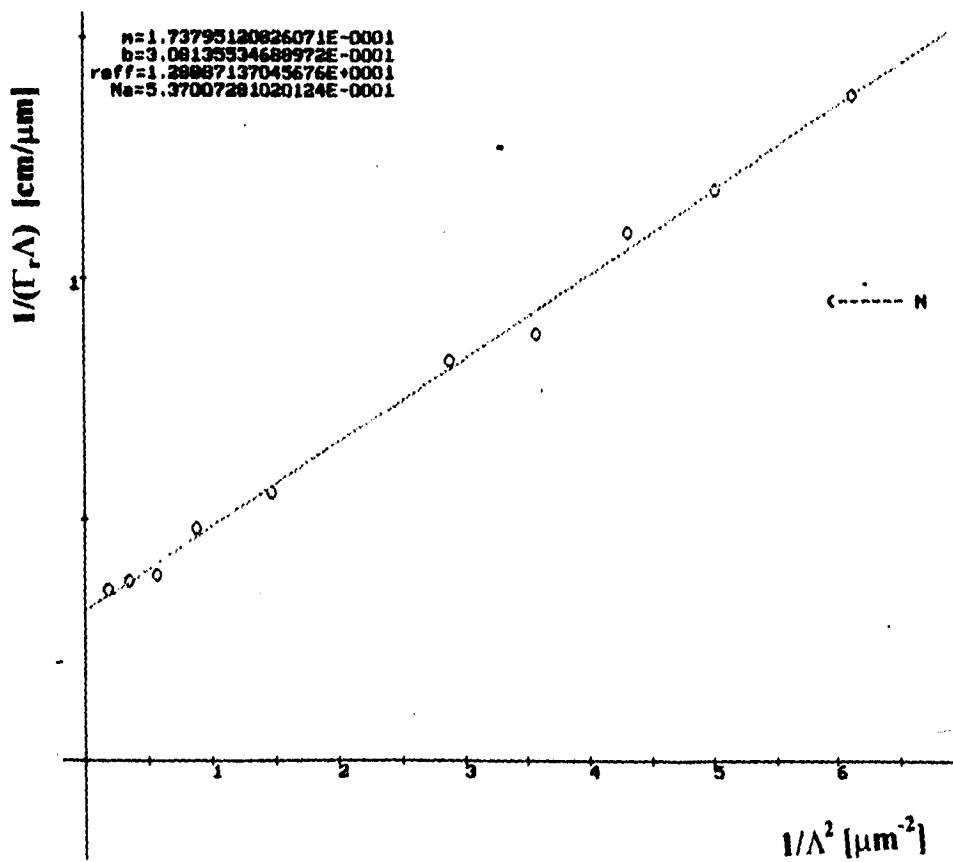
Gráfica 13. Ganancia Γ como función del espaciamento de rejilla Λ para $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 200 ppm (muestra A) a $\lambda = 497$ nm. La curva continua es la curva teórica dada por (2.3-27) empleando los parámetros N_Λ y r_{eff} de la tabla 3.2.



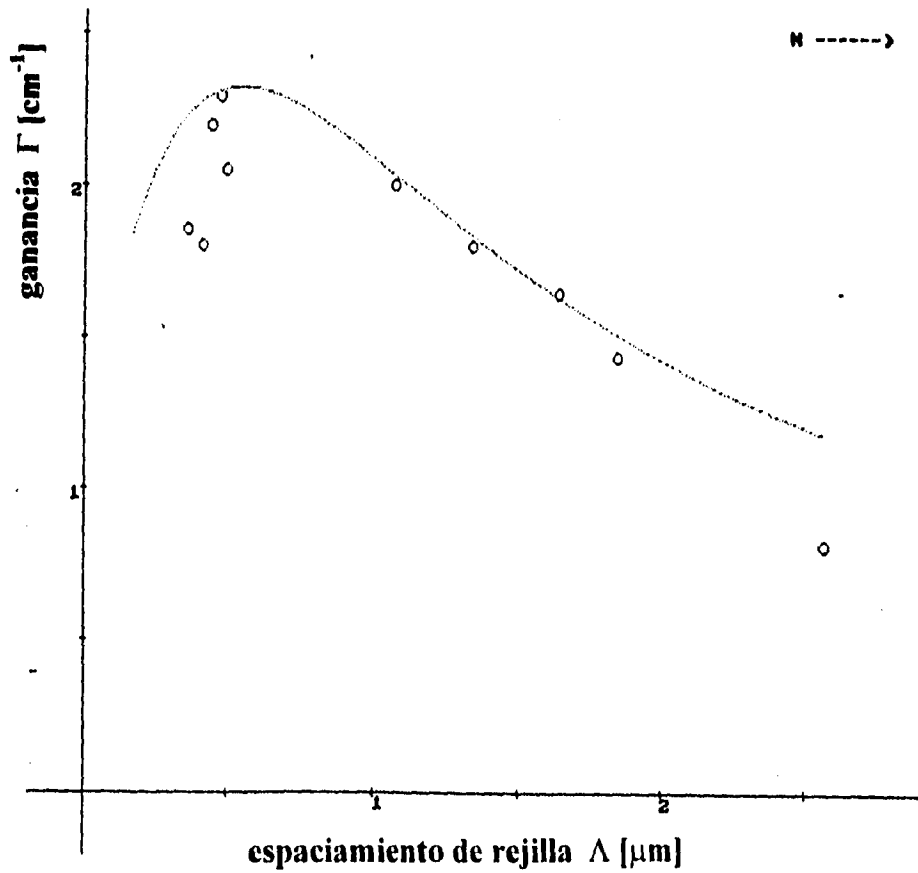
Gráfica 14. Ajuste lineal de los puntos experimentales de la gráfica 13. La curva continua fue hecha por mínimos cuadrados.



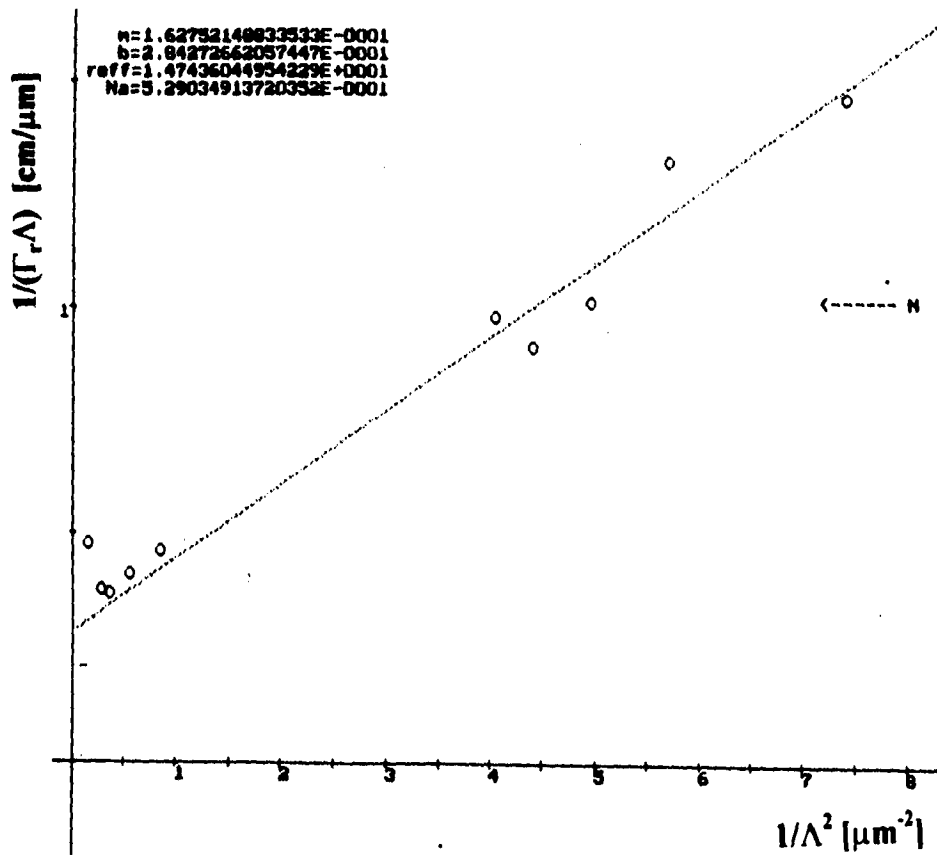
Gráfica 15. Ganancia Γ como función del espaciamento de rejilla Λ para $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 200 ppm (muestra A) a $\lambda = 488$ nm. La curva continua es la curva teórica dada por (2.3-27) empleando los parámetros N_A y r_{eff} de la tabla 3.2.



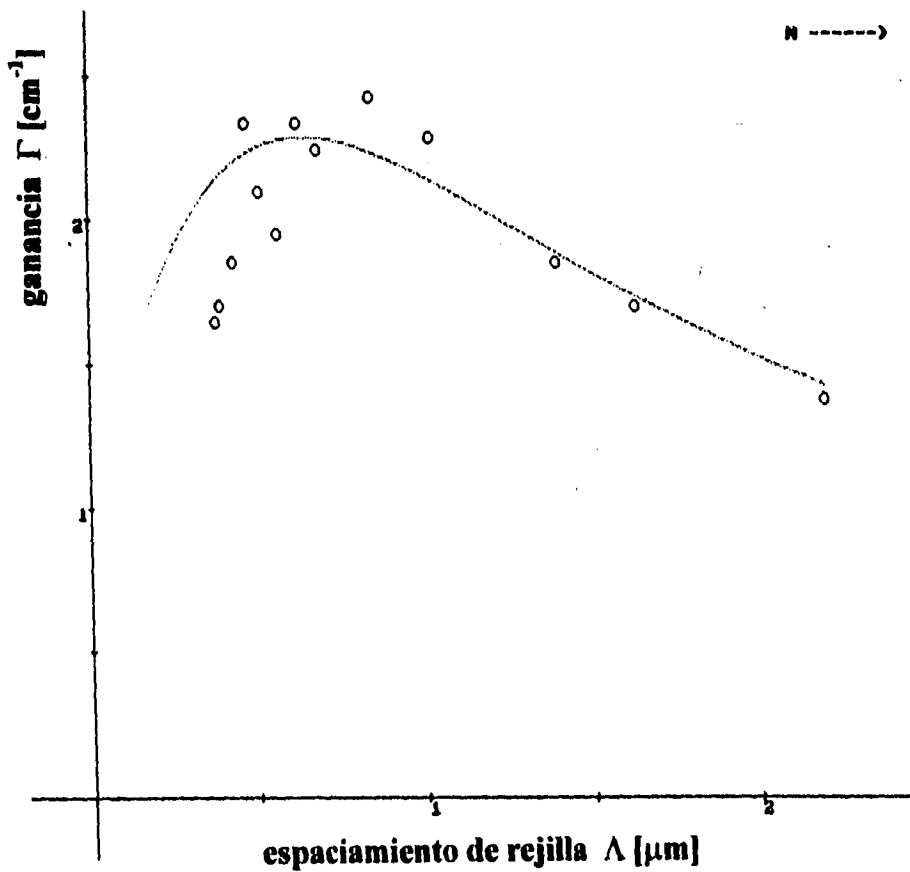
Gráfica 16. Ajuste lineal de los puntos experimentales de la gráfica 15. La curva continua fue hecha por mínimos cuadrados.



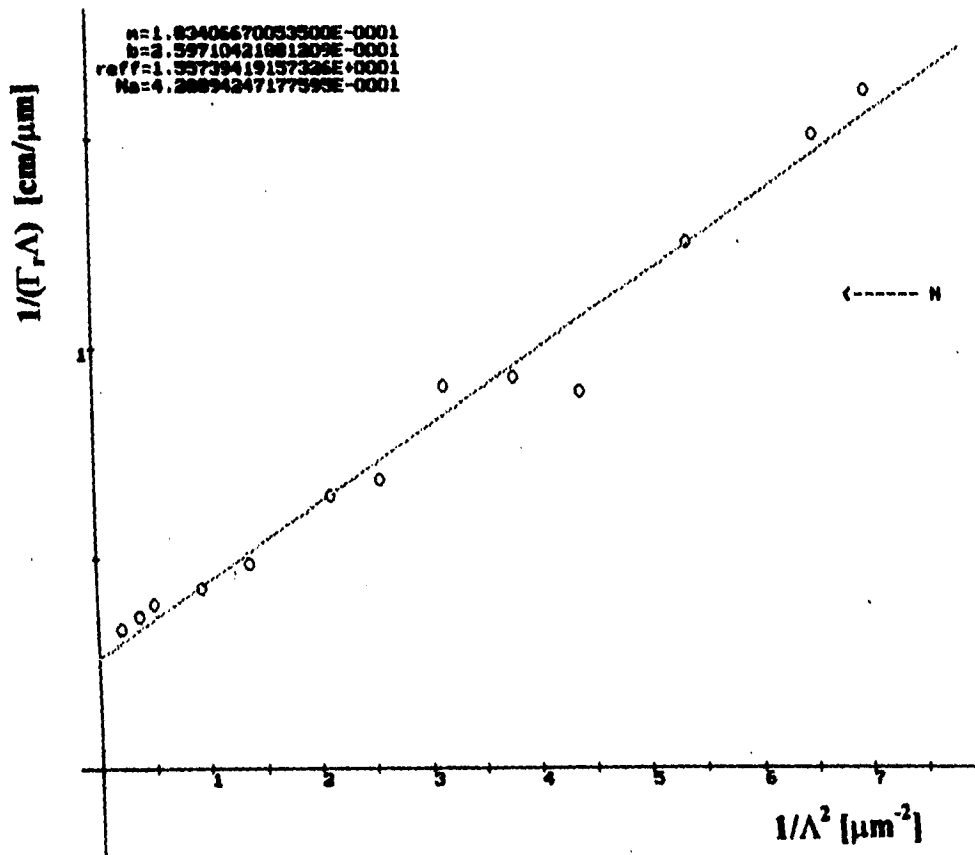
Gráfica 17. Ganancia Γ como función del espaciamento de rejilla Λ para $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 200 ppm (muestra B) a $\lambda = 515$ nm. La curva continua es la curva teórica dada por (2.3-27) empleando los parámetros N_A y r_{eff} de la tabla 3.3.



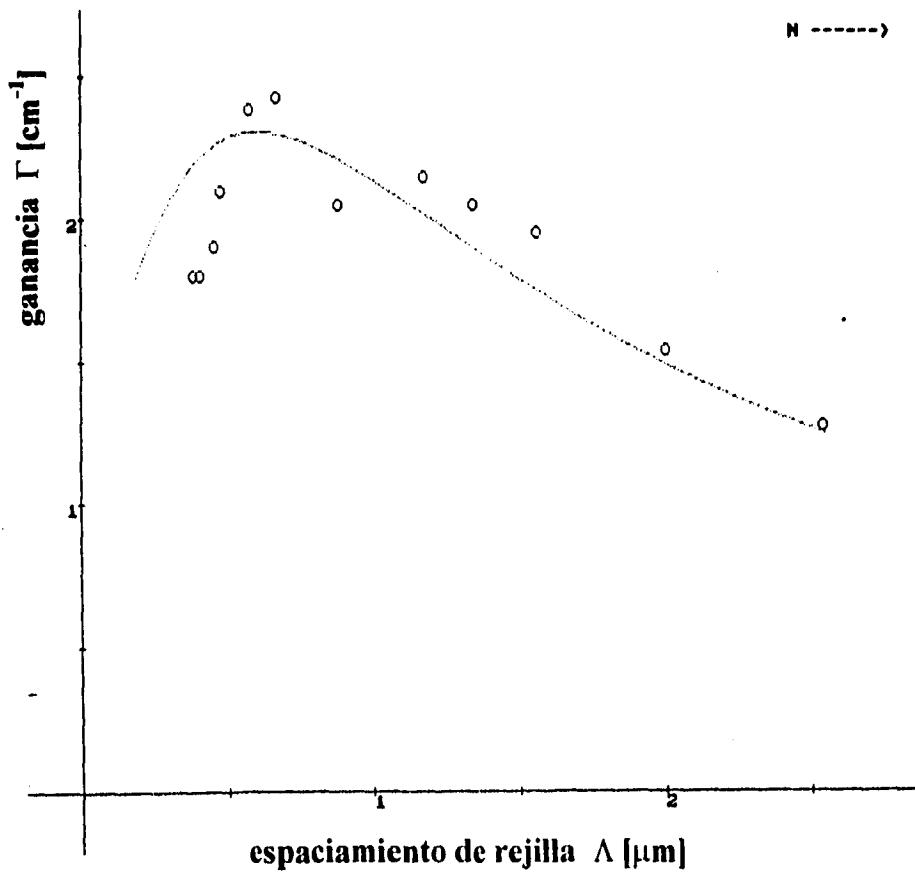
Gráfica 18. Ajuste lineal de los puntos experimentales de la gráfica 17. La curva continua fue hecha por mínimos cuadrados.



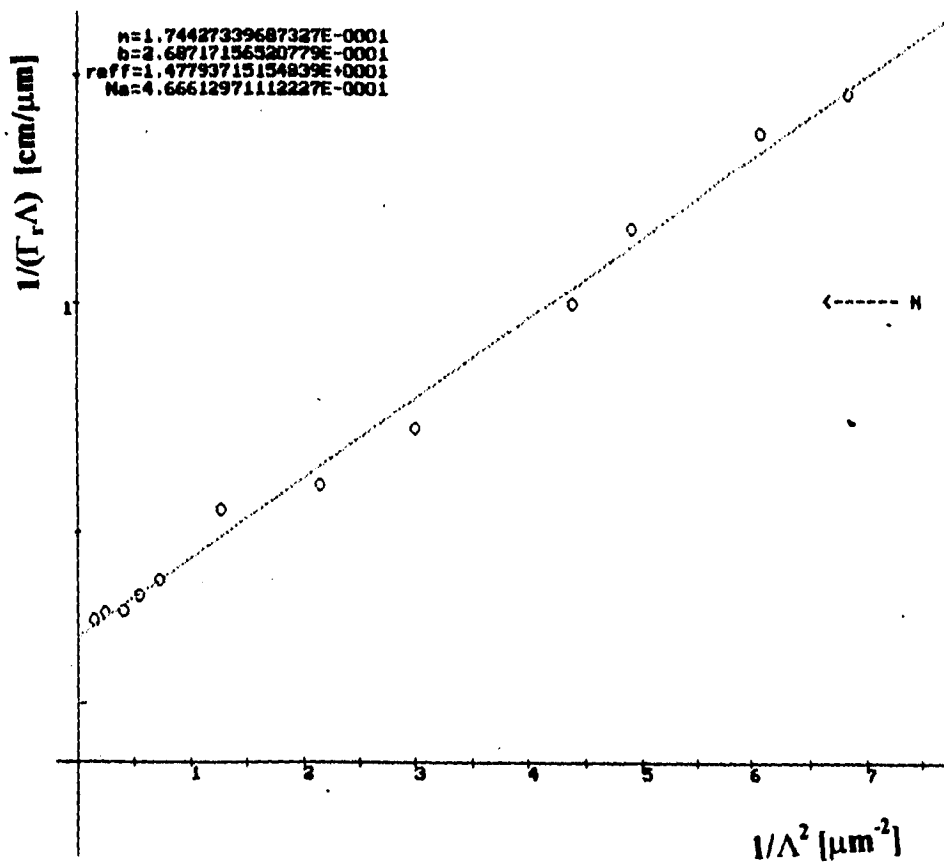
Gráfica 19. Ganancia Γ como función del espaciamento de rejilla Λ para $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 200 ppm (muestra B) a $\lambda = 497$ nm. La curva continua es la curva teórica dada por (2.3-27) empleando los parámetros N_A y r_{eff} de la tabla 3.3.



Gráfica 20. Ajuste lineal de los puntos experimentales de la gráfica 19. La curva continua fue hecha por mínimos cuadrados.



Gráfica 21. Ganancia Γ como función del espaciamento de rejilla Λ para $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 200 ppm (muestra B) a $\lambda = 488$ nm. La curva continua es la curva teórica dada por (2.3-27) empleando los parámetros N_A y r_{eff} de la tabla 3.3.



Gráfica 22. Ajuste lineal de los puntos experimentales de la gráfica 21. La curva continua fue hecha por mínimos cuadrados.

Parámetros experimentales obtenidos en el acoplamiento de dos ondas para las muestras de:

TABLA 3.1 1000ppm.

| $\lambda(\text{nm})$ | SIGNO | $r_{\text{eff}} (\text{pm/V})$ | $N_A \times 10^{16} (\text{cm}^{-3})$ |
|----------------------|-------|--------------------------------|---------------------------------------|
| 515 | + | 19.8 | 0.83 |
| 497 | + | 22.9 | 0.61 |
| 488 | + | 22.6 | 0.95 |

$$\langle N_A \rangle = (0.80 \pm 0.19)$$

TABLA 3.2 200ppm. Muestra A.

| $\lambda(\text{nm})$ | SIGNO | $r_{\text{eff}} (\text{pm/V})$ | $N_A \times 10^{16} (\text{cm}^{-3})$ |
|----------------------|-------|--------------------------------|---------------------------------------|
| 515 | + | 14.2 | 0.64 |
| 497 | + | 15.5 | 0.42 |
| 488 | + | 12.9 | 0.54 |

$$\langle N_A \rangle = (0.53 \pm 0.11)$$

TABLA 3.3 200ppm. Muestra B.

| $\lambda(\text{nm})$ | SIGNO | $r_{\text{eff}} (\text{pm/V})$ | $N_A \times 10^{16} (\text{cm}^{-3})$ |
|----------------------|-------|--------------------------------|---------------------------------------|
| 515 | + | 14.7 | 0.53 |
| 497 | + | 15.6 | 0.43 |
| 488 | + | 14.8 | 0.47 |

$$\langle N_A \rangle = (0.48 \pm 0.05)$$

III.4.2 DISCUSION.

La gráfica 1 muestra la curva de calibración del potenciómetro y nos indica la ecuación necesaria para relacionar los voltajes que entrega el aparato con las medidas de potencia de los haces. Esta ecuación se introdujo en el programa para llevar a cabo las conversiones necesarias (vease apéndice C).

La gráfica 2 nos muestra una curva típica de una medida de estabilidad en el grabado de la rejilla holográfica. Estas medidas se tomaban antes de cada una de las medidas de intensidad con o sin haz de referencia para asegurarnos de que se estaba midiendo en las condiciones requeridas por la teoría (estado estacionario).

Las gráficas 5,7,9,11,13,15,17,19 y 21 contienen las medidas de ganancia obtenidas con la técnica de acoplamiento de dos ondas para las muestras de KNbO_3 con 1000 y 200 ppm de Fe^{3+} . Se puede apreciar que las curvas continuas (teóricas) no se ajustan del todo a los puntos experimentales, principalmente en la región donde se encuentra el máximo (todas las curvas teóricas están corridas hacia la izquierda de la posición del máximo experimental), esto es más notorio en la muestra de 1000 ppm. El corrimiento se debe principalmente a la suposición de ángulos pequeños para el ajuste de datos experimentales al graficar la ec.(2.3-27). Dado que los experimentos se realizaron con polarización horizontal ($P=1$); entonces, al introducir la ganancia reducida estamos considerando $\cos\theta/\cos(2\theta) \approx 1$ y para el intervalo en que variamos el ángulo (de 45° a 5°) se tiene tan sólo que para $\theta=30^\circ$, $\cos\theta/\cos(2\theta)=1.7$ y la parte donde se encuentran los máximos experimentales corresponden precisamente a ángulos de este orden y aún mayores (vease ec. 2.3-4), de aquí esta discrepancia.

Pese a todo esto, la teoría de Kukhtarev nos ha presentado una excelente aproximación como lo confirman todos los ajustes lineales hechos con (2.3-28) en las gráficas 6,8,10,12,14,16,18, 20 y 22. En estos ajustes los coeficientes de correlación son siempre mayores a 0.97 y reflejan la poca dispersión de nuestros puntos experimentales respecto al modelo teórico.

Como se mencionó anteriormente, la muestra de 1000 ppm. es la que más problemas presentó para medir la ganancia pues en ella se registró la mayor dispersión en las medidas, no obstante, el cristal resultó ser muy interesante pues presenta las mayores ganancias registradas en los experimentos (en promedio un 100% mayores a las de las muestras de 200ppm). Aquí se notó algo importante relacionado con la sensibilidad al ruido y perturbaciones externas al laboratorio, pues se observó que al trabajar en días en que no se encontraban en funcionamiento sistemas eléctricos de laboratorios vecinos, se obtenían curvas con mucho menos dispersión y por ende con mejores ajustes.

Los resultados obtenidos de los parámetros propios de cada muestra se listan en las tablas 1, 2 y 3 donde se indican los coeficientes electro-ópticos efectivos, el signo de los portadores de carga y el número de aceptores N_A para cada cristal. Recordemos que el número de aceptores se puede obtener en el caso de que un tipo de portadores se muestre muy dominante (como es nuestro caso, ya que las curvas son notoriamente positivas) pues entonces sí es válida la aproximación (2.2-38).

Por otro lado, en la literatura se reportan cantidades para N_A de por lo menos 10^{15} cm^{-3} para que se de el efecto en los materiales fotorrefractivos (por ejemplo [7] reporta $r_{\text{eff}} = 43 \text{ pm/V}$ y $N_A = 2.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ para 515nm en $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ 300 ppm). Nuestros resultados para r_{eff} y N_A son del mismo orden aunque debemos enfatizar que no hay reportes en la literatura para las concentraciones de hierro que contienen nuestros cristales, por lo tanto los valores que obtuvimos para r_{eff} y N_A representan una aportación importante para caracterizar mejor el efecto que tienen las impurezas de hierro sobre el efecto fotorrefractivo en cristales de KNbO_3 . Además confiamos en los valores que reportamos pues en las 9 repeticiones que hicimos para cada una de las longitudes de onda empleadas en el acoplamiento en cada cristal obtuvimos una reproducibilidad satisfactoria con un error porcentual máximo del 24% para el cristal con 1000 ppm, 21% para el cristal (A) de 200 ppm y del 10% para el cristal (B) de 200 ppm.

En las tablas se muestran los promedios de N_A pues este parámetro es propio del material y no debe depender de la longitud de onda empleada. Sin embargo notamos cierta dependencia entre la concentración de hierro y el valor de N_A ya que en cristales contaminados con 200 ppm su N_A es un 63 % menor al valor encontrado para el cristal contaminado con 1000ppm.

Los coeficientes electro-ópticos efectivos hallados para cada longitud de onda en cada cristal son muy parecidos entre si y difieren a lo más en un 9% en el cristal de 1000 ppm, en 9.2% para 200 ppm (A) y en un 4% para 200 ppm (B).

III.4.3 CONCLUSIONES.

Pese a que la teoría de Kukhtarev presenta varias suposiciones y aproximaciones que no necesariamente se cumplen en el experimento, siempre ha provado ser la mejor descripción teórica del efecto fotorrefractivo y en nuestro caso nos brinda un buen ajuste a los valores experimentales. Ahora debe ser claro que la respuesta a la pregunta: ¿que sucede cuando dos haces inciden sobre un cristal fotorrefractivo? esta lejos de ser trivial, ya que existen una gran variedad de fenómenos involucrados.

En este trabajo solo se estudio un aspecto del fenómeno y podemos dar las siguientes conclusiones:

- Se ha estudiado el acoplamiento de dos ondas en cristales de $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$ con dos concentraciones para las cuales no existen reportes en la literatura y se obtuvieron los parámetros que las caracterizan r_{eff} , N_A y el signo de los portadores, estos están contenidos en las tablas 3.1, 3.2 y 3.3.
- Se observó una dependencia creciente en los valores de los coeficientes r_{eff} y N_A con la concentración de impurezas de hierro, pues hay un incremento de estos parámetros al incrementar la concentración de hierro de 200 ppm a 1000 ppm en un 63%.
- Se realizó un elaborado programa de cómputo para obtener y procesar la información de los experimentos y para presentar resultados en forma inmediata. El programa es ahora una herramienta poderosa para el estudio de acoplamiento de dos ondas en muestras fotorrefractivas en el laboratorio de propiedades ópticas de sólidos del IFUNAM.
- El hecho de que no se pueda hacer una comparación satisfactoria entre nuestros datos y los pocos reportados en la literatura (especialmente para KNbO_3) así como el que las dos muestras de 200 ppm no coincidan precisamente en su respuesta nos indica que es muy importante la forma en que se crece cada cristal para tener el control de las propiedades no-lineales de éste. Las inconsistencias que existen en la literatura nos indican que en la actualidad aun no se tiene el control suficiente al crecer los cristales fotorrefractivos para poder explicar satisfactoriamente la dependencia con la concentración de impurezas de los parámetros no lineales.

Se sugiere como continuación de este trabajo el realizar estudios de acoplamiento de dos ondas en nuevos materiales con nuevos dopajes y a diferentes concentraciones. La comparación de los resultados que se obtengan con los aquí presentados permitirá dar un mejor entendimiento del efecto fotorrefractivo y con ello optimizarlo en sus potenciales aplicaciones tecnológicas.

Bibliografía.

- [1] F.H Mok, M.C Tackitt y H. M Stoll, *Optics Letters* 16 (1991) 605.
- [2] J. Feinberg, *Laser & Optronics* June 1990 57.
- [3] C.A. Walsh y W.E.Moerner, *J. Opt. Soc. of Am.B* 9 (1992) 1642.
- [4] S.M.Silence, C.A. Walsh, J.C. Scott y W.E. Moerner, *Apply. Phys. Lett.* 61 (1992).
- [5] P. Günter y J.P Huignar, "Photorefractive materials and their applications" Vol. I & II (Springer Verlag 1988).
- [6] R.S Cudney, *Phys. Rev. Lett.* vol. 72, num. 24 1994, 3883.
- [7] F. Jona y G. Shirone, *Ferroelectric Crystals* (Dover) 1962.
- [8] Pochi Yeh, "Introduction to Photorefractive Nolinear Optics" (J.Wiley & sons, Inc.) 1993.
- [9] J. Garcia et. al, *Optical Materials* 3 (1994).
- [10] Kukhtarev et. al, *Ferroelectrics* 22, 949 y 961 (1979).
- [11] E. Voit, Ph. D. Thesis, ETH Zurich, sin publicar (1988).
- [12] Ratnakar R.N. y Warren K.K, *J.Opt. Soc.Am. B3* (1986) 247.
- [13] Ammon Yariv y Pochi Yeh, "Optical Waves in Crystals", (Wiley-interscience 1984).
- [14] Ritz y Milford, *Teoría Electromagnética*, (Addison-Wesley 1994).
- [15] Pochi Yeh, "Optical Waves in Layered Media" (J.Wiley & sons, Inc) 1988.
- [16] M.Born y E.Wolf, *Principles of Optics*, (Pergamon Press, 1980).
- [17] C.Ilytzanis y J.L Oudar, *Nolinear Optics, Materials & Devices*, (Springer Verlag 1985).
- [18] Hecht y Zajac, "Optics" (Addison-Wesley 1988).
- [19] P. Günter, "Electro-optic and Photorefractive Materials", (Springer Verlag 1986).
- [20] V.L. Vinetski, N.V. Kukhtarev, *Sov. Pys. Ups.* 22, (1979) 742.
- [21] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, *Ferroelectrics* 22 (1979) 961.
- [22] L.Hoffmann, K.Buse, G.Groll, H.Hessey. *Appl. Phys. A* 53, 81 (1991).
- [23] J.L.Maldonado, "Estudio del efecto Fotorrefractivo". Tesis de licenciatura FC-UNAM 1994.

APENDICE A. MATERIALES FOTORREFRACTIVOS.

En este apéndice se dan los nombres y las formulas químicas de una gran variedad de materiales fotorrefractivos, una gran mayoría de estos son cristales ferroeléctricos [8].

- Titanato de bario $BaTiO_3$.
- Tantalato de Litio $LiTaO_3$.
- Niobato de Litio $LiNbO_3$.
- Niobato de potasio $KNbO_3$.
- Niobato de Tantalato-Potasio (KTN) $KTa_{1-x}Nb_xO_3$.
- Silicato de Bismuto (BSO) $Bi_{12}SiO_{20}$.
- Germanato de Bismuto $Bi_{12}GeO_{20}$.
- Titanato de Bismuto $Bi_{12}TiO_{20}$.
- Niobato de Bario-Sodio (NBN) $Ba_2NaNb_5O_{15}$.
- Niobato de Bario-Estroncio $Sr_{1-x}Ba_xNb_2O_6$.
- Arsenuro de Galio $GaAs$.
- Ceramicas PLZT.

APENDICE B.

GRUPOS CRISTALOGRAFICOS.

A continuación se listan los nombres de los grupos cristalográficos existentes así como los tensores electro-ópticos respectivos.

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

Tabla B.1 Grupos cristalográficos.

COEFICIENTES ELECTRO-OPTICOS EN NOTACION CONTRAIDA

Centrosimétrico ($\bar{1}$, $2/m$, mmm , $4/m$, $4/mmm$, $\bar{3}$, $\bar{3}m$,
 $6/m$, $6/mmm$, $m\bar{3}$, $m\bar{3}m$)

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Triclinico

1

$$\begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix}$$

Monoclinico

2 (2 || x₂) 2 (2 || x₃)

$$\begin{bmatrix} 0 & r_{12} & 0 \\ 0 & r_{22} & 0 \\ 0 & r_{32} & 0 \\ r_{41} & 0 & r_{43} \\ 0 & r_{52} & 0 \\ r_{61} & 0 & r_{63} \end{bmatrix} \quad \begin{bmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{23} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & 0 \\ r_{51} & r_{52} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{bmatrix}$$

m (m ⊥ x₂) m (m ⊥ x₃)

$$\begin{bmatrix} r_{11} & 0 & r_{13} \\ r_{21} & 0 & r_{23} \\ r_{31} & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{51} & 0 & r_{53} \\ 0 & r_{62} & 0 \end{bmatrix} \quad \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & 0 \\ r_{21} & r_{22} & 0 \\ r_{31} & r_{32} & 0 \\ 0 & 0 & r_{43} \\ 0 & 0 & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & 0 \end{bmatrix}$$

Ortorrombico

222 2mm

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{52} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{bmatrix} \quad \begin{bmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{23} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Tetragonal

| 4 | | | $\bar{4}$ | | | 422 | | |
|----------|-----------|----------|-----------|-----------|-----------|----------|-----------|---|
| 0 | 0 | r_{11} | 0 | 0 | $-r_{11}$ | 0 | 0 | 0 |
| 0 | 0 | r_{11} | 0 | 0 | $-r_{11}$ | 0 | 0 | 0 |
| 0 | 0 | r_{11} | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| r_{41} | r_{41} | 0 | r_{41} | $-r_{41}$ | 0 | r_{41} | 0 | 0 |
| r_{41} | $-r_{41}$ | 0 | r_{41} | r_{41} | 0 | 0 | $-r_{41}$ | 0 |
| 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | r_{61} | 0 | 0 | 0 |

| 4mm | | | $\bar{4}2m(2 \parallel x_1)$ | | |
|----------|----------|----------|------------------------------|----------|----------|
| 0 | 0 | r_{11} | 0 | 0 | 0 |
| 0 | 0 | r_{11} | 0 | 0 | 0 |
| 0 | 0 | r_{11} | 0 | 0 | 0 |
| 0 | r_{42} | 0 | r_{41} | 0 | 0 |
| r_{42} | 0 | 0 | 0 | r_{41} | 0 |
| 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | r_{61} |

Trigonal

| 3 | | | $\bar{3}2$ | | |
|-----------|-----------|----------|------------|----------|-----------|
| r_{11} | $-r_{22}$ | r_{11} | r_{11} | 0 | 0 |
| $-r_{11}$ | r_{22} | r_{11} | $-r_{11}$ | 0 | 0 |
| 0 | 0 | r_{11} | 0 | 0 | 0 |
| r_{41} | r_{41} | 0 | r_{41} | 0 | 0 |
| r_{41} | $-r_{41}$ | 0 | 0 | r_{41} | 0 |
| $-r_{22}$ | $-r_{11}$ | 0 | 0 | 0 | $-r_{11}$ |

| $3m(m \perp x_1)$ | | | $3m(m \perp x_2)$ | | |
|-------------------|-----------|----------|-------------------|-----------|----------|
| 0 | $-r_{22}$ | r_{11} | r_{11} | 0 | r_{11} |
| 0 | r_{22} | r_{11} | $-r_{11}$ | 0 | r_{11} |
| 0 | 0 | r_{11} | 0 | 0 | r_{11} |
| 0 | r_{41} | 0 | 0 | r_{41} | 0 |
| r_{41} | 0 | 0 | r_{41} | 0 | 0 |
| $-r_{22}$ | 0 | 0 | 0 | $-r_{11}$ | 0 |

Hexagonal

| 6 | | | 6mm | | | 622 | | |
|----------|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|-----------|---|
| 0 | 0 | r_{11} | 0 | 0 | r_{11} | 0 | 0 | 0 |
| 0 | 0 | r_{11} | 0 | 0 | r_{11} | 0 | 0 | 0 |
| 0 | 0 | r_{11} | 0 | 0 | r_{11} | 0 | 0 | 0 |
| r_{41} | r_{41} | 0 | 0 | r_{41} | 0 | r_{41} | 0 | 0 |
| r_{41} | $-r_{41}$ | 0 | r_{41} | 0 | 0 | 0 | $-r_{41}$ | 0 |
| 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |

| $\bar{6}$ | | | $\bar{6}2(m \perp x_1)$ | | | $\bar{6}2(m \perp x_2)$ | | |
|-----------|-----------|---|-------------------------|-----------|---|-------------------------|-----------|---|
| r_{11} | $-r_{22}$ | 0 | 0 | $-r_{22}$ | 0 | r_{11} | 0 | 0 |
| $-r_{11}$ | r_{22} | 0 | 0 | r_{22} | 0 | $-r_{11}$ | 0 | 0 |
| 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| $-r_{22}$ | $-r_{11}$ | 0 | $-r_{22}$ | 0 | 0 | 0 | $-r_{11}$ | 0 |

Cubico

| $\bar{4}3m, 23$ | | | 432 | | |
|-----------------|----------|----------|-----|---|---|
| 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| r_{41} | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 0 | r_{41} | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 0 | 0 | r_{11} | 0 | 0 | 0 |

ESTA TESIS NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA

APENDICE C.

PROGRAMA PhotorrefractiveData.pas

y

unidad de adquisición

ADQ.PAS.

```

PROGRAM PhotorrefractiveData;

{ El programa PhotorrefractiveData analiza, ajusta, grafica }
{ y presenta resultados de los datos experimentales obtenidos }
{ para muestras de cristales Fotorrefractivos mediante la tecnica }
{ de acoplamiento de dos ondas }

    {$N+}
    {$M 8190,0,65520}
Uses
    Printer, Crt, graph, dos, ADQ;

Const
    Pi= 3.141592;
    q = 1.602E-19;
    K = 1.3806E-23;
    T = 293;
    n = 2.31;
    Eo= 8.85E-12;
    E = 55;

Var
    headl                                     :DatPtr1;
    wavelengt,nmax,VPC,gd,gm,ejex,ejey,opcion,CDE,Xmax :integer;
    ancho,maxG,maxR,maxXA,maxYA,xm,ym          :real;
    m,m1,b,b1,reff1,Na1,reff,Na,r            :real;
    fin,aifin,porfin                          :boolean;
    Lista                                      :Char;

FUNCTION GAMAGRAN (A:real):real;
{Se calcula el valor de la Ganancia experimental}
var num:real;
Begin
    num:=ln(A);
    GAMAGRAN:=(num/ancho)
End;

FUNCTION REJILLA (A:real;B:integer):real;
{Se calcula el espaciamento de rejilla}
var num,den,cociente,aux1,aux2 :real;
Begin
    num:=(B*0.00000001);
    aux1:=(6.2832*A)/360;
    den:=2*sin(Aux1);
    cociente:=num/den;
    aux2:=cociente/(0.000001);
    REJILLA:=aux2
End;

FUNCTION INVCUADRADO (A:real):real;

```



```

(Se calcula el inverso cuadrado del espaciamiento de rejilla)
(y de la ganancia)
var cociente:real;
Begin
  cociente:=(1/A);
  INVCUADRADO:=Sqr(cociente)
End;

FUNCTION INVMULT (A:real;B:real):real;
(Se calcula el inv. multiplo del espaciamiento de rejilla y de )
(la ganancia)
var cociente:real;
Begin
  cociente:=1/(A*B);
  INVMULT:=cociente
End;

FUNCTION PENDIENTE (A:integer; B:Datptr1):real;
(Se calcula la pendiente del ajuste lineal)
var ptr1 : Datptr1;
  aux1,aux2,aux3,aux4,aux6,den,num :real;
Begin
  aux1:=0; aux2:=0; aux3:=0; aux4:=0; aux6:=0;
  den:=0; num:=0;
  ptr1:=B;

  while ptr1 <> nil do
  begin
    with ptr1^ do
    begin
      aux1:=aux1+valinvcuad;
      aux2:=aux2+valinvmult;
      aux3:=aux3+valinvcuad*valinvmult;
      aux4:=aux4+sqr(valinvcuad);
    end;
    ptr1:=ptr1^.sig;
  end;

  aux6:=sqr(aux1);
  num:=(A*aux3-aux1*aux2);
  den:=(A*aux4-aux6);
  m1:=num/den;
  PENDIENTE:=m1*(1E-8)
End; (Pendiente)

FUNCTION ORDENADA (A:integer; B:real; C:Datptr1):real;
(Se calcula la ordenada del ajuste lineal)
var
  ptr1 :datptr1;
  aux1,aux2,num :real;
Begin
  ptr1:=C;
  aux1:=0; aux2:=0; num:=0;

  while ptr1 <> nil do
  begin
    with ptr1^ do
    begin
      aux1:=aux1+valinvcuad;

```

```

        aux2:=aux2+valinvmult;
    end;
    ptr1:=ptr1^.sig;
end;

num:=(aux2-B*aux1);
b1:=num/A;
ORDENADA:=b1*(10000)
End;      (Ordenada)

```

```

FUNCTION CORRELACION (A:integer; B:Datptr1):real;
(Se calcula el coeficiente de correlacion )

```

```

var
    ptr1
    aux1,aux2,aux3,aux4,aux5,aux6,aux7,num,den :Datptr1;
    i                                           :real;
                                           :integer;
Begin
    ptr1:=B;
    aux1:=0; aux2:=0; aux3:=0; aux4:=0; aux5:=0; aux6:=0; aux7:=0;
    num:=0; den:=0;
    while ptr1 <> nil do
        begin
            with ptr1^ do
                begin
                    aux1:=aux1+valinvcuad;
                    aux2:=aux2+valinvmult;
                    aux3:=aux3+valinvcuad*valinvmult;
                    aux4:=aux4+sqr(valinvcuad);
                    aux5:=aux5+sqr(valinvmult);
                end;
                ptr1:=ptr1^.sig;
            end;
            aux6:=sqr(aux1);
            aux7:=sqr(aux2);
            num:=(A*aux3-aux1*aux2);
            den:=sqr(abs(A*aux4-aux6)*abs(A*aux5-aux7));
            CORRELACION:=num/den
        end;      (Correlacion)
    end;

```

```

FUNCTION ENCREFF (b:real; L:integer):real;
(Se calcula el coeficiente electro-optico efectivo)

```

```

var
    Laux,aux1,aux2,aux3      :real;
Begin
    Laux:=L*0.000000001;
    aux1:=(Laux*q)/(4*K*T*n*n);
    aux2:=aux1/(9.8696);
    aux3:=aux2/b;
    reff1:=aux3/1E-12;
    ENCREFF:=aux3
End;

```

```

FUNCTION ENCNA (m:real; reff:real; L:integer):real;
(Se calcula el numero de aceptores (carga libre))
var

```

```

    Laux,aux1,aux2,aux3,aux4,aux5 :real;
Begin
    Laux:=L*0.000000001;
    aux1:=(E*Eo*Laux);
    aux2:=(reff*q*n*n);
    aux3:=aux1/aux2;
    aux4:=aux3/m;
    aux5:=aux4/(100*100*100);
    Na1:=aux5/(1E+16);
    ENCNA:=aux4
End; (EncNa)

FUNCTION FUNCTEORICA (z,reff,Na:real):double;
(Se calculan los valores teoricos de la ganancia)
var
    aux1,aux2,aux3,aux4,aux5,aux6,aux7,aux8,num,den :double;
    Laux :real;
Begin
    Laux:=wavelenght*1E-9;
    aux1:=4*sqr(pi)*sqr(n)*n;
    aux2:=q*K*T;
    aux3:=aux1*aux2;
    aux4:=aux3*reff*Na;
    num:=aux4*z;
    aux5:=4*sqr(pi);
    aux6:=K*T*E*Eo;
    aux7:=aux5*aux6;
    aux8:=sqr(q)*Na;
    den:=Laux*(aux7+aux8*sqr(z));
    FUNCTEORICA:=num/den
End; (Func-teorica)

FUNCTION FUNCLINEA (z:real):real;
(Se calculan los valores de la línea que ajusta a los puntos)
Begin
    FUNCLINEA:=(m1*z+b1);
End;

PROCEDURE OBTENDAT (Var head1:DatPtr1);
(Se obtienen los datos de un experimento realizado manualmente)
var
    last1,ptr1 : DatPtr1;
    respuesta : char;

BEGIN

    nmax:=0;
    head1:=nil;
    head1^.n:=0;

    writeln;writeln;writeln;writeln;
    write(' ESCRIBA LA LONGITUD DE ONDA UTILIZADA (EN NANOMETROS): ');
    readln(wavelenght);
    writeln;writeln;
    write(' ESCRIBA EL ESPESOR DE SU MUESTRA (EN CENTIMETROS): ');
    readln(ancho);
    clrscr;
    repeat
        new(ptr1);

```

```

writeln;writeln;writeln;writeln;writeln;writeln;
write('      ESCRIBA EL ANGULO DE INCIDENCIA DE LOS HACES:  ');
readln(ptr1^.ang);
writeln;
write('      ESCRIBA EL COCIENTE g:  ');
readln(ptr1^.gamamin);
if head1 = nil then
begin
head1:=ptr1;
last1:=ptr1
end
else
begin
last1^.sig:=ptr1;
last1:=ptr1
end;

nmax:=nmax+1;
ptr1^.n:=nmax;

writeln;
write('      ESCRIBA S PARA CONTINUAR, N PARA PARAR:  ');
readln(respuesta);
until
(respuesta = 'N') or (respuesta = 'n');
Ptr1^.sig:=nil;
END; (Obtendat)

```

```

PROCEDURE ANALDAT (head1:DatPtr1);
(Se hacen todos las operaciones necesarias para obtener los graficos)

```

```

var
ptr1      :Datptr1;

BEGIN

clrscr;
ptr1:=head1;

while ptr1 <> nil do
begin
ptr1^.valgama:= GAMAGRAN(ptr1^.gamamin);
ptr1^.valreja:= REJILLA(ptr1^.ang,wavelenght);
ptr1^.valinvcuad:= INVCUADRADO(ptr1^.valreja);
ptr1^.valinvmult:= INVMULT(ptr1^.valreja,ptr1^.valgama);

ptr1:=ptr1^.sig
end;
END; (Analdat)

```

```

PROCEDURE IMPRIMEDAT;
(Se imprimen los datos y operaciones para obtener resultados)
(de un experimento)
var
ArchA      :Text;
Archivo    :String[25];
unidad     :String[2];
n,ang,gamamin,valgama,valreja,valinvcuad,valinvmult :integer;

```

```

BEGIN
  writeln(' COMO SE LLAMA EL ARCHIVO QUE QUIERES IMPRIMIR ?');
  readln(Archivo);
  writeln('EN QUE UNIDAD SE ENCUENTRA TU ARCHIVO ?');
  readln(unidad);

  assign(archa,unidad+archivo);
  reset(archa);
  readln(archa,archivo);
  writeln(lst,archivo);
  readln(archa);
  writeln(lst);
  readln(archa,wavelenght,ancho);
  writeln(lst,wavelenght,' ',ancho);
  readln(archa);
  writeln(lst);
  write(lst,'N ANG   gama   GAMA   REJA   INVREJACUAD   INVMULT');
  readln(archa);

  repeat
    readln(archa,n,ang,gamamin,valgama,valreja,valinvcuad,valinvmult);
    write(lst,n,' ',ang,' ',gamamin,' ',valgama,' ',valreja);
    writeln(lst,' ',valinvcuad,' ',valinvmult);
  until
    EOF(archa);
  close(archa);

```

END;

```

PROCEDURE ENCMAXXY (var maxG,maxR,maxXA,maxYA:real; head1:DatPtr1);
{Se encuentran los limites maximos para trazar los ejes de cada curva}
var Ptr1:DatPtr1;

```

BEGIN

```

  ptr1:=head1;
  if ptr1^.valgama < 0 then VPC:=-1
    else VPC:=1;
  while ptr1 <> nil do
    begin
      with ptr1^ do
        begin
          if Abs(valgama) > maxG then maxG:=Abs(valgama);
          if valreja > maxR then maxR:=valreja;
          if Abs(valinvmult) > maxYA then maxYA:=Abs(valinvmult);
          if valinvcuad > maxXA then maxXA:=valinvcuad;
        end;
        ptr1:=ptr1^.sig;
      end
    end
  (EncMaxXY)
END;

```

```

PROCEDURE EJES (var xm,ym:real; var ejex,ejey:integer;
                VPC:integer; MY,MX:real);
{Se trazan los ejes para las graficas}
Const escX=0.5; escY=0.5;
var
  ptr1

```

:Datptr1;

```

escalax,escalay                                :string;
xe,ye,maxX,maxY,color,xder,yarr,yab,x,y,i     :integer;
xi,xf,yi,yf,edx,edy,xr,yr                    :real;

BEGIN
gd:=Detect;
InitGraph(gd,gm,'');
SetViewPort(0,0,getmaxx,getmaxy,clipon);

color:=getmaxcolor;
SetLineStyle(solidln,solidfill,normwidth);
maxX:=getmaxx;
Xmax:=maxX;
maxY:=getmaxy;

xi:=-0.2;
xf:=MX+(MX/8);
xm:=maxX/(xf-xi);

if VPC= -1 then
begin
yi:=(-1)*MY-(MY/8);
yf:=0.2;
end
else
begin
yi:=-0.2;
yf:=MY+(MY/8);
end;

ym:=maxY/(yf-yi);

ejex:=trunc(abs(yf)*ym);
ejey:=trunc(abs(xi)*xm);

line(ejey,0,ejey,maxy);
line(0,ejex,maxx,ejex);

edx:=xm*escX;
edy:=ym*escY;

xder:=trunc((maxx-ejex)/edx);
if VPC=-1 then yab :=trunc((maxy-ejex)/edy)
else yarr:=trunc((ejex)/edy);

for i:=1 to xder do
begin
xr:=ejey+edx*i;
x:=trunc(xr);
line(x,ejex-2,x,ejex+2)
end;
for i:=1 to trunc(xder/2) do
begin
xe:=trunc(ejey+edx*2*i);
str(i,escalax);
OutTextXY(xe,ejex+3,escalax);
end;

if VPC=-1 then

```

```

begin
  for i:=1 to yab do
    begin
      yr:=ejex+eny*i;
      y:=trunc(yr);
      line(ejey-2,y,ejey+2,y);
    end;
    for i:=1 to trunc(yab/2) do
      begin
        ye:=trunc(ejex+eny*2*i);
        str(i,escalay);
        OutTextXY(ejey-10,ye,escalay);
      end;
    end
  else
    begin
      for i:=1 to yarr do
        begin
          yr:=ejex-eny*i;
          y:=trunc(yr);
          line(ejey-2,y,ejey+2,y);
        end;
        for i:=1 to trunc(yarr/2) do
          begin
            ye:=trunc(ejex-eny*2*i);
            str(i,escalay);
            OutTextXY(ejey-10,ye,escalay);
          end;
        end
      end
    end
  END; (Ejes)

```

```

PROCEDURE GRAFEXP (head1:Datptr1; ejex,ejey :integer; xm,ym: real);
(Se grafica los puntos hallados experimentalmente)

```

```

var
  ptr1          :Datptr1;
  i             :integer;

```

```

BEGIN
  ptr1:=head1;
  while ptr1 <> nil do
    begin
      Circle(trunc(ejey+ptr1^.valreja*xm),trunc(ejex-ptr1^.valgama*ym),3);
      ptr1:=ptr1^.sig
    end
  end
END; (GrafExp)

```

```

PROCEDURE GRAFTEORICA (ejex,ejey :integer; xm,ym :real);
(Se grafica el ajuste teorico)

```

```

var
  ptr1          :Datptr1;
  xl,x,xf,incx:real;
  y,y1         :double;
BEGIN
  ptr1:=head1;
  incx:=((maxR+maxR/8)+0.2)/Xmax;
  x:=ptr1^.valreja;
  xf:=0.2+maxR;

```

```

while x <= xf do
begin
  x1:=x*1E-6;
  y:=FUNCTEORICA(x1,reff,Na);
  y1:=y*0.01;
  PutPixel(trunc(x*xm),trunc(ejex-y1*ym),3);
  x:=x+incx;
end;
OutTextXY(550,10,'N ----->')
END;      (GrafTeorica)

```

```

PROCEDURE GRAFAJUSTE (head1:Datptr1; ejex,ejey:integer; xm,ym:real);
(Se grafica el ajuste lineal de los puntos experimentales)

```

```

var
  ptr1:Datptr1;
  i :integer;

BEGIN

ptr1:=head1;
while ptr1 <> nil do
begin
circle(trunc(ejey+ptr1^.valinvcuad*xm),trunc(ejex-ptr1^.valinvmult*ym),3);
ptr1:=ptr1^.sig;
end

END;      (GrafAjuste)

```

```

PROCEDURE GRAFLINEA (ejex,ejey :integer; xm,ym :real);
(Se grafica la recta por minimos cuadrados)

```

```

var
  resm,resb,resr,resreff,resNa :string;
  x,y,xf,incx :real;

BEGIN
  incx:=((MaxXA+MaxXA/8)+0.2)/Xmax;
  x:=0;
  xf:=(MaxXA+MaxXA/8);

  while x <= xf do
begin
  y:=FUNCLINEA(x);
  PutPixel(trunc(ejey+x*xm),trunc(ejex-y*ym),3);
  x:=x+incx;
end;
str(m1,resm);
OutTextXY(46,10,'m=');
OutTextXY(55,10,resm);
str(b1,resb);
OutTextXY(46,20,'b=');
OutTextXY(55,20,resb);
str(ref1,resreff);
OutTextXY(23,30,'reff=');
OutTextXY(55,30,resreff);
str(Na1,resNa);
OutTextXY(38,40,'Na=');
OutTextXY(55,40,resNa);
OutTextXY(550,160,'<----- N');

```


END; (GrafLinea)

```
PROCEDURE GUARDAR (head1 :Datptr1);
{Se guardan los datos obtenidos para cada experimento}
var
  ptr1 :Datptr1;
  archA :Text;
  archivo:string[25];
  unidad :string[2];
BEGIN
  clrscr;
  ptr1:=head1;
  writeln;writeln;writeln;
  writeln('          COMO SE LLAMARA TU ARCHIVO ? (NOM_ARCH.DAT) ');
  writeln;writeln;write('          ----->');
  readln(archivo);
  writeln;
  writeln('          EN QUE UNIDAD LO GUARDARAS ? (UNIDAD)');
  writeln;writeln;write('          ----->');
  readln(unidad);
  assign(archA,unidad+archivo);
  rewrite(archA);

  writeln(archA,archivo);
  writeln(archA);
  writeln(archA,wavelenght, ancho);
  writeln(archA);
  writeln(archA,' N ANG gama GAMA REJA INVREJACUAD INVMULT');
  writeln(archA);

  while ptr1 <> nil do
    begin
      with ptr1^ do
        begin
          write(archA,n:2,ang:6:2,gamamin:6:2,valgama:6:2);
          writeln(archA,valreja:8:2,valinvcuad:8:2,valinvmult:8:2);
        end;
        ptr1:=ptr1^.sig;
      end;
    close(archA)
  END;
  (Guardar)
```

```
PROCEDURE SUENACAMPANA;
BEGIN
  sound(220);
  delay(200);
  nosound;
END;
```

```
PROCEDURE ORDENAR (head1:Datptr1);
{Se numeran los puntos experimentales}
var
  ptr1 :Datptr1;
  i :integer;
BEGIN
  i:=0;
  ptr1:=head1;
```

```

while ptr1 <> nil do
begin
i:=i+1;
ptr1^.n:=i;
ptr1:=ptr1^.sig;
end
END; (Ordenar)

```

```

PROCEDURE CORRECCION (var head1: Datptr1);
{Se realizan las correcciones necesarias}
{ a los puntos experimentales}
const

```

```

BORRA =59;
INSERTA =60;
GRAFICAS=61;
SALVA =68;

```

```

var
ptr2,prevptr2,ptrsig2,last2,headmalo,ptraux :Datptr1;
ptr3,headlms,last3,preins,sigins,aux1,aux2 :Datptr1;
ch,respuesta :char;
listo,encontrado :boolean;

```

```

BEGIN
clrscr;
listo:=false;
encontrado:=false;
ch:=#0;
TextBackground(blue);
clrscr;

```

```

while (not listo) do
Begin

```

```

clrscr;
writeln;writeln;writeln;writeln;writeln;writeln;writeln;writeln;
writeln(' ESCOGE UNA OPCION : ');writeln;
writeln;
writeln(' <F1> BORRAR DATOS ');writeln;
writeln(' <F2> INSERTAR DATOS ');writeln;
writeln(' <F3> VER NUEVAMENTE GRAFICOS');writeln;
writeln(' <F10> SALVAR LOS DATOS');writeln;
ch:=readkey;

```

```

case ord(ch) of

```

```

BORRA: Begin
headmalo :=nil;
headmalo^.n:=0;

repeat
clrscr;
new(ptr2);
writeln;writeln;writeln;
writeln(' QUE PUNTO QUIERES BORRAR ?');
writeln;write(' ----->');
readln(ptr2^.n);
if headmalo = nil then
begin
headmalo:=ptr2;
last2:=ptr2;

```

```

        end
      else
        begin
          last2^.sig:=ptr2;
          last2:=ptr2;
        end;
      writeln;
      write('          S> CONTINUAR. N> PARAR. ');
      readln(respuesta);
    until
      (respuesta='n') or (respuesta='N');
    ptr2^.sig:=nil;

while headmalo <> nil do
Begin
  if (headmalo^.n = head1^.n) then
    begin
      headmalo:=headmalo^.sig;
      head1:=head1^.sig;
    end
  else
    Begin
      prevptr2:=head1;
      ptrsig2:=head1^.sig;
      encontrado:=false;

      while (not encontrado) do
        Begin
          if headmalo^.n > ptrsig2^.n then
            begin
              prevptr2:=ptrsig2;
              ptrsig2:=ptrsig2^.sig;
            end
          else
            encontrado:=true;
          End;
          prevptr2^.sig:=ptrsig2^.sig;
          dispose(ptrsig2);
          headmalo:=headmalo^.sig;
        End;
      End;
      ORDENAR (head1);
      porfin:=false;
      alfin :=false;
      listo :=true;
    End;
  INSERTA: Begin
    headins:=nil;
    headins^.n:=0;
    repeat
      clrscr;
      new(ptr3);
      writeln;writeln;writeln;
      writeln('          QUE ANGULO TIENE EL PUNTO');
      writeln;
      writeln('          QUE QUIERES INSERTAR ?');
      writeln;write('          ----->');
      readln(ptr3^.ang);
    until

```

```

if CDE=0 then
begin
writeln;writeln;
writeln;write('CUAL ES EL VALOR DE g ? ');
readln(ptr3^.gamamin);
end
else (* CDE=1*)
begin
end;

if headins = nil then
begin
headins:=Ptr3;
last3:=Ptr3;
end
else
begin
last3^.sig:=Ptr3;
last3:=Ptr3;
end;
writeln;
write(' S> CONTINUAR, N> PARAR ');
readln(respuesta);
until
(respuesta = 'n') or (respuesta = 'N');

Ptr3^.sig:=nil;
ANALDAT (headins);

while headins <> nil do
Begin
if (headins^.ang > head1^.ang) then
begin
aux1:=headins;
headins:=headins^.sig;
aux1^.sig:=head1;
head1:=aux1
end
else
begin
preins:=head1;
sigins:=head1^.sig;
encontrado:=false;

while (not encontrado) do
Begin
if headins^.ang < sigins^.ang then
begin
preins:=sigins;
sigins:=sigins^.sig;
end
else
encontrado:=true;
End;
aux2:=headins;
headins:=headins^.sig;
aux2^.sig:=sigins;
preins^.sig:=aux2;
End;

```

```

        End;
        ORDENAR (head1);
        porfin :=false;
        alfin :=false;
        listo :=true;
    End;
    GRAFICAS:Begin
        porfin:=false;
        alfin :=false;
        listo :=true;
    End;
    SALVA: Begin
        porfin:=true;
        alfin :=true;
        listo :=true;
    End;

    Else Begin
        SUENACAMPANA;
        porfin:=false;
        alfin :=false;
        listo :=false;
    end;
End;
End;
END; (Correccion)

```

```

PROCEDURE LEER (var head1: Datptr1);
{Se leen los datos de un archivo existente}
var
    ptr1,lect1 :Datptr1;
    archA      :text;
    archivo     :string[25];
    unidad      :string[2];
    aux         :char;
    i           :integer;

BEGIN
    nmax:=0;
    head1 :=nil;
    head1^.n:=0;
    writeln;writeln;writeln;writeln;writeln;
    writeln('          EN QUE UNIDAD SE ENCUENTRA TU ARCHIVO ? (UNIDAD:_)');
    writeln;write('          ----->');
    readln(unidad);

    if (unidad='a:') or (unidad='A:') then aux:='a';
    if (unidad='b:') or (unidad='B:') then aux:='b';

    case aux of
        'A','a' :Begin
            swapvectors;
            exec(getenv('comspec'),' /c dir A:');
            swapvectors;
            End;
        'B','b' :Begin
            swapvectors;
            exec(getenv('comspec'),' /c dir B:');

```

```

swapvectors;
End;
End;

writeln;writeln;writeln;writeln;
writeln('          COMO SE LLAMA EL ARCHIVO QUE QUIERES LEER ?');
writeln;write('          ----->');
readln(archivo);
assign(archA,unidad+archivo);
reset(archA);
readln(archA);readln(archA);
readln(archA,wavelenght,ancho);
readln(archA);readln(archA);readln(archA);
repeat
  new(ptr1);
  with ptr1^ do
    begin
      read(archA,n,ang,gamamin,valgama);
      readln(archA,valreja,valinvcuad,valinvmult);
    end;

    if head1= nil then
      begin
        head1:=ptr1;
        last1:=ptr1;
      end
    else
      begin
        last1^.sig:=ptr1;
        last1:=ptr1;
      end;
    nmax:=nmax+1;
  until EOF(archA);
  ptr1^.sig:=nil;
  close(archA);
END; (Leer)

```

```

PROCEDURE RESULTADOS (head1: Datptr1);
(Se obtienen los resultados finales del experimento)
BEGIN

```

```

  Na:=0;    reff:=0;
  m :=0;    b :=0;
  r :=0;    m1 :=0;
  bl:=0;    Nal :=0;
           reff1:=0;

```

```

  m:=PENDIENTE(nmax,head1);
  b:=ORDENADA(nmax,m1,head1);
  r:=CORRELACION(nmax,head1);
  reff:=ENCREFF(b,wavelenght);
  Na:=ENCNA(m,reff,wavelenght)
END; (Resultados)

```

```

PROCEDURE TERMINAR;
(Se terminaron los experimentos y ajustes por hoy)
var

```

```

i : integer;
BEGIN
  sound(1220);
  delay(300);
  sound(900);
  delay(210);
  sound(800);
  delay(400);
  sound(480);
  delay(200);
  sound(660);
  delay(700);
  nosound;
  for i:=1 to 12 do writeln;
  writeln(' ':32,' HASTA LUEGO');
END;      (Terminar)

PROCEDURE EJECUTA (head1 :Datptr1);
(Se lleva a cabo todo el proceso de analisis en forma conjunta)
var
  ptr1 :Datptr1;
BEGIN
  porfin:=false;
  alfin :=false;
  while (not porfin) do
    Begin
      ANALDAT (head1);
      Repeat
        RESULTADOS (head1);
        maxG:=0; maxR:=0;
        maxXA:=0; maxYA:=0;
        VPC:=0;
        ENCMAXXY (maxG,maxR,maxXA,maxYA,head1);
        clrscr;
        xm:=0; ym:=0; ejex:=0; ejey:=0;
        EJES (xm,ym,ejex,ejey,VPC,maxG,maxR);
        GRAFEXP (head1,ejex,ejey,xm,ym);
        GRAFTEORICA (ejex,ejey,xm,ym);
        readln;
        clrscr;
        xm:=0; ym:=0; ejex:=0; ejey:=0;
        EJES (xm,ym,ejex,ejey,VPC,maxYA,maxXA);
        GRAFAJUSTE (head1,ejex,ejey,xm,ym);
        GRAFLINEA (ejex,ejey,xm,ym);
        readln;
        closegraph;
        TextMode(c80);
        CORRECCION (head1);
        clrscr;
      Until   alfin;
      GUARDAR (head1);
    End;
  END;      (Ejecuta)

FUNCTION MENU:boolean;
(Se presenta el menu principal del programa (MENU1))

```

```

var
  aux :char;

BEGIN
  menu:=false;
  repeat
    clrscr;
    textbackground(blue);
    clrscr;
    writeln;writeln;
    writeln('      ELIJA UNA OPCION:');
    writeln;writeln;writeln;
    writeln('                                1) HACER EXPERIMENTO');writeln;
    writeln('                                2) LEER UN ARCHIVO');writeln;
    writeln('                                3) TECLEAR DATOS');writeln;
    writeln('                                4) IMPRIMIR DATOS');writeln;
    writeln('                                5) TERMINAR');writeln;
    writeln;writeln;writeln;write('----->');
    readln(opcion);
  until opcion in [1..4];

  case opcion of
    1: Begin
      Clrscr;
      CDE:=1;
      repeat
        writeln;writeln;writeln;
        write(' ESTA LISTA TU MUESTRA ? S/N ');
        readln(Lista);
      until
        (lista = 's') or (lista = 'S');

        writeln;writeln;writeln;
        write(' CUAL ES LA LONGITUD DE ONDA UTILIZADA ? ');
        readln(wavelength);
        writeln;writeln;
        write(' CUAL ES EL ESPESOR DE LA MUESTRA (Cm) ? ');
        readln(ancho);

      EJECUTA2;
      EJECUTA (head2);

      MENU:=FALSE;
    End;

    2: Begin
      clrscr;
      CDE:=0;
      LEER (head1);
      EJECUTA (head1);
      MENU:=FALSE;
    End;

    3: Begin
      clrscr;
      CDE:=0;
      OBTENDAT (head1);
      EJECUTA (head1);
      MENU:=FALSE;
  end;

```



```

        End;
    4: Begin
        clrscr;
        IMPRIMEDAT;
        MENU:=FALSE;
        End;
    5: Begin
        clrscr;
        TERMINAR;
        MENU:=TRUE;
        End;
    End;
END; (Menu)
( INICIA EL PROGRAMA PRINCIPAL )
BEGIN
    CLRSCR;
    FIN:=FALSE;

    repeat
        FIN:=MENU;
    until
        FIN;
    READLN
END.
( TERMINO DE PotorrefractiveData)

```

```

UNIT ADQ;
( Esta unidad de Turbo-Pascal realiza la ADQquisicion automatizada )
( de los datos experimentales, por medio de la programacion de las )
( targetas electronicas )

```

INTERFACE

```

Uses
  Crt, graph;
Const
  AV = 50;
  Dif = 2.5;
Type
  Adqptr = ^prueba;
  prueba = record
    n : integer;
    voll: real;
    sig : Adqptr;
  end;

Type
  Datptr1=^Datelement1;
  Datelement1=record
    n:integer;
    ang:real;
    gamamin:real;
    valgama:real;
    valreja:real;
    valinvcuad:real;
    valinvmult:real;
    sig:Datptr1
  end;

var
  head2,Pauto,Lastauto      :Datptr1;
  headAd,Ptr4,Last4        :Adqptr;
  Base                      :word;
  Alto,Bajo,Hb,Lb,Chvolt   :byte;
  Prom1P,Prom1M,Prom2,volt1,volt2 :real;
  Convl,Conv2              :real;
  i,l,m,n,contador,Tint,EXP :integer;
  ganancia,gd,gm           :integer;
  cambio,otra,si           :char;
  FinExp,verdad            :Boolean;

FUNCTION MEDIDA (A:Adqptr) :Boolean;
PROCEDURE PROMEDIO (B:Adqptr);
PROCEDURE CARGOCONTADOR;
PROCEDURE SETCONTADOR (C:integer);
PROCEDURE CONECCION;
PROCEDURE CONVERSION1;
PROCEDURE CONVERSION2;
PROCEDURE EJESADQ;
PROCEDURE GRAFADQ (C,D:integer);
PROCEDURE MEDIDA2;
PROCEDURE EJECUTA2;

```

IMPLEMENTATION

```

FUNCTION MEDIDA (A:Adqptr) : Boolean; (Esta funcion nos da que tan )
var (rapidamente se alcanza la )
  ptr5 :Adqptr; (estabilidad, si se alcanza )
  compara,bajol,altol :real; (antes de que se cumplan los )
Begin (4 minutos que dura la medida)
  Prom1M:=0; (toma el promedio de los ultimos)
  if (l >= 6) and (l < 14) then (dos datos)
  begin
    Ptr5:=A;
    for i:=1 to (l-2) do
    begin
      Ptr5:=Ptr5^.sig
    end;
    Bajol:=Ptr5^.voll;
    Ptr5 :=Ptr5^.sig;
    Altol:=Ptr5^.voll;

    compara:=(Abs(Altol-Bajol));
    if (compara <= DIF ) then
    begin
      MEDIDA:=TRUE;
      prom1M:=(altol+bajol)/(2*AV);
    end
    else
      MEDIDA:=FALSE;
    end
  else
    MEDIDA:=FALSE;
  end
End; (Medida)

```

```

PROCEDURE PROMEDIO (B:Adqptr); (En el caso de agotarse los 4 min )
var (que dura la medida se tomara un )
  ptr5 :Adqptr; (promedio con los ultimos 5 puntos)
  ultimo :array [1..5] of real;
  suma :real;

Begin

  Prom1P:=0;
  Ptr5:=B;

  for i:=1 to 5 do
  begin
    ultimo[i]:=0
  end;

  for i:=1 to 11 do
  begin
    Ptr5:=ptr5^.sig
  end;

  for i:=1 to 5 do
  begin
    ultimo[i]:=Ptr5^.voll;
    Ptr5:=Ptr5^.sig;
  end;

```

```

suma:=0;
for i:=1 to 5 do
begin
  suma:=suma+ultimo[i]
end;

Prom1P:=suma/(5*AV);

End;      (Promedio)

PROCEDURE CAMPANA;
Begin
  sound(220);
  delay(3000);
  nosound;
End;

PROCEDURE CARGOCONTADOR; (Se establece el tiempo entre toma y toma )
Begin      (de datos para tomar una medida con o sin )
  repeat  (referencia)
    writeln;writeln;
    writeln(' EL INTERVALO DE TIEMPO ENTRE LA TOMA DE DATO Y DATO ');
    writeln(' PARA OBTENER UNA MEDIDA ES DE 15 seg. ');
    write(' QUIERES CAMBIARLO S/N ? ');
    readln(cambio);
  until
    cambio in ['s','S','n','N'];

  case cambio of

    's','S':Begin
      write(' DA EL NVO. VALOR PARA EL INT. DE TIEMPO EN Seg. ');
      readln(Tint);
      End;
    'n','N':Begin
      Tint:=15;
      End;
    else Begin
      CAMPANA
      End;
  end;

End;      (Cargocontador)

PROCEDURE SETCONTADOR (C:integer); (Se establece el programa de )
Begin      (medicion por contadores y )
  n:=Round(Sqrt(C/(5E-7))); (los canales de medida)
  Hb:=n div 256;
  Lb:=n-Hb;
  Portw[Base+3]:=574;
  Portw[Base+1]:=Lb;
  Portw[Base+1]:=Hb;
  Portw[Base+3]:=5B4;
  Portw[Base+2]:=Lb;
  Portw[Base+2]:=Hb;

```

```

End;      (Setcontador)

PROCEDURE CONECCION;  (Se conecta la targeta al aparato amplificador)
Begin
  Base:=$220;
  Chvolt:=2;
  SETCONTADOR (Tint);
  Portw[Base+10]:=Chvolt;
  Portw[Base+11]:=2;
End;

PROCEDURE CONVERSION1;  (Se toma el voltaje correspondiente a )
                        (cada lectura de estabilidad de grabado )
Begin                  (holografico para graficarlo hata que se)
                        (toma la medida de Is con referencia)

  Ganancia:= 4*$10;
  Portw[Base+13]:=Ganancia;
  repeat
    Alto:=Portw[Base+5]
  until
    (Alto < 16);
  Bajo:=Portw[Base+4];
  Volt1:=(Alto*256+Bajo-2048)*(10/4096);

End;      (Conversion1)

PROCEDURE CONVERSION2;

Begin
  Ganancia:=4*$10;
  Portw[Base+13]:=Ganancia;
  repeat
    Alto:=Portw[Base+5]
  until
    (Alto < 16);
  Bajo:=Portw[Base+4];
  Volt2:=(Alto*256+Bajo-2048)*(10/4096);

End;      (Conversion2)

PROCEDURE EJESADQ;  (Se trazan los ejes para graficar las medidas)
                    (de estabilidad de grabado holografico)
var
  x,y,a,b           :integer;
  Titulo,escalax,escalay :string;

Begin
  gd:=Detect;
  Initgraph(gd,gm,'');
  SetViewPort(0,0,getmaxX,getmaxY,clipon);
  SetLineStyle(Solidln,Solidfill,normwidth);
  Line(12,30,12,330); { eje y }
  Line(12,330,412,330);

```

```

for i:=1 to 10 do
begin
  y:=330-30*2*i; (cada 30 pixeles)
  Line(10,y,14,y);
end;
for i:=1 to 5 do
begin
  y:=330-30*2*i;
  a:=2*i;
  str(a,escalay);
  OutTextXY(2,y,escalay);
  Titulo:='Voltaje 10E+2(mV)';
  OutTextXY(10,10,Titulo);
end;

for i:=1 to 16 do
begin
  x:=12+25*i;
  Line(x,332,x,328);
end;
for i:=1 to 4 do
begin
  x:=25*4*i+12;
  b:=(15*4*i) Div 60;
  str(b,escalax);
  OutTextXY(x,340,escalax);
  Titulo:='T (min)';
  OutTextXY(412,320,Titulo);
end;

End; (EjesAdq)

PROCEDURE GRAFADQ (C,D: integer); (Se grafican los puntos leidos de )
                                     (estabilidad 1)de grabado 2)de borrado)
var
  x,y :integer;
Begin
  case D of
    1 :Begin
        x:=12+C*25;
        y:=Trunc(330-Volt1*30);
        Circle(x,y,1)
      End;
    2 :Begin
        x:=12+C*25;
        Y:=Trunc(330-Volt2*30);
        Circle(x,y,1)
      End;
    else
      Begin
        CAMPANA
      End;
  end
End; (GrafAdq)

PROCEDURE MEDIDA2; (Se toma el valor de Is sin referencia)

```

```

var
  Ptr5      :Adqptr;
  Atenuado  :array[1..3] of real;
  suma      :real;

Begin
  EXP:=2; ( Se estan obteniendo los voltajes de la 2a. parte )
  Clrscr; ( de la medida )
  suma:=0;
  Prom2:=0;
  EJESADQ;
  CONECCION;

  for i:=1 to 3 do
  begin
    CONVERSION2;
    Atenuado[i]:=Volt2;
    GRAFADQ (i,EXP);
  end;

  for i:=1 to 3 do
  begin
    suma:=suma+Atenuado[i]
  end;

  Prom2:=suma/(3*Av)
End; (Medida2)

PROCEDURE EJECUTA2; (Realiza todo el proceso automatizado de obtencion)
Begin
  CARGOCONTADOR;
  headAd:=nil;
  headAd^.n:=0;
  head2:=nil;
  head2^.n:=0;
  contador:=0;
  m:=0;
  n:=0; ( Se inicializan contadores de los punteros )
  l:=0;
  EXP:=0;

  REPEAT ( Se comienza el experimento automatizado )
  Begin
    clrscr;
    new(Pauto);
    writeln;writeln;writeln;
    write(' QUE ANGULO TIENEN LOS HACES DE INCIDENCIA ? ');
    readln(Pauto^.ang);
    m:=m+1;
    Pauto^.n:=m;
    EJESADQ; ( Se trazan los ejes )
    CONECCION; ( Se conecta la tarjeta a los aparatos )
  End;
End;

```

```

Repeat
  EXP:=1;          ( Se toman las primeras medidas del exp. )
  new(Ptr4);
  CONVERSION1;    ( Se toman los los. voltajes del exp. )
  Ptr4^.voll:=volt1;
  contador:=contador+Tint;
  l:=l+1;
  Ptr4^.n:=1;
  GRAFADQ (l,EXP); ( Se grafican los datos obtenidos )

  if headAd = nil then
    begin
      headAd:=Ptr4;
      Last4:=Ptr4;
    end
  else          ( Se ligan los voltajes obtenidos a la 1a. )
    begin      ( parte del exp. )
      Last4^.sig:=Ptr4;
      Last4:=Ptr4
    end;

  verdad:=MEDIDA (headAd);

Until
  (contador = Tint*16) or verdad;

Ptr4^.sig:=nil;

CAMPANA; ( Aqui se termina la 1a. medida y se debe intersectar )
  ( el haz )
Conv1:=0; Prom1P:=0;
Conv2:=0; Prom2:=0;

if contador = (Tint*16) then ( Si el tiempo para hacer la medida)
  begin                    ( 4min se agoto ... )
    PROMEDIO (headAd);    ( ...toma el promedio )
    Conv1:=Prom1P*(0.3163)+0.1029; (La eq. del fotometro )
    MEDIDA2;              (Se hace la 2a. medida de voltajes)
    Conv2:=Prom2*(0.3163)+0.1029; (La eq. del fotometro )
    CAMPANA                (Avisa que se acabo la 2a. medida)
  end
else          ( La 1a. medida fue muy rapida y se cumplio MEDIDA )
  begin
    Conv1:=Prom1M*(0.3163)+0.1029;
    MEDIDA2;
    Conv2:=Prom2*(0.3163)+0.1029;
    CAMPANA
  end;

Pauto^.gamamin:=Conv1/Conv2; (Se toma el valor de la ganancia )
                              (asoluta)

if head2 = nil then
  begin
    head2:=Pauto;
    lastauto:=Pauto
  end
else
  begin
    lastauto^.sig:=Pauto;
    lastauto:=Pauto
  end

```



```

end;
Textmode(C80);
Clrscr;
writeln('El valor de gama reducida fue: ',Pauto^.gamamin:2:2);
writeln;
repeat
  writeln;writeln;writeln;
  write(' QUIERES TOMAR OTRA MEDIDA S/N ? ');
  readln(otra);
until
  otra in ['s','S','n','N'];
case otra of
  's','S':Begin
    l:=0;
    writeln;writeln;writeln;
    repeat
      write(' ESTA LISTA TU MUESTRA ? ');
      readln(si);
    until
      si in ['s','S'];
    if (si ='s') or (si = 'S') then
      FinExp:=FALSE;
    End;
  'n','N':Begin
    FinExp:=TRUE;
  End;
end;
End
UNTIL
  FinExp;
Pauto^.sig:=nil;
End; (Ejecuta2)

```

END.