

**ANÁLISIS DE VIBRACIONES UTILIZANDO SPECKLE
MODULADOS EN CRISTALES FOTORREFRACTIVOS**

M.Sc. MARTHA LUCÍA MOLINA PRADO



**UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA
BUCARAMANGA
2010**

**ANÁLISIS DE VIBRACIONES UTILIZANDO SPECKLE
MODULADOS EN CRISTALES FOTORREFRACTIVOS**

M.Sc. MARTHA LUCÍA MOLINA PRADO

Tesis para optar al título de Doctor en Ciencias Naturales (Física)

Director

Dra. MARÍA DEL C. LASPRILLA

Codirectores

Dra. MYRIAN TEBALDI

Dr. NESTOR BOLOGNINI



UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER

FACULTAD DE CIENCIAS

ESCUELA DE FÍSICA

BUCARAMANGA

2010

Hijo...este es lo que puedo heredarte

Agradecimientos

Quiero manifestarles mi más sincero reconocimiento, por la colaboración y apoyo incondicional con el que muchas personas, apoyaron este trabajo de investigación.

Ante todo debo expresar mi mayor agradecimiento a los doctores Néstor Bolognini, Myrian Tebaldi y María del Carmen Lasprilla, por su dedicación y esfuerzo al guiarme durante el desarrollo de este trabajo de investigación. Sus enseñanzas, orientación, respaldo y estímulo permanente, fueron fundamentales para la realización de esta tesis. A la profesora Myrian Tebaldi, con quien compartí muchas horas de trabajo de laboratorio.

A los Profesores de la Escuela de Física y del Grupo de Óptica y Tratamiento de Señales de la Universidad Industrial de Santander, por todos los conocimientos transmitidos.

Al grupo de estudiantes de Doctorado, con quienes compartí los afanes que conlleva la realización de los estudios doctorales, Zandra, Nando, Rafa, Vlachó, El paisa, Toño, y a los demás compañeros del grupo de Optica.

Al grupo de investigadores, Profesionales, Técnicos, Administrativos y Becarios del Centro de Investigaciones Ópticas (CIOp) en La Plata-Argentina, a quienes acudí en diferentes ocasiones para solicitar algún servicio o hacer alguna consulta, les agradezco especialmente por su cordialidad, por el respeto académico, por la acogida en dicho Centro durante el tiempo de mi Pasantía, por hacerme sentir parte del mismo desde el comienzo, por sus conversaciones amenas alrededor de una taza de café, por compartir su cultura y lo más importante por hacerme sentir como en casa... mil gracias.

Algunas instituciones participaron de la realización de esta investigación. Debo agradecer a COLCIENCIAS por la adjudicación de una Beca de Crédito Condonable, para el desarrollo de mis estudios de Doctorado, de igual manera a la Universidad de Pamplona, por permitir realizar mis estudios.

Quiero dar las gracias a mi esposo Néstor, por sus aportes en las diversas discusiones alrededor de esta investigación, por su comprensión al interior de nuestro hogar, la cual fue definitiva para la culminación de mi tesis.

Igualmente agradezco inmensamente a mi Hijo Johannes, por su comprensión; por sacrificar muchos momentos que debí dedicarle y los cuales afrontó con responsabilidad, por su amor y ayuda emocional, sin este apoyo hubiese sido difícil dar término a mi trabajo.

Finalmente a mi padre Hermides, a mi madre Celina, de quien he aprendido que las metas en la vida se deben asumir con responsabilidad y a mis hermanos German, Janeth, Sandro y Yeris por su firme apoyo y por haber entendido la distancia hacia la familia.

Y a todas aquellas personas que en el momento no vienen a mi memoria, por el afán de dar por culminado mi trabajo, agradezco todo el apoyo.

Bucaramanga, Abril de 2010

CONTENIDO

	Pág.
INTRODUCCIÓN	18
1.1. MOTIVACIONES Y OBJETIVOS	18
1.2. ORGANIZACIÓN DE LA TESIS.....	21
1.3. BIBLIOGRAFÍA	23
2. SPECKLE MODULADO.....	28
2.1. INTRODUCCIÓN	28
2.2. FORMACIÓN DE UN PATRÓN DE SPECKLE.....	29
2.2.1 Volumen de los granos de speckle	30
2.3. ADICIÓN DE PATRONES DE SPECKLE	33
2.3.1 Adición de amplitudes	33
2.3.2 Adición de intensidades	34
2.4. GEOMETRÍA DE PROPAGACIÓN LIBRE (SPECKLE OBJETIVO)	34
2.5. GEOMETRÍA DE FORMACIÓN DE IMÁGENES (SPECKLE SUBJETIVO)	36
2.5.1 Casos particulares	38
2.6. PATRONES DE SPECKLE MODULADO	39
2.6.1 Patrones de speckle obtenidos con pupilas de dos aperturas	39
2.7. BIBLIOGRAFÍA	45
3. ESTUDIO DE VOLUMEN DE LOS PATRONES DE SPECKLE MODULADO	47
3.1. INTRODUCCIÓN	47
3.2. PROPIEDADES DE LA PROPAGACIÓN DE UNA ONDA MONOCROMÁTICA EN UN MEDIO ANISÓTROPO.....	49
3.2.1. Tensor dieléctrico.....	49
3.2.2. Modos normales y auto-índices de refracción.....	50
3.2.3. Efectos electro-ópticos.....	53
3.3. EFECTO FOTORREFRACTIVO	59

3.3.1 Antecedentes históricos	59
3.3.2 Modelo de transporte de bandas	62
3.4. CARACTERÍSTICAS DE UN HOLOGRAMA DE TRANSMISIÓN Y VOLUMEN	65
3.4.1 Registro de una red holográfica	65
3.4.2. Eficiencia de difracción de la red de índices	67
3.5. PROPIEDADES DE LOS REGISTROS DE PATRONES DE SPECKLE MODULADOS POR FRANJAS.....	76
3.5.1. Proceso de Registro	77
3.5.2. Condiciones de observación del campo difractado.....	78
3.6. Bibliografía	82
4. OPTIMIZACIÓN DEL ESQUEMA EXPERIMENTAL PARA EL REGISTRO DE SPECKLE GENERADOS A PARTIR DE SUPERFICIES REFLECTO- DIFUSORAS	86
4.1. INTRODUCCIÓN.....	86
4.2. PROPIEDADES DEL REGISTRO FOTORREFRACTIVO DE LOS PATRONES DE SPECKLE MODULADOS CON BAJA FRECUENCIA DE UN OBJETO REFLECTO-DIFUSOR	88
4.2.1. Proceso de registro.....	88
4.2.2. Proceso de reconstrucción.....	93
4.3. CONDICIONES DE OBSERVACIÓN DEL CAMPO DIFRACTADO	95
4.3.1. Selectividad de los registros de speckle modulados	98
4.3.2. Dependencia de la eficiencia de difracción con respecto al campo externo aplicado	103
4.3.3. Dependencia de la eficiencia de difracción del ángulo entre el campo externo y el vector de red (orientación de las pupilas)	105
4.3.4. Dependencia de la eficiencia de difracción con respecto al tamaño del cristal (Lz).	108

4.3.5. Dependencia de la eficiencia de difracción con respecto al diámetro de las aberturas.....	113
4.4. DISCUSIÓN DE LOS RESULTADOS.....	114
4.5. BIBLIOGRAFÍA.....	115
5. ANÁLISIS DE VIBRACIONES UTILIZANDO SPECKLE MODULADO	116
5.1. INTRODUCCIÓN.....	116
5.2. ANÁLISIS DE VIBRACIONES EN PLANO	118
5.2.1. Inclinaciones de Objeto Difusor	118
5.2.2. Desplazamientos de Objeto Difusor.....	121
5.2.3. Vibración de una superficie reflecto-difusora	123
5.3. ANÁLISIS DE VIBRACIONES EN VOLUMEN.....	125
5.3.1. Proceso de registro de vibraciones.....	126
5.3.2. Proceso de Reconstrucción	127
5.3.3. Observación en el Plano Imagen del Campo Difractado	127
5.3.4. Discusión de los resultados	133
5.4. BIBLIOGRAFÍA.....	134
6. CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS	137
APORTES DEL TRABAJO	140
CESIÓN DE DERECHOS	142

ÍNDICE DE FIGURAS

	Pág
Figura 2.1: Formación de un patrón de speckle a) objetivo y b) subjetivo	29
Figura 2.2: Representación del volumen de los granos de speckle en el espacio	32
Figura 2. 3: Geometría de propagación libre para la formación del speckle	35
Figura 2. 4: Geometría de formación de imágenes.....	36
Figura 2.5: Arreglo experimental para el registro de un patrón de speckle, utilizando una pupila con dos aberturas.....	40
Figura 2.6: Diagrama de dos pupilas con dos aberturas idénticas localizadas en los puntos	41
Figura 2. 7: Patrones de speckle obtenidos empleando únicamente una apertura circular sobre uno de los vértices de un cuadrado.....	44
Figura 2. 8: Patrones de speckle obtenidos empleando únicamente dos aperturas circulares localizadas sobre los vértices de un cuadrado	45
Figura 3. 1: Configuraciones transversales a) holográfica y b) de amplificación óptica para un cristal BSO	57
Figura 3.2: Representación esquemática del modelo de transporte de cargas del efecto fotorrefractivo	63
Figura 3. 3: Incidencia de los haces para el registro de una red holográfica	66
Figura 3. 4: Red de volumen por transmisión en BSO: (a) registro; (b) lectura	68
Figura 3. 5: Representación vectorial de la lectura en condición de Bragg	69
Figura 3. 6: Representación vectorial de la lectura fuera de la condición de Bragg	70
Figura 3.7: Comportamiento de la eficiencia de difracción en función de la desviación angular para diferentes valores del ángulo de registro	71
Figura 3.8: Comportamiento de la eficiencia de difracción en función de la desviación angular para diferentes espesores de cristal	72

Figura 3.9: Comportamiento de la eficiencia en función de la desviación angular para diferentes valores de δn	73
Figura 3. 10: Curvas teóricas de la eficiencia de difracción alrededor del ángulo de Bragg, para diferentes valores de δn	74
Figura 3. 11: Curvas teóricas de la eficiencia de difracción para distintos ángulos de registro en cristales BSO de espesores 1mm y 3.8mm. Para $\delta n = 2.5 \text{ e-}4$	76
Figura 3.12: Profundidad de superposición de un par de speckle provenientes de un sistema de dos aberturas.....	79
Figura 4.1: Esquema experimental del proceso de registro.....	89
Figura 4.2: Esquema experimental para el registro fotorrefractivo de speckle modulado y para la observación del campo difractado por los registros.....	93
Figura 4.3: Comportamiento de la eficiencia de difracción en función de la desviación angular	96
Figura 4.4: Comportamiento de la eficiencia de difracción en función de la desviación angular para diferentes espesores de cristal.	97
Figura 4. 5: Comportamiento de la eficiencia en función de la desviación angular para diferentes valores de redes de índice	97
Figura 4. 6: Órdenes difractados para diferentes separaciones d entre aberturas en geometría de reconstrucción fija y perfil de intensidad correspondiente a uno de los órdenes laterales.....	99
Figura 4.7: Intensidad difractada para diferentes direcciones del haz de reconstrucción.....	101
Figura 4.8: Órdenes difractados para separación de abertura $d=4.35$, en geometría de reconstrucción fija y perfil de intensidad correspondiente a uno de los órdenes laterales.	102
Figura 4.9: Distribución de intensidad en el plano de difracción para diferentes diferencias de potencial aplicadas en geometría de reconstrucción fija.	104
Figura 4.10: Eficiencia de difracción en términos del campo externo aplicado..	105

Figura 4.11: Intensidad difractada para diferentes valores del ángulo α formado entre la línea que une los centros de las aberturas y el eje u (ver Figura 4.1) y en geometría de reconstrucción fija	106
Figura 4.12: Perfiles de intensidad en el plano de Fourier para diferentes valores del ángulo α formado entre la línea que une los centros de las aberturas y el eje u	107
Figura 4.13: Eficiencia de difracción en términos de la orientación de las aberturas de la pupila	107
Figura 4.14: Órdenes difractados en geometría de reconstrucción fija correspondientes a diferentes espesores de cristal y distancias entre las aberturas de la pupila	109
Figura 4.15: Distribución de intensidad en el plano de difracción, para cristales de distinto espesor y para diversas separaciones entre las aperturas de la pupila.	112
Figura 4.16: Distribuciones de intensidad en el plano de Fourier y perfiles de intensidad a incidencia normal para diferente tamaño de las aberturas	113
Figura 5.1: Esquema experimental para registro de speckle modulados en plano	119
Figura 5.2: Perfiles del Speckle modulado producido por un objeto difusor rotado desde 4 a -4 grados fuera de plano con respecto a la iluminación	120
Figura 5.3: Perfiles del speckle producido por objeto difusor posicionado perpendicularmente con respecto a la iluminación y desplazamientos del objeto, desde 100micras hasta 600 micras de 100 en 100 y desplazamientos a partir de 1 cm hasta 1 cm 650 micras, en la dirección axial.....	121
Figura 5.4: Perfil del Speckle producido por un objeto difusor rotado 2 grados con respecto a la iluminación (fuera de plano) y registro de diferentes desplazamientos del objeto	122
Figura 5.5: Perfil de intensidad de las franjas moduladas en términos de la amplitud de modulación	123

Figura 5.6: Imagen de speckle y perfil de intensidad correspondiente a una región de pendiente nula (nodos y máximos)	124
Figura 5.7: Imagen de Speckle y perfil de intensidad correspondiente a una región de pendiente no-nula	125
Figura 5.8: Esquema experimental del registro fotorrefractivo de la vibración de una superficie reflecto-difusora con técnicas de speckle modulado y para la observación del campo difractado en el plano imagen de los registros	127
Figura 5.9: Membrana vibrante utilizada en las experiencias. D=8mm.....	127
Figura 5.10: Reconstrucción del objeto de vibración (2900 Hz, dimensiones del cristal BSO 10x10x10mm, D=2.65mm, d=5.35mm, V=8kV)	130
Figura 5.11: Reconstrucción de la superficie difusora correspondiente a casos vibrantes y estáticos con diferente diámetro de apertura D para la pupila (d=5 mm, V=7 kV, w=2900 Hz, amplitud máxima, BSO dimensiones del cristal 10 x 10 x 10 mm ³).....	132
Figura 5.12: Reconstrucción del objeto para diferentes frecuencias de vibración (a) 2100 Hz; (b) 2900 Hz and (c) 4700 Hz (amplitud máxima, dimensiones del cristal BSO 10x10x10mm, V= 8kV, D=2.65mm, d=5.35mm)	133

ÍNDICE DE TABLAS

Pág

Tabla 3.1: Coeficiente electro-óptico e índice de refracción del cristal BSO.....	56
Tabla 4.1: Diámetro y profundidad promedio de los granos de speckle en función diámetro aberturas de la pupila.....	90
Tabla 4.2 Número de Franjas por speckle en condiciones experimentales en términos del diámetro y separación de las pupilas ($Nfs=D/d$).....	92
Tabla 4.3 Ángulos de registro y períodos experimentales en función de la separación de las pupilas	103
Tabla 4.4: Valores del parámetro Q en función del espesor del cristal y de la distancia entre los centros de las aberturas de la pupila	111
Tabla 4.5: Parámetros para un optimo registro de speckle modulado de superficies reflecto-difusoras, con $Zc=440mm$	115

TITULO: ANÁLISIS DE VIBRACIONES MEDIANTE TÉCNICAS DE SPECKLE EN CRISTALES FOTORREFRACTIVOS *

Autor: M.Sc. Martha Lucía Molina Prado**

Palabras Claves: Vibraciones, Speckle, Cristales Fotorrefractivos

RESUMEN

En esta tesis proponemos un arreglo experimental novedoso para el registro de speckle modulado generado a partir de una superficie difusa reflectora. La superficie difusora se ilumina con un haz coherente proveniente de un laser de Nd YAG. Luego, se forma una imagen de esa superficie. Dada la naturaleza reflecto difusora del elemento bajo estudio, la optimización de la energía que contribuye a formar la imagen es crucial. Para ello se utiliza un espejo con un orificio por el cual pasa el haz del laser que ilumina la superficie. A su vez el frente de onda reflejado incide en el mismo espejo colectando la energía que se empleará en la formación de la imagen. Los speckle modulados generados por el empleo en el sistema óptico de una pupila con doble abertura se registran en un cristal fotorrefractivo tipo silenita BSO. Se estudia la eficiencia de difracción en término de la frecuencia de las franjas moduladoras, el tamaño del speckle, la orientación del haz de reconstrucción respecto al impuesto por la condición de Bragg y el espesor del cristal empleado como medio de registro.

Además, proponemos una novedosa técnica óptica que permite detectar los cambios locales en la pendiente que sufre la superficie de un objeto vibrante, utilizando como medio de almacenamiento un cristal fotorrefractivo BSO. La técnica hace uso del comportamiento del speckle en términos de la inclinación local de la superficie reflectante difusora. Dicha inclinación se traduce en un cambio transversal del speckle en un plano perpendicular al eje óptico. La naturaleza de volumen del medio de almacenamiento es muy adecuada para resaltar la naturaleza de volumen del speckle y sus propiedades asociadas. Se presentan resultados experimentales.

* Tesis Doctoral

** Facultad de Ciencias, Doctorado en Ciencias Naturales. Director UIS: Dra. María del C. Lasprilla, Co-directores UNLP (Argentina): Dra. Myrian Tebaldi, Dr. Néstor Bolognini

TITLE: ANALYSIS OF VIBRATIONS USING SPECKLE IN PHOTOREFRACTIVE MATERIALS *

Author: M.Sc. Martha Lucía Molina Prado**

Keywords: Vibrations, Speckle, Photorefractive Crystals

ABSTRACT

A novel experimental arrangement of modulated speckled generated from a reflective surface is presented. An image of the surface is formed by using a laser source. In order to optimize the energy involved in the image formation, a mirror with a tiny hole is utilized, which allows both to transmit the whole laser beam and to collect the whole image wavefront. The modulated speckles are registered in a photorefractive crystal. The imaging system has a double aperture pupil that produces fringe modulate speckles which are register in a BSO crystal. The diffraction efficiency in terms of the modulated fringe frequency, speckle size, crystal width and the reconstruction beam orientation.

An optical technique for slope detection by using as storing medium a photorefractive BSO crystal is proposed. The technique relays in that a local tilt produced in a diffusing reflective surface can be mapped as a speckle transversal shifting in a plane perpendicular to the optical axis. The volume nature of the storing medium is quite adequate to highlight the speckle volume nature and its associated properties. Experimental results are presented.

* Tesis Doctoral

** Facultad de Ciencias, Doctorado en Ciencias Naturales. Director UIS: Dra. María del C. Lasprilla, Co-directores UNLP (Argentina): Dra. Myrian Tebaldi, Dr. Néstor Bolognini

INTRODUCCIÓN

1.1. Motivaciones y objetivos

El aspecto granular que exhiben los objetos iluminados mediante un láser se constituyó en un severo inconveniente, dado que la presencia del speckle se traduce inicialmente en una degradación de la calidad de la imagen. Ello condujo a la elaboración de diversos métodos [1.1-1.3] para reducir el "ruido óptico" asociado con el speckle en las imágenes. A medida que se logran avances para disminuir el speckle como factor de ruido en los sistemas ópticos, paralelamente surgen nuevas técnicas en donde el speckle se convierte en el soporte físico para la transmisión de información [1.32]

En los años 70 fueron demostradas numerosas técnicas aplicadas al procesamiento de información y la metrología óptica en las cuales la señal que va a ser procesada es modulada empleando un difusor [1.4, 1.5, 1.6]. Algunos de los métodos propuestos se basan en el registro sucesivo de dos o más imágenes, habiéndose producido un desplazamiento del plano imagen entre las distintas exposiciones [1.7, 1.8-1.10]. Otros métodos se basan en la modulación interna de los granos de speckle en el plano imagen, localizando para tal efecto una máscara con varias aberturas en el plano de la lente formadora de imagen [1.11-1.16]. En estos reportes el objeto de estudio, es de transmisión.

La modulación del speckle permite concentrar las componentes espectrales en determinadas zonas del plano de frecuencias, con lo cual pueden llevarse a cabo con relativa facilidad las operaciones de filtrado espacial y el procesamiento de información. Naturalmente las características de dicha modulación dependen del tipo de proceso que quiera implementarse. En este sentido, el uso de sistemas

ópticos de doble apertura ha sido ampliamente explotado para el desarrollo de numerosas aplicaciones, adaptadas para la solución de los problemas más diversos [1.17-1.22]. Obviamente también se han empleado sistemas con pupilas de múltiples aperturas [1.23, 1.24, 1.25], en cuyo caso la modulación interna del speckle es mucho más compleja.

Las distribuciones de speckle presentan importantes aplicaciones en el campo de la metrología óptica [1.26.1.28]. En particular, las técnicas de speckle han sido ampliamente utilizadas para medir pequeños desplazamientos, inclinaciones, deformaciones [1.29-1.32], y rugosidad de superficies. Pero estas medidas no podían ser realizadas en tiempo real. Este hecho motivó el empleo de los cristales fotorrefractivos como medio de registro, en arreglos holográficos así como en técnicas de metrología speckle [1.33-1.39], debido a su uso reversible y por la posibilidad de realizar medidas en tiempo quasi-real [1.40-1.42]. El empleo de los cristales fotorrefractivos como medio de almacenamiento trajo la necesidad de estudiar los parámetros que determinan la capacidad de almacenamiento.

Los materiales fotorrefractivos y en particular los cristales de la familia de los silenitas (BSO, BGO, BTO) se destacan por su versatilidad para llevar a cabo el procesamiento de imágenes en tiempo real. Las características relevantes de estos materiales son su resolución espacial y capacidad de almacenamiento y su alta sensibilidad en la región verde-azul del espectro visible (para el caso del BGO y BSO), y baja en la región roja del espectro lo que permite una lectura en una longitud de onda a la que el cristal no es sensible disminuyendo el borrado en la etapa de reconstrucción; y resolución espacial y capacidad de almacenamiento y Asimismo, estos materiales a diferencia de las emulsiones fotográficas, son reutilizables y no requieren de un proceso de revelado posterior al registro [1.43]. Estos cristales han sido ampliamente utilizados en holografía, interferometría holográfica y metrología speckle [1.44, 1.45]. Desde esta perspectiva, los cristales silenitas son un medio de registro apropiado.

Sin embargo, pocos trabajos han estudiado técnicas basadas en speckle modulados en materiales fotorrefractivos empleando una superficie reflecto difusoras. No solo el speckle modulado mediante sistemas de franjas para objetos de transmisión exhibe por sí mismo una riqueza, sino que existe un inmenso potencial prácticamente inexplorado en relación con el registro de speckle modulados generados a partir de superficies reflecto-difusoras. De hecho las características de los registros de speckle modulados de objeto reflecto-difusores en cristales fotorrefractivos no han sido investigadas previamente y no hallamos antecedentes del desarrollo de aplicaciones orientadas al multiplexado de imágenes o la metrología speckle basadas en un registro fotorrefractivo de speckle modulados para objetos de este tipo. Podríamos preguntarnos qué cambios experimenta el patrón de speckle cuando el objeto reflector-difusor empieza a vibrar y considerar la posibilidad de implementar aplicaciones en donde se estudie las vibraciones de estas superficies.

Por lo anterior, es de interés en esta tesis estudiar el registro de speckle modulado producido por un objeto reflecto-difusor, en términos de los diferentes parámetros geométricos del sistema óptico de registro. Además nos proponemos examinar las características de un registro de patrones de speckle formados con pupilas de dos aberturas de objetos reflecto-difusores y desarrollar una aplicación en el campo de la metrología speckle, se analiza la vibración de una superficie difuso-reflectora mediante el registro de speckle modulado en un cristal fotorrefractivo tipo silenita.

En conclusión, nos proponemos analizar las propiedades de los registros de patrones de speckle modulados en medios fotorrefractivos por superficies vibrantes reflecto-difusoras, en los cristales BSO.

1.2. ORGANIZACIÓN DE LA TESIS

La Tesis consta de seis capítulos cuyos lineamientos generales se presentan a continuación.

El Capítulo 2 es una síntesis de algunos de los conceptos fundamentales del fenómeno de la granularidad óptica (speckle). Inicialmente se discute la formación de los patrones de speckle, objetivos y subjetivos, en términos de la interferencia de una multiplicidad de ondas con amplitudes complejas distribuidas aleatoriamente. Luego se definen las dimensiones promedio de los granos de speckle, con especial énfasis en su carácter volumétrico. Finalmente se considera un caso de speckle subjetivo que utiliza un sistema óptico cuya pupila consta de dos aperturas, esencialmente para consolidar algunos conceptos e introducirnos en el tema de la modulación interna de los speckle.

El objetivo central del Capítulo 3 es analizar teórica y experimentalmente las propiedades de los registros fotorrefractivos de los patrones de speckle modulados, especialmente aquellos registros realizados en cristales BSO. Para un mejor entendimiento del tema, allí se analizan previamente algunos hechos conocidos en el campo de la fotorrefractividad, entre ellos la propagación de una onda en un medio anisótropo, el efecto electro-óptico lineal y la actividad óptica de los cristales silenitas, el fenómeno fotorrefractivo y las ecuaciones básicas del modelo de transporte de bandas, los registros de redes de índices holográficas y la eficiencia de difracción asociada con estas redes. La parte final del capítulo se reserva para el estudio de las propiedades de los patrones de speckle modulado por franjas interferométricas. Asumimos que el patrón de speckle se forma mediante un sistema óptico con una pupila de dos aberturas. En primer lugar se investigan las características de la modulación interna del speckle en función de los parámetros que definen la pupila (diámetro y separación), basándose en consideraciones derivadas de la óptica de Fourier y de las intensidades de la

distribución de speckle en el plano imagen, y en términos de la eficiencia de difracción.

En el capítulo 4, se realiza un estudio de las características de los registros de patrones de speckle modulado generados por superficies reflecto-difusoras en medios fotorrefractivos, se investiga la influencia de la aplicación de un campo eléctrico externo sobre el cristal y la importancia de la orientación relativa de este campo respecto a la dirección de las redes de índices que modulan los speckle individuales. Luego se analiza el comportamiento de la eficiencia de difracción de los registros en función de la separación angular del haz de lectura respecto al ángulo de Bragg y el espesor del cristal, haciendo un paralelo con la holografía de volumen en geometría de transmisión. Se reportan diversas evidencias experimentales que apoyan nuestros supuestos.

En el Capítulo 5 se presenta una aplicación novedosa para detección de pendientes mediante el registro múltiple de speckle modulados empleando cristales BSO, a partir de la vibración de una superficie reflecto-difusora. Asimismo para formular un modelo que permita determinar lo que ocurre cuando se estudian vibraciones empleando speckles modulado, se analizara independientemente un desplazamiento del objeto difusor perpendicular con respecto a la iluminación y retándolo fuera del plano. En primer lugar el estudio se basa en el uso de medios de registro planos. En este caso, se presentan resultados experimentales ilustrativos. En segundo lugar, se considera una técnica de almacenamiento múltiple de imágenes mediante un sistema óptico de doble apertura, en donde el objeto de estudio experimenta una vibración al realizar el registro. Se evalúa el comportamiento del speckle frente a la vibración del objeto. Una inclinación local en una superficie reflecto-difusora es mapeada como un cambio transversal del speckle en un plano perpendicular al eje óptico. Se describen las condiciones de registro y reconstrucción de las imágenes. Se analiza la reconstrucción a partir de uno de los órdenes difractados en el plano imagen, en términos de la frecuencia y

amplitud de vibración de la superficie y el diámetro de las aperturas. Se discuten algunos casos particulares y se reportan resultados experimentales representativos. Esta aplicación está dirigida tanto al almacenamiento y procesamiento óptico de imágenes cuanto a la implementación de técnicas metroológicas. Las discusiones teóricas se basan en el conocimiento de las características de las distribuciones de speckle generadas por sistemas de múltiples aperturas, previamente establecidas en el Capítulo 3 y 4. Similarmente, dado que en el Capítulo 5 empleamos cristales BSO como medios de registro, frecuentemente nos remitimos a los resultados del Capítulo 4.

Finalmente en el Capítulo 6 se sintetizan los resultados obtenidos y paralelamente se plantean algunos desarrollos que darían continuidad a la presente investigación.

1.3. BIBLIOGRAFÍA

- [1.1] S. Lowenthal y D. Joyeux, "Speckle removal by slowly moving diffuser associated with a motionless diffuser", J. Opt. Soc. Am **61**, N° 7 (1971) 847-851.
- [1.2] J. Upatnieks y R. W. Lewis, "Noise suppression in coherent imaging", Appl. Opt. **12**, N° 9 (1973) 2161-2166.
- [1.3] T. S. McKechnie, "Speckle reduction", en Laser speckle and applications in optics, J. C. Dainty ed., Academic Press, New York (1979) Cap. 4, 122-170.
- [1.4] M. Françon, Laser speckle and applications in optics, Academic Press, New York (1979) Cap. 6.
- [1.5] M. Françon, "Information processing using speckle patterns", en Laser speckle and related phenomena, J. C. Dainty ed., Springer Verlag, Berlín (1975) Cap. 5, pp. 171-202.
- [1.6] R. K. Erf, Speckle metrology, Academic Press, New York (1978) 331p.

- [1.7] C. P. Groover, "New technique of image multiplexing using random diffuser", *J. Opt. Soc. Am.* **62**, N° 9 (1972) 1071-1077.
- [1.8] J. M. Burch y J. M. Tokarsky, "Production of multiple beam fringes from photographic scatters", *Opt. Acta* **15** (1968) 101-111.
- [1.9] J. N. Butters y J. A. Lendeertz, "A double exposure technique for speckle pattern interferometry", *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **4** (1971) 277-279.
- [1.10] R. P. Khetan y F. P. Chiang, "Strain analysis by one-beam laser speckle interferometry. 1: Single aperture method", *Appl. Optics* **15**, N° 9 (1976) 2205-2215.
- [1.11] M. Tebaldi, L. Angel, M. del C. Lasprilla y N. Bolognini, "Image multiplexing by speckle in a BSO crystal", *Opt. Commun.* **155** (1998) 342-350.
- [1.12] L. Angel, M. Tebaldi, M. Trivi y N. Bolognini, "Optical operations based on speckle modulation by using a photorefractive crystal", *Opt. Commun.* **168** (1999) 55-64.
- [1.13] L. Angel, M. Tebaldi, N. Bolognini y M. Trivi, "Speckle photography with different pupils in a multiple-exposure scheme", *J. Opt. Soc. Am. A* **17**, N° 1 (2000) 107-119.
- [1.14] M. Tebaldi, L. Angel, M. Trivi y N. Bolognini, "Optical processing by fringed speckles registered in a BSO crystal", *Optical Engineering* 39(12), 3232-3238.
- [1.15] A. Salazar, M. Tebaldi, N. Bolognini. "Experimental study of volumen speckle in four-wave mixing arrangement". *Opt. Commun.* 223 (2003), 1-9.
- [1.16] A. Salazar, M. Tebaldi, N. Bolognini. "Analysis of high frequency modulated speckle in a BSO cristal". *Opt. Commun.* 221 (2003), 249-256.
- [1.17] U. Kopf, "Application of speckling in carrier-frequency photography", *Int. Opt. Comput. Cont. Zürich IEEE, New York* (1974) Catalog. N° 74 p 862-3C.
- [1.18] H. J. Rabal, N. Bolognini, E. Sicre y M. Garavaglia, "Optical image subtraction through speckle modulated by Young fringes", *Opt. Commun.* **34**, N° 1 (1980) 7-10.

- [1.19] E. E. Sicre, N. Bolognini, H. J. Rabal y M. Garavaglia, "Color storage and image processing through Young's fringes modulated speckle", *Appl. Optics* **19**, N° 19 (1980) 3262-3263.
- [1.20] H. J. Rabal, E. E. Sicre, N. Bolognini y M. Garavaglia, "A speckle method of gray level pseudocoloring", *Opt. Commun.* **39**, N° 4 (1981) 225-227.
- [1.21] N. Bolognini, E. E. Sicre, R. Arizaga, H. J. Rabal y M. Garavaglia, "Pseudocoloring method using two different spatial modulations", *Appl. Optics* **21**, N° 12 (1982) 2099-2100.
- [1.22] E. D. Vanidhis y J. Spyridelis, "An image multiplexing method, through internal modulation of speckle patterns", *Optik* **61**, N° 2 (1982) 195-208.
- [1.23] F. D. Chiang y R. P. Khetan, "Strain analysis by one-beam laser speckle interferometry. 2: Multiaperture method", *Appl. Opt.* **18**, N° 13 (1979) 2175-2186.
- [1.24] P. K. Rastogi, "Techniques of displacement and deformation measurements in speckle metrology" en *Speckle metrology*, R. S. Sirohi ed., Marcel Dekker, New York (1993) pp.41-98.
- [1.25] L. Angel, M. Tebaldi, N. Bolognini, "Multiple-aperture speckle method applied to local displacement measurements". *Optics Communications* 274 (2007) 23–31
- [1.26] M. Francon, *Laser Speckle and Applications in Optics*, Academic Press, New York, 1979.
- [1.27] R.K. Erf, *Speckle Metrology*, Academic Press, New York, 1978.
- [1.28] J.C. Dainty (Ed.), *Laser Speckle and Speckle Phenomena*, Springer-Verlag, Berlin, 1975.
- [1.29] E. Archbold and A. E. Ennos, "Displacement measurement from double-exposure Laser photographs", *Optica Acta*, **19**, 253 (1972).
- [1.30] N. Bolognini, H. J. Rabal, E. E. Sicre, M. Garavaglia, "Vibration analysis with Young's fringes modulated speckle", *Opt. Commun.*, **34**, 337 (1980).

- [1.31] A. Kumar, K. Singh, "Multiple- exposure speckle photography of the out-of-plane motion: comparative performance of filtering by collimated and converging beams", *Journal of Modern Optics* **37**, 1517 (1990).
- [1.32] Hone-Ene Hwang, Pin Han, "Theoretical analysis for surface tilt and translation detection based on speckle photography in the Fresnel domain", *Optics Communications* 282 (2009) 351-354.
- [1.33] K. Nakagawa, T. Takatsuji, T. Minemoto, "Measurement of the displacement distribution by speckle photography using a BSO crystal", *Opt. Commun.* **76**, 206 (1990).
- [1.34] K. Kamra, A. Kumar, K. Singh, "Novel optical photorefractive storage-retrieval system using speckle coding technique in beam-fanning geometry", *Journal of Modern Optics*, **43**, 365 (1996).
- [1.35] K. Kamra, A. Kumar, K. Singh, "In-plane displacement measurement using objective speckles in photorefractive two-beam coupling: effect of multiple exposures", *Opt. Commun.*, **126**, 135 (1996)
- [1.36] K. Nakagawa, T. Minemoto, "Read-out properties of the specklegram recorded in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystal", *Appl. Opt.*, **30**, 2386 (1991)
- [1.37] A. Kumar, K. Kamra, K. Singh, "Speckles in photorefractive two-beam coupling: effect of multiple exposures", *Optics Commun.*, **126**, 133 (1996).
- [1.38] N. Korneev, S. I. Stepanov, "Dynamic self-diffraction of laterally vibrating speckle patterns in photorefractive crystals", *Optik*, **91** 61 (1992).
- [1.39] H. Tiziani, Real-time metrology with BSO, *Optica Acta*, **29**, 463 (1982).
- [1.40] H.J. Tiziani, K. Leonhardt, J. Klenk, "Real-time displacement and tilt analysis by a speckle technique using $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ -crystals", *Optics Communications* 34, pp. 327-331, 1980.
- [1.41] H.J. Tiziani, J. Klenk, "Vibration analysis by speckle techniques in real time", *Appl. Opt.* 20, pp. 1467-1470 , 1981.
- [1.42] R. Tripathi, G.S. Pati, A. Kumar, K. Singh, "In-plane displacement measurement using a photorefractive speckle correlator", *Optics Communications* 149, pp. 355-365, 1998.

- [1.43] P. Yeh, "Introduction to photorefractive nonlinear optics", John Wiley & Sons, New York (1993).
- [1.44] H. J. Tiziani, "Real-time metrology with BSO crystals", *Optica Acta* **29**, N° 4 (1982) 463-470.
- [1.45] K. Nakagawa y T. Minemoto, "Readout properties of the specklegram recorded in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystal", *Appl. Optics* **30**, N° 17 (1991) 2386-2392.

2. SPECKLE MODULADO

2.1. INTRODUCCIÓN

La granularidad óptica o speckle es una distribución de intensidad aleatoria observada, en particular, cuando un haz de luz altamente coherente es reflejado o transmitido por una superficie rugosa en la escala de la longitud de onda. El aspecto moteado que adquiere la superficie es especialmente evidente cuando se utiliza un láser como fuente de iluminación. A partir de la invención del laser fue necesario lograr una mayor comprensión del fenómeno y asimismo se desarrollaron una vasta gama de aplicaciones [2.1, 2.2] de interés continuamente creciente, Entre las aplicaciones podemos mencionar la medición de rugosidad en superficies, aplicaciones relativas al procesamiento de imágenes y la metrología speckle, la interferometría speckle estelar y las técnicas orientadas a la reducción de speckle en sistemas ópticos y holográficos.

El propósito de esta Tesis incluye indagar desde una perspectiva experimental algunas aplicaciones de los patrones de speckle modulados internamente por sistemas de franjas interferométricas, cuando éstos provienen de superficies reflecto-difusoras con movimientos periódicos fuera de plano. Por ello, en lo que resta del capítulo nos abocaremos a una revisión de hechos conocidos sobre el speckle, y el speckle modulado que delimitan el punto de partida de los capítulos subsecuentes.

En las secciones 2.2. a 2.5, se discute la formación de un patrón de speckle (objetivo o subjetivo) como el resultado de la interferencia de una multiplicidad de ondas cuyas amplitudes complejas se hallan distribuidas aleatoriamente. Se definen las dimensiones (promedio) de los granos de speckle, enfocando la

atención en su naturaleza volumétrica. Se examina (en el contexto de la estadística de primer orden) el resultado de la superposición de múltiples patrones de speckle, para el caso de la adición de las amplitudes complejas de los campos y también para la suma de las intensidades respectivas. En la sección 2.6 se hace referencia al patrón de speckle obtenido mediante un sistema óptico con una pupila de dos aperturas, con el fin de evidenciar y estimar el período y la orientación de la modulación interna de los speckle. El análisis que se hace en este capítulo a patrones de speckle modulados, es realizado para registros planos.

2.2. FORMACIÓN DE UN PATRÓN DE SPECKLE

Remitiéndonos a la Figura 2.1 a), supongamos que una onda coherente proveniente de un láser se transmite a través de un vidrio con una de sus caras rugosa, denominado en lo sucesivo difusor. Los razonamientos siguientes se aplican igualmente al caso de un haz reflejado por una superficie rugosa y en uno u otro caso asumiremos que las irregularidades de dicha superficie introducen diferencias de camino óptico superiores a la longitud de onda, sea ésta transmitida o reflejada por la superficie.

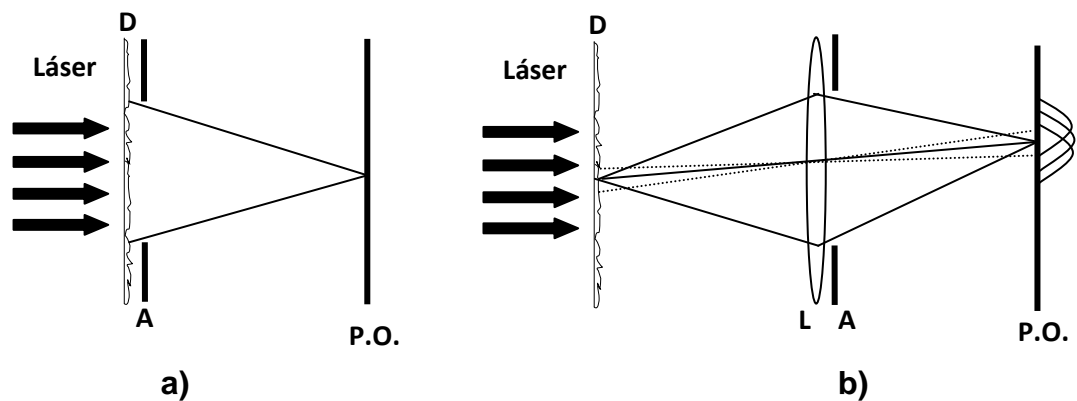


Figura 2.1: Formación de un patrón de speckle **a)** objetivo y **b)** subjetivo. D: Difusor; P.O: plano de observación; L: Lente y A: Diafragma de apertura.

Bajo estas condiciones, la propagación de la luz desde el difusor hasta un punto de observación O resulta de la superposición (coherente) de una gran cantidad de contribuciones independientes, asociadas con los diversos centros dispersores de la región iluminada de la superficie de salida del difusor [2.3]. Pero las amplitudes reales y las fases correspondientes a las contribuciones individuales presentan marcadas diferencias entre sí y no exhiben regularidad alguna. También puede obtenerse un patrón de speckle formando una imagen del difusor mediante una lente u otro sistema óptico, por ejemplo el ojo humano o una cámara fotográfica. El speckle así obtenido se denomina speckle subjetivo o imagen. En la Figura 2.1 b) se ilustra esta situación.

Las propiedades de la onda dispersada deben establecerse sobre la base de un modelo estadístico que represente idealmente el conjunto de estados posibles, es decir, las posibles distribuciones de amplitudes complejas sobre el difusor, junto con las probabilidades de ocurrencia de tales estados. En lo sucesivo llamaremos ensamble de difusores a dicho conjunto de estados posibles.

2.2.1 Volumen de los granos de speckle. Los lugares del plano de observación en donde la irradiancia (o intensidad) alcanza valores elevados son aquellos sitios para los cuales la mayor parte de las ondas incidentes resultan fortuitamente en fase, en cuyo caso interfieren constructivamente. Por el contrario, los valores mínimos de la intensidad se presentan a causa de la extinción mutua de las ondas procedentes de los diversos puntos del difusor. Para que el "grado de cofasidad" de estas ondas cambie significativamente es necesario desplazarse sobre el plano de observación una cierta distancia, cuya magnitud media define la dimensión transversal δt de la región de coherencia espacial sobre el plano [2.5]. El valor de δt coincide con la extensión o "semiancho" de la función respuesta al impulso del sistema óptico [2.6, 2.7].

Pero debemos tener en cuenta que el speckle (objetivo o subjetivo) en realidad se halla presente en todo el espacio iluminado comprendido entre el difusor y el plano de observación. De hecho, si desplazáramos axialmente el plano de observación, entonces obtendríamos un nuevo patrón de speckle sobre el plano.

Asumamos que tenemos la oportunidad de comparar los patrones de speckle correspondientes a dos planos paralelos distintos, muy próximos entre sí. En este caso podríamos constatar que los dos patrones poseen características muy similares, pero difieren en un factor de escala [2.8]. A medida que el plano de observación se aleja del plano del diafragma A, el cual limita las componentes de amplitud de la luz dispersada que van a cada lugar de observación y que en nuestro caso coincide con la pupila del sistema, los speckle parecen distanciarse del eje óptico en proporción a la distancia que los separa de éste. Del mismo modo, los speckle se desplazan hacia el eje cuando el plano de observación se aproxima ligeramente al diafragma. Podríamos decir que el grado de cofasidad de las ondas que interfieren se mantiene (aproximadamente) a lo largo de un segmento de recta dirigido hacia el punto de intersección del eje óptico con el plano del diafragma (Figura 2.2). La distancia δl que debe desplazarse paralelamente el plano de observación, para hacer que dicho grado de cofasidad cambie apreciablemente, define la profundidad de la región de coherencia (espacial) correspondiente a ese patrón de speckle.

El tamaño (promedio) de los granos de speckle está definido por las dimensiones de la región de coherencia correspondiente [2.5]. En este sentido decimos que los speckle ocupan un cierto volumen en el espacio, cuya forma alargada usualmente se asocia con la de un cigarro, el llamado "cigarro de difracción". En la Figura 2.2 se ilustran las dimensiones promedio de los granos de speckle [2.8], especificadas mediante los valores de la profundidad $\delta l \approx \lambda/\alpha^2$ y la dimensión transversal $\delta t \approx \lambda/\alpha$ de la región de coherencia. Naturalmente α está determinado por las

dimensiones de la pupila A y por la distancia axial entre ésta y el lugar de observación; λ es la longitud de onda del haz láser.

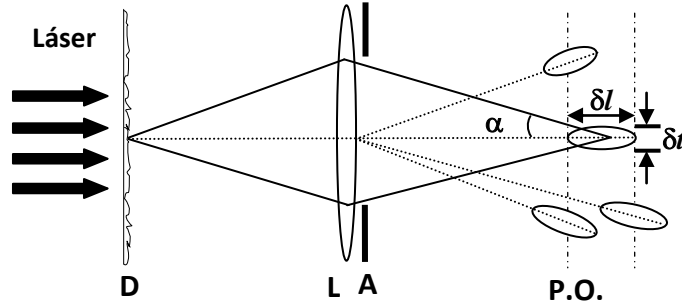


Figura 2.2: Representación del volumen de los granos de speckle en el espacio. D: Difusor; L: Lente y A: Pupila.

Se asume en adelante que las ondas que intervienen en la formación del speckle son estrictamente monocromáticas y están linealmente polarizadas en una misma dirección. Consecuentemente utilizamos la notación escalar [2.3] y escribimos

$$A(X, Y, Z) = |A(X, Y, Z)| \exp[i\theta(X, Y, Z)] \quad (2.1)$$

para la amplitud compleja del campo en el punto de observación (X, Y, Z) .

Entonces, la irradiancia (o intensidad) de esta onda viene dada por:

$$I(X, Y, Z) = |A(X, Y, Z)|^2 \quad (2.2)$$

Teniendo en cuenta que el patrón de speckle puede interpretarse como el resultado de la superposición de múltiples contribuciones debidas a distintas áreas dispersoras de la superficie rugosa, siguiendo a Goodman [2.3], el fasor de amplitud $A(X, Y, Z)$ puede expresarse como

$$A(X, Y, Z) = \sum_{k=1}^M \frac{1}{\sqrt{M}} f_k(X, Y, Z) = \frac{1}{\sqrt{M}} \sum_{k=1}^M |f_k| \exp(i\phi_k) \quad (2.3)$$

en donde los fasores $(1/\sqrt{M})f_k(X, Y, Z)$, $k = 1, 2, \dots, M$ representan las contribuciones elementales.

2.3. ADICIÓN DE PATRONES DE SPECKLE

Los desarrollos analíticos y experimentales que abordaremos en los capítulos siguientes se relacionan estrechamente con el tema de la adición de patrones de speckle, especialmente por los siguientes motivos. En primer término, porque la pupila del sistema óptico empleado para la formación de los speckle está conformada por un conjunto discreto de aberturas separadas entre sí, con lo cual el speckle imagen resulta de la superposición coherente de varias ondas que inciden simultáneamente desde las distintas aberturas. En este caso la amplitud compleja del campo se expresará como una suma de amplitudes complejas asociadas con las contribuciones de las aberturas respectivas. Finalmente, al iluminar estos registros múltiples con un haz coherente y realizar una transformada de Fourier, operación que realizaremos rutinariamente, nos encontraremos con la superposición coherente de las amplitudes complejas de las componentes espectrales de los patrones que fueron registrados.

2.3.1 Adición de amplitudes. Supongamos que el campo $A(X,Y,Z)$ está dado por la suma de las amplitudes complejas asociadas con N patrones de speckle:

$$A = \sum_{k=1}^N A_k \quad (2.4)$$

en donde cada componente individual A_k es una variable aleatoria gaussiana circular compleja con media cero.

Si se satisface la condición

$$\langle A_k A_l \rangle = 0 \quad \text{para todo } k, l = 1, 2, \dots, N \quad (2.5)$$

entonces fácilmente se demuestra que el campo A es también una variable aleatoria gaussiana circular compleja con media cero. La Ecuación (2.5) se satisface en todas las situaciones de interés práctico [2.3], en particular en todos los casos que consideramos en esta Tesis.

Las propiedades estadísticas del campo A en general dependen de la correlación existente entre sus componentes, correlación especificada mediante los valores de los $\langle A_k A_l^* \rangle$, para $k, l = 1, 2, \dots, N$. Ahora bien, la condición (2.5) no implica que $\langle A_k A_l^* \rangle = 0$. No obstante, si todas las componentes están completamente decorrelacionadas, es decir, si $\langle A_k A_l^* \rangle = 0$ para todo $k, l = 1, 2, \dots, N$ con $k \neq l$, entonces:

$$\langle I \rangle = \langle AA^* \rangle = \sum_{k=1}^N \langle A_k A_k^* \rangle = \sum_{k=1}^N \langle I_k \rangle, \text{ en donde } I_k = |A_k|^2.$$

2.3.2 Adición de intensidades. Asumamos ahora que la intensidad total $I = |A|^2$ coincide con la suma de las intensidades de N patrones de speckle:

$$I = \sum_{k=1}^N I_k = \sum_{k=1}^N |A_k|^2 \quad (2.6)$$

Igual que antes asumimos que los campos A_k son variables aleatorias gaussianas circulares con media cero. Entonces se deduce que

$$\langle I_k I_l \rangle = \langle I_k \rangle \langle I_l \rangle \left(1 + |\mu_{kl}|^2 \right) \quad (2.7)$$

en donde los coeficientes complejos (normalizados)

$$\mu_{kl} = \frac{\langle A_k A_l^* \rangle}{[\langle I_k \rangle \langle I_l \rangle]^{1/2}} \quad (2.8)$$

determinan la correlación de las amplitudes A_k y A_l .

2.4. GEOMETRÍA DE PROPAGACIÓN LIBRE (SPECKLE OBJETIVO)

Consideremos el caso de la propagación libre de la luz dispersada por el difusor, desde el plano $x-y$ hasta el plano $X-Y$, paralelo al anterior y localizado a una distancia Z , tal como se ilustra en la figura 2.3.

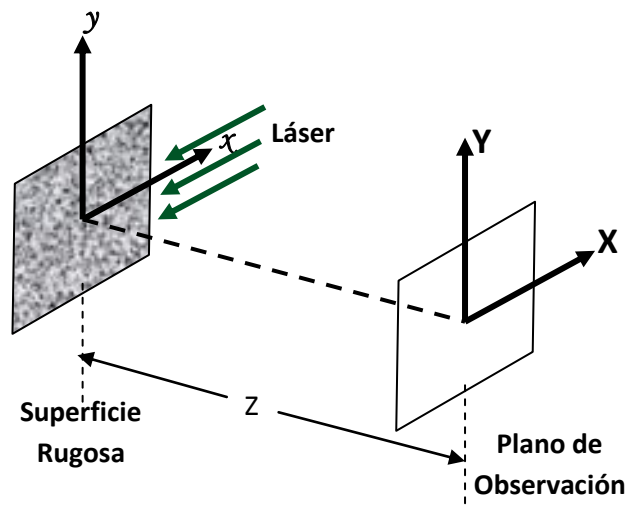


Figura 2.3: Geometría de propagación libre para la formación del speckle

Representemos la onda transmitida (o reflejada), en el plano localizado inmediatamente después de la superficie rugosa, mediante la amplitud compleja $\alpha(x, y)$

Las condiciones de interferencia de tal multiplicidad de ondas varían aleatoriamente al pasar de un punto a otro sobre el plano de observación, dando lugar a la formación de un complejo patrón de interferencia (estacionario) denominado speckle objetivo.

Entonces, de acuerdo con la aproximación de Fresnel [2.9] para la propagación libre de una onda, la amplitud compleja de la radiación en el plano X-Y se puede expresar en términos de $\alpha(x, y)$ como:

$$A(X,Y) = \frac{1}{\lambda Z} \exp\left[-i \frac{\pi}{\lambda Z} (X^2 + Y^2)\right] \times \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x,y) \exp\left[-i \frac{\pi}{\lambda Z} (x^2 + y^2)\right] \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda Z} (Xx + Yy)\right] dx dy \quad (2.9)$$

en donde λ representa la longitud de onda correspondiente.

Luego la intensidad promedio en un punto (X,Y) , es una constante cuyo valor es

$$\langle I \rangle \equiv \left(\frac{k}{\lambda^2 Z^2}\right) \int_{-\infty}^{\infty} |P(x,y)|^2 dx dy \quad (2.10)$$

Donde la función $P(x,y)$ representa la amplitud del campo incidente sobre un punto dispersor genérico en el área iluminada del difusor.

2.5. GEOMETRÍA DE FORMACIÓN DE IMÁGENES (SPECKLE SUBJETIVO)

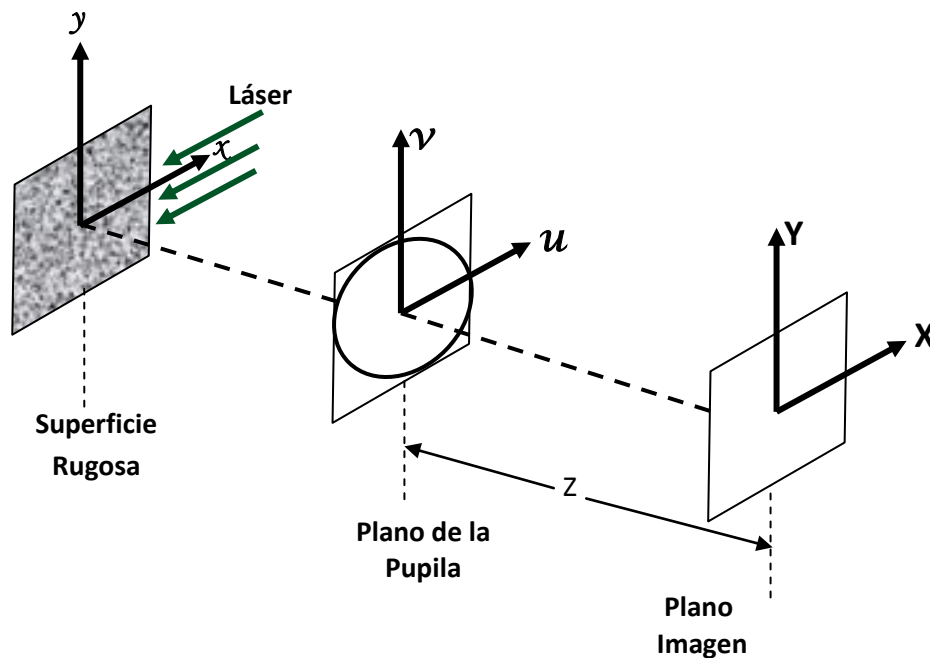


Figura 2.4: Geometría de formación de imágenes.

Ahora analicemos el caso del speckle formado mediante una lente, como se ilustra en la Figura 2.4. La imagen correspondiente a cada punto del difusor ocupa una

región finita del plano imagen, definida por la función de punto extendido del sistema óptico, la cual a su vez depende de la posición y de las propiedades geométricas de la pupila del sistema, que en nuestro caso coincide con el diafragma de apertura colocado inmediatamente después de la lente. Entonces, a causa de la extensión finita asociada con la función de punto extendido, en cada lugar del plano imagen se superpone una multitud de ondas provenientes de los diversos centros dispersores confinados a una determinada región finita de la superficie difusora [2.4, Cap. 7]. Pero las amplitudes complejas y las condiciones de interferencia de estas contribuciones varían desordenadamente de un punto a otro sobre el plano imagen, presentándose por tanto, así como en el caso de un patrón de speckle objetivo, una colección de máximos y mínimos de intensidad distribuidos aleatoriamente sobre la imagen.

En todos los casos que estudiaremos en lo que resta de este capítulo y en los que le siguen, la pupila del sistema formador de imágenes se controla mediante la colocación de mascarar opacas con una o varias aperturas. Pero invariablemente la localización del plano de la pupila coincide aproximadamente con el plano de salida de la lente. Denotaremos $P(u, v)$ la función pupila del sistema, la cual puede ser real o compleja, según el caso considerado.

Asumiremos que el área iluminada del difusor es muy grande en comparación con el tamaño de la celda de resolución del sistema óptico [2.6]. De otro lado, dado que la frecuencia de corte de la luz dispersada por el difusor ordinariamente es mucho mayor que las frecuencias espaciales aceptadas por la pupila del sistema, supondremos que la intensidad media sobre el área de transmisión de la pupila es aproximadamente constante y además, consideraremos que el tamaño del speckle en el plano de la pupila es extremadamente pequeño. Daremos por hecho que en nuestras condiciones experimentales se satisface que la intensidad mutua o decorrelación de las amplitudes complejas de las ondas dispersadas en diferentes

lugares del difusor, está dada en el plano " u, v " por (propiedades de un mismo patrón de speckle en dos puntos distintos de observación):

$$J_{\alpha}(u_1, v_1; u_2, v_2) = \kappa P(u_1, v_1) P^*(u_2, v_2) \delta(u_1 - u_2, v_1 - v_2) \quad (2.11)$$

Entendiéndose que en este caso $P(u, v)$ representa la función pupila del sistema y no el área iluminada del difusor. Equivalentemente, lo que estamos afirmando es que el speckle formado sobre la pupila del sistema tiene las mismas propiedades del speckle formado en el plano de salida de una superficie rugosa con transmitancia constante, siendo dicha superficie uniformemente iluminada [2.3, 2.8, 2.10].

2.5.1 Caso particular. Ahora citaremos algunos resultados relativos a la utilización de un sistema óptico cuya pupila consta de dos aperturas. Estos ejemplos ilustran cómo las características de los patrones de speckle pueden ser controladas [2.11] mediante la pupila del sistema.

En primer lugar, para una única apertura circular de diámetro D (no apodizada) el módulo cuadrado de la función pupila es:

$$|P(u, v)|^2 = \text{cyl} \left(\frac{\sqrt{u^2 + v^2}}{D} \right) = \begin{cases} 1 & \text{si } 0 \leq \sqrt{u^2 + v^2} \leq D/2 \\ 0 & \text{en otro caso} \end{cases} \quad (2.11)$$

Se sigue que la función de auto correlación de la intensidad (rapidez con la cual cambia la intensidad de un punto a otro) en el plano imagen está dada por:

$$R_I(\Delta X, \Delta Y) = \langle I \rangle^2 \left[1 + 2 \frac{\left| \frac{J_1 \left(\frac{\pi D \sqrt{(\Delta X)^2 + (\Delta Y)^2}}{\lambda Z} \right)}{\frac{\pi D \sqrt{(\Delta X)^2 + (\Delta Y)^2}}{\lambda Z}} \right|^2}{\left| \frac{\pi D \sqrt{(\Delta X)^2 + (\Delta Y)^2}}{\lambda Z} \right|^2} \right] \quad (2.12)$$

siendo J_1 la función de Bessel de primera clase y primer orden. La dimensión transversal promedio de los speckle imagen, entendida como el valor medio de la distancia entre regiones adyacentes de brillo máximo y mínimo [2.5, 2.12] puede ser estimada con base en el semiancho del lóbulo central de la función $R_f(\Delta X, \Delta Y)$, o equivalentemente, a partir del ancho de la función respuesta al impulso del sistema, según lo demostraron S. Lowenthal y H. Arsenault [2.6]. Su valor es aproximadamente $\delta t = 1.2(\lambda Z/D) = 1.2\lambda F(1 + |M|)$, en donde F es $f/\#$ de la lente (# es el número promedio de franjas por grano) y M es la magnificación con la cual está operando dicha lente. De otro lado, la profundidad promedio del speckle es $\delta l = 4\lambda Z^2/D^2$ [2.8, 2.13]. Por ejemplo, si $\lambda = 532\text{nm}$, $Z = 440\text{mm}$ y $D = 2.65\text{mm}$, entonces $\delta t \approx 85.3\ \mu\text{m}$ y $\delta l \approx 14.66\ \text{mm}$.

2.6. PATRONES DE SPECKLE MODULADOS.

En la Sección 2.6.1 analizaremos las características de la modulación del speckle en función de los parámetros que definen la pupila [2.15].

2.6.1 Patrones de speckle obtenidos con pupilas de dos aperturas. En esta sección nos proponemos analizar las características de la modulación interna de los speckle formados en el plano imagen de un sistema óptico cuya pupila consta de dos aberturas. En primer lugar definiremos el arreglo experimental y el tipo de pupilas empleado. Finalmente reportaremos un conjunto de evidencias experimentales.

- **Definición de diversos tipos de pupilas.** Remitiéndonos a la Figura 2.6, el difusor R se ilumina coherentemente empleando un haz expandido de longitud de onda λ_w . Luego se forma una imagen del difusor sobre el plano X-Y, utilizando la lente L_1 . Inmediatamente después de la lente se coloca una máscara opaca con

dos aberturas, la cual se constituye en la pupila del sistema óptico. La figura muestra las distancias entre el difusor y la lente y entre ésta y la imagen. Igualmente se ilustran los sistemas de coordenadas correspondientes a cada plano.

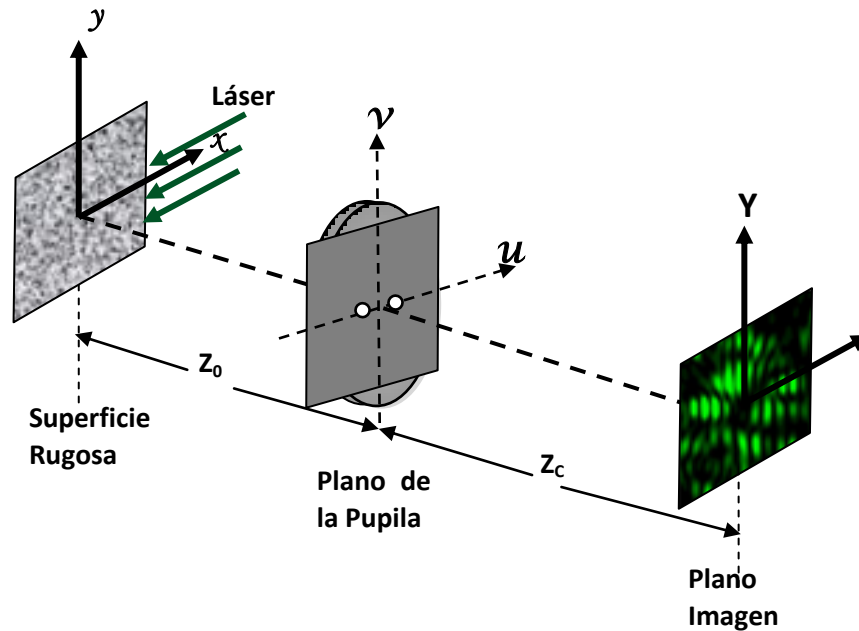


Figura 2.5: Arreglo experimental para el registro de un patrón de speckle, utilizando una pupila con dos aberturas: Plano de la Pupila; Plano Imagen; Z_0 y Z_c : Distancias objeto e imagen, respectivamente.

Asumiremos que la amplitud compleja de la onda que emerge de la lente puede modificarse arbitrariamente al pasar por cada una de las aberturas de la pupila. Entonces puede no existir relación alguna entre los cambios de amplitud y fase asociados con dos aberturas distintas. Bajo estas suposiciones, la función pupila puede definirse como

$$P(u, v) = \sum_{n=1}^2 a_n(u, v) \quad (2.13)$$

en donde el número de aberturas es 2 y $a_n(u, v)$ es la función de transmisión de amplitud correspondiente a la n -ésima abertura, $n = 1, 2$. Acorde con lo dicho, se sobreentiende que cada $a_n(u, v)$ es una función (en general) compleja y que su

valor es cero fuera de la abertura respectiva. Además, dado que las aberturas se hallan separadas entre sí, se sigue que $a_n(u, v)a_m^*(u, v) \equiv 0$ siempre que $n \neq m$. Entonces

$$|P(u, v)|^2 = \sum_{n=1}^2 |a_n(u, v)|^2 \quad (2.14)$$

En el plano de la pupila la onda experimenta un cambio en su amplitud real (pupilas de amplitud), en su fase (pupilas de fase) ó en ambas magnitudes simultáneamente. Dentro de la clase de pupilas de amplitud se hallan las pupilas definidas por una máscara opaca (diafragma de abertura) en la cual se han practicado un cierto numero de agujeros. En este caso $a_n(u, v) = 1$ dentro de la n-ésima abertura y $a_n(u, v) = 0$ fuera de la misma, para todo $n = 1, 2$. Asumiremos que la pupila consta de aberturas idénticas, queriendo significar con ello que las funciones de transmisión $a_n(u, v)$, $n = 1, 2$, representan una misma función compleja $a(u, v)$ trasladada a diversos lugares del plano de la pupila. Esto es, $a_n(u, v) = a(u - u_n, v - v_n)$ en donde (u_n, v_n) es un vector constante que especifica la posición de la n-ésima abertura. Note que, conocida la forma de la función $a(u, v)$, los lugares geométricos de la abertura $a_n(u, v)$ están unívocamente determinados por el punto (u_n, v_n) . En este sentido decimos que la abertura $a_n(u, v)$ esta localizada en el punto (u_n, v_n) . Vea la Figura 2.7.

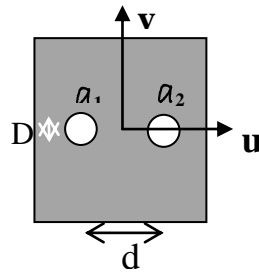


Figura 2.6: Diagrama de dos pupilas con dos aberturas idénticas localizadas en los puntos (u_n, v_n) y (u_m, v_m) , respectivamente.

- **Composición de la imagen.** Si representamos mediante $A_0(x, y)$ la amplitud compleja de la onda sobre la superficie del difusor, entonces la amplitud en el plano imagen está dada por [2.9]:

$$A(X, Y) = C_1 \iint A_0(x, y) P(u, v) \exp \left\{ -i \frac{2\pi}{\lambda_w} \left[\left(\frac{x}{Z_0} + \frac{X}{Z_C} \right) u + \left(\frac{y}{Z_0} + \frac{Y}{Z_C} \right) v \right] \right\} dudv dx dy \quad (2.15)$$

en donde $C_1 = 1/\lambda_w^2 Z_0 Z_C$. En consecuencia, la intensidad $I(X, Y) = |A(X, Y)|^2$ de la imagen es:

$$\begin{aligned} I(X, Y) &= (C_1)^2 \iint A_0(x, y) A_0^*(x', y') \iint P(u, v) P^*(u', v') \exp \left\{ -i \frac{2\pi}{\lambda_w} \left[\left(\frac{x}{Z_0} + \frac{X}{Z_C} \right) u + \left(\frac{y}{Z_0} + \frac{Y}{Z_C} \right) v \right] \right\} \\ &\quad \times \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda_w} \left[\left(\frac{x'}{Z_0} + \frac{X}{Z_C} \right) u' + \left(\frac{y'}{Z_0} + \frac{Y}{Z_C} \right) v' \right] \right\} du dv du' dv' dx dy dx' dy' \end{aligned} \quad (2.16)$$

Ahora bien, de la Ecuación (2.13) se sigue que:

$$P(u, v) P^*(u', v') = \sum_{n=1}^2 a_n(u, v) a_n^*(u', v') + \sum_{\substack{n, m=1 \\ n \neq m}}^2 a_n(u, v) a_m^*(u', v') \quad (2.17)$$

Reemplazando este resultado en la Ecuación (2.16), fácilmente se demuestra que

$$I(X, Y) = \sum_{n=1}^2 |A_n(X, Y)|^2 + 2 \sum_{\substack{n, m=1 \\ n < m}}^2 \text{Re} \left\{ A_n(X, Y) A_m^*(X, Y) \right\} \quad (2.18)$$

en donde Re indica que debe tomarse exclusivamente la parte real de la expresión entre llaves y además:

$$A_n(X, Y) = C_1 \iint A_0(x, y) a_n(u, v) \exp \left\{ -i \frac{2\pi}{\lambda_w} \left[\left(\frac{x}{Z_0} + \frac{X}{Z_C} \right) u + \left(\frac{y}{Z_0} + \frac{Y}{Z_C} \right) v \right] \right\} dudv dx dy \quad (2.19)$$

Las dos últimas ecuaciones pueden interpretarse con base en el siguiente razonamiento. Según la Ecuación (2.19), $A_n(X, Y)$ representa la amplitud

compleja de la imagen que formaría el sistema óptico si se permitiese el paso de luz únicamente a través de la apertura $a_n(u,v)$, para $n=1,2$. Entonces, el primer término de la Ecuación (2.18) se refiere a la superposición incoherente de los 2 patrones de speckle que independientemente se obtendrían utilizando en cada caso una única abertura. El segundo término expresa la interferencia de las 2 ondas que inciden simultáneamente sobre el plano imagen, provenientes de las distintas aberturas. En el caso de una pupila de doble abertura ($N=2$) el resultado claramente concuerda con lo esperado, pues en este caso la Ecuación (2.18) se reduce a $I(X,Y)=|A_1(X,Y)+A_2(X,Y)|^2$.

Un hecho notable es que en el término de interferencia de la Ecuación (2.18) exista una contribución individual, de la forma $2 Re \{A_n(X,Y)A_m^*(X,Y)\}$, asociada con cada una de las parejas de aberturas $a_n(u,v)$ y $a_m(u,v)$ distintas que pueden definirse en la pupila ($n,m=1,2, n < m$). Este hecho nos sugiere la posibilidad de identificar en la modulación interna de los speckle un sistema de franjas (una red elemental) independiente para cada pareja de aberturas posible.

Ahora bien, puesto que $|A_n(X,Y)+A_m(X,Y)|^2$ especifica el resultado de la interferencia de las ondas que inciden desde la n-ésima y la m-ésima aberturas, la contribución debida a este término evidentemente está asociada con un sistema (elemental) de franjas interferométricas f_{nm} , cuya orientación y período están determinados por la posición relativa de las aberturas respectivas.

Para ilustrar la discusión de esta sección, mostraremos resultados tomados de la tesis doctoral "Estudio de distribuciones de speckle modulados", L. Angel. UNLP-Argentina.

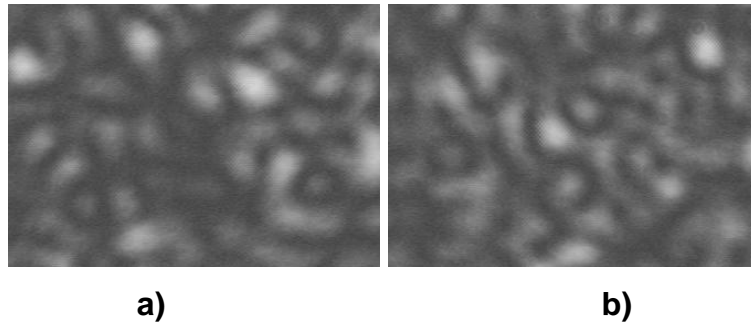


Figura 2. 7: Patrones de speckle obtenidos empleando únicamente una apertura circular. Utilizando la notación de la Figura 2.6, en cada caso se permitió el paso de la luz exclusivamente a través de las aperturas: a) a_1 ; b) a_2 .

Utilizando la pupila esquematizada en la Figura 2.6, se obtienen patrones de speckle formados independientemente por la luz proveniente de cada una de las aperturas, como podemos notar en la Figura 2.7.

Los dos patrones de la Figura 2.7 son estadísticamente independientes, dado que cada una de las aperturas acepta una porción distinta del espectro angular del difusor. De hecho las distribuciones de intensidad en estas imágenes parecen no guardar relación alguna.

Permitiendo el paso de la luz por dos de las aberturas, se obtienen un patrón correspondiente al par de aberturas, ver figura 2.8.

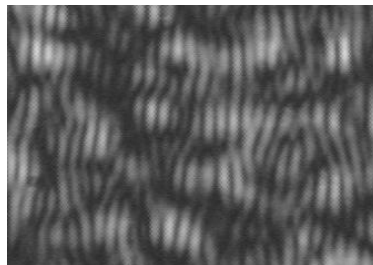


Figura 2. 8: Patrones de speckle obtenidos empleando únicamente dos aperturas circulares. Utilizando la notación de la Figura 2.6, en cada caso se permitió el paso de la luz a través de las aperturas a_1 y a_2 .

Podemos observar que el período, la orientación y la fase de las redes que modulan los speckle individuales varían aleatoriamente de un speckle a otro. Se puede notar que la orientación media de las franjas es perpendicular al segmento de recta que une los centros de las aberturas.

2.7. BIBLIOGRAFÍA

- [2.1] J. C. Dainty, Laser speckle and related phenomena, Springer-Verlag, New York (1975) 286p.
- [2.2] R. K. Erf, Speckle metrology, Academic Press, New York (1978) 331p.
- [2.3] J. W. Goodman, "Statistical properties of laser speckle patterns" en Laser speckle and related phenomena, J. C. Dainty ed., Springer-Verlag, New York (1975) Cap.2.
- [2.4] J. W. Goodman, Statistical optics, Wiley, New York (1985) 560p.
- [2.5] G. S. Landsberg, Optica, Mir, Moscú (1983) Tomo 1, p. 112.
- [2.6] S. Lowenthal y H. Arsenault, "Image formation for coherent diffuse objects: statistical properties", J. Opt. Soc. Am. **60**, (1970) 1478-1483.
- [2.7] J. Brdicko, M.D. Olson y C. R. Hazell, "Theory for surface displacement and strain measurements by laser speckle interferometry", Optica Acta **25**, N° 10 (1978) 963-989.
- [2.8] M. Françon, Laser speckle and applications in optics, Academic Press, New York (1979) p. 16.
- [2.9] J. W. Goodman, Introduction of Fourier optics, Mc. Graw-Hill, San Francisco (1968) p. 40.
- [2.10] M. Françon, "Information processing using speckle patterns" en Laser speckle and related phenomena, J. C. Dainty ed., Springer-Verlag, New York (1975) Cap. 5, p. 171.
- [2.11] T. Fukaya y J. Tsujiuchi, "Characteristics of speckle random pattern and its applications", Nouv. Rev. Optique **6**, N° 6 (1975) 317-327.

- [2.12] A. E. Ennos, "Speckle interferometry" en Laser speckle and related phenomena, J. C. Dainty ed., Springer-Verlag, New York (1975) Cap. 6, p. 207.
- [2.13] P.K. Rastogi, "Techniques of displacement and deformation measurements in speckle metrology", en Speckle metrology, R. S. Sirohi ed., Marcel Dekker, New York (1993) p. 45.
- [2.14] D. E. Duffy, "Moiré gauging of in-plane displacement using double aperture imaging", Appl. Opt. **11**, N° 8 (1972) 1778-1781.
- [2.15] L. Angel, M. Tebaldi, N. Bolognini y M. Trivi, "Speckle photography with different pupils in a multiple-exposure scheme", J. Opt. Soc. Am. A **17**, N° 1 (2000) 107-119.

3. ESTUDIO DE VOLUMEN DE LOS PATRONES DE SPECKLE MODULADO

3.1. INTRODUCCIÓN

Los speckle modulados se forman como resultado de la interferencia de una multiplicidad de ondas provenientes de las distintas aperturas. Dicha interferencia se realiza no solamente en el plano imagen, sino también en el espacio circundante. Entonces estamos en presencia de granos de speckle que ocupan un volumen, a su vez modulados por un conjunto de redes de volumen.

Recordemos que los cristales fotorrefractivos han sido utilizados ampliamente como medios de registro de hologramas y también en el campo de la interferometría holográfica y la metrología speckle [3.1-3.5]. Cabe destacar la versatilidad de los cristales silenitas (BSO, BGO y BTO) para el desarrollo de aplicaciones en tiempo real, por su alta sensibilidad y porque, a diferencia de las emulsiones fotográficas, son reutilizables y no requieren de un proceso de revelado posterior al registro. Además, porque se cuenta con una alta resolución espacial y la capacidad de almacenamiento de datos propia de estos medios de volumen.

Hasta el momento, no hallamos antecedentes relativos al desarrollo de aplicaciones de los registros fotorrefractivos de speckle modulados utilizados en el ámbito del análisis de vibraciones de superficies. Con el presente análisis se pretende subsanar parcialmente esta carencia y establecer un marco teórico general para el desarrollo de esta aplicación que trataremos en los capítulos posteriores.

En primer lugar, debemos concentrarnos en el estudio de las características de los registros de patrones de speckle modulados en medios fotorrefractivos, de un lado porque se trata de un tema que ha sido pasado por alto en lo que se refiere al registro de speckle modulados de superficies reflecto-difusoras y que utilizaremos en próximos capítulos en el marco de la aplicación propuesta. El trabajo se remite principalmente al uso de cristales BSO, pues son éstos los empleados en las experiencias.

En las Secciones 3.2 se resumen las propiedades de la propagación de una onda monocromática en un medio anisótropo. Además se tratan los efectos electro-ópticos, específicamente el efecto Pockels en los cristales silenitas y la birrefringencia lineal inducida por un campo eléctrico en estos cristales. En la Sección 3.3 se presenta el efecto fotorrefractivo, comenzando con una breve revisión histórica que va desde el descubrimiento del fenómeno hasta la formulación del modelo de transporte de bandas. En la Sección 3.3.2 introducimos las ecuaciones básicas de dicho modelo. Posteriormente se discute el registro fotorrefractivo de una red de índices holográfica y su eficiencia de difracción (Sección 3.4). Finalmente en la Sección 3.5 se presenta [3.7,3.8] las propiedades de los registros fotorrefractivos de speckle modulados por franjas interferométricas. Allí se estudia la naturaleza de volumen de tales registros, haciendo un paralelo con la holografía de volumen en medios fotorrefractivos y se investiga la influencia de la aplicación de un campo eléctrico externo y la relevancia de la orientación relativa de este campo respecto a la dirección de las redes de índices que modulan los speckle individuales.

3.2. PROPIEDADES DE LA PROPAGACIÓN DE UNA ONDA MONOCROMÁTICA EN UN MEDIO ANISÓTROPO

3.2.1. Tensor dieléctrico. La propagación de una onda electromagnética en un medio material está descrita por las ecuaciones de Maxwell y las ecuaciones materiales

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (3.1)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M} \quad (3.2)$$

en donde ε_0 y μ_0 son la permitividad eléctrica y la permeabilidad magnética del vacío, \vec{E} y \vec{D} representan los vectores de campo eléctrico y desplazamiento eléctrico, \vec{H} y \vec{B} son los vectores de campo magnético e inducción magnética, \vec{P} es la polarización eléctrica y \vec{M} la polarización magnética del medio.

Los medios a los cuales nos referiremos son cristales homogéneos, pero en general anisotrópicos. Asumiremos que se trata de materiales no magnéticos (dieléctricos puros), con lo cual $\vec{M} = 0$ en la Ecuación (3.2). Además supondremos que los campos eléctricos son pequeños en relación con los campos intratómicos (régimen lineal), de modo que la Ecuación (3.1) puede escribirse [3.9, Cap. 1]:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (3.3)$$

siendo ε un tensor de segundo rango denominado tensor dieléctrico. Este tensor debe ser simétrico para que se cumpla el principio de conservación de la energía [3.10]. En consecuencia, existe un sistema de coordenadas, llamado principal, en el cual el tensor dieléctrico puede representarse mediante una matriz diagonal:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_X & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_Y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_Z \end{pmatrix} = \varepsilon_0 \begin{pmatrix} n_X^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_Y^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_Z^2 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

entendiéndose que ε_X , ε_Y y ε_Z son las constantes dieléctricas principales y n_X , n_Y y n_Z son los índices de refracción principales.

3.2.2. Modos normales y auto-índices de refracción. A continuación presentamos una síntesis de algunos de los conceptos y resultados analíticos básicos en relación con la propagación de una onda plana en un medio anisótropo, convenientemente expuestos en muchos textos, por ejemplo en el Capítulo 1 de P. Yeh, Introduction to photorefractive nonlinear optics, John Wiley & Sons, New York (1993).

Consideremos la propagación de una onda plana cuya frecuencia angular es ω y cuyo vector de onda es \vec{k} , esto es, una onda de la forma:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})] \quad (3.5)$$

Entonces, de las ecuaciones de Maxwell se sigue que

$$\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}_0) + \mu_0 \varepsilon \omega^2 \vec{E}_0 = 0 \quad (3.6)$$

Esta ecuación no solo especifica la relación entre ω y \vec{k} , sino también, determina el estado de polarización de la onda. Para encontrar las soluciones no triviales de la Ecuación (3.6) debe resolverse la ecuación secular siguiente:

$$\begin{vmatrix} \omega^2 \mu_0 \varepsilon_X - k_Y^2 - k_Z^2 & k_X k_Y & k_X k_Z \\ k_Y k_X & \omega^2 \mu_0 \varepsilon_Y - k_X^2 - k_Z^2 & k_Y k_Z \\ k_Z k_X & k_Z k_Y & \omega^2 \mu_0 \varepsilon_Z - k_X^2 - k_Y^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (3.7)$$

Dado un conjunto de constantes dieléctricas principales y una frecuencia angular determinada, este determinante representa una superficie en el espacio de los momento, conocida como la superficie normal, la cual consta de dos lóbulos que se intersectan (en general) en cuatro puntos distintos. Más aun, pueden trazarse

dos líneas a través del origen tales que cada una de ellas pase por dos de estos puntos. Estas líneas definen los ejes ópticos del cristal.

Ahora bien, si trazamos un eje desde el origen ($\vec{k} = 0$) a lo largo de la dirección de propagación de la onda, dicho eje intersecta la superficie normal en dos puntos distintos, excepto si la onda se propaga en la dirección de un eje óptico, en cuyo caso el eje paralelo al vector de onda cruza la superficie en un único punto. Los dos valores de $k = 2\pi/\lambda$ corresponden a dos velocidades de fase w/k diferentes para la propagación en esa dirección. Podemos escribir:

$$\vec{k} = n \frac{w}{c} \hat{s} \quad (3.8)$$

en donde \hat{s} es un vector unitario paralelo a la dirección de propagación, n es un valor del índice de refracción que debe ser determinado y c es la velocidad de la luz en el vacío. El parámetro n puede interpretarse como un índice de refracción (auto-índice) asociado con cada uno de los modos de propagación, denominados modos normales.

Para hallar los valores de los auto-índices de refracción, reemplazamos la Ecuación (3.8) en la (3.7), con lo cual obtenemos [3.9, Cap.1] la ecuación de Fresnel de las normales:

$$\frac{s_X}{n^2 - n_X^2} + \frac{s_Y}{n^2 - n_Y^2} + \frac{s_Z}{n^2 - n_Z^2} = \frac{1}{n^2} \quad (3.9)$$

siendo s_X , s_Y y s_Z las componentes del vector \hat{s} sobre los ejes principales. Esta ecuación es cuadrática en n^2 y sus dos soluciones corresponden a los auto-valores del índice de refracción.

Una vez que la ecuación de Fresnel ha sido resuelta, cada uno de los valores obtenidos puede reemplazarse primero en la Ecuación (3.8) y luego en la (3.6), con lo cual se obtienen los estados de polarización de los modos normales:

$$\vec{E}_{01} = \begin{pmatrix} \frac{s_X}{n_1^2 - n_X^2} \\ \frac{s_Y}{n_1^2 - n_Y^2} \\ \frac{s_Z}{n_1^2 - n_Z^2} \end{pmatrix} \quad \vec{E}_{02} = \begin{pmatrix} \frac{s_X}{n_2^2 - n_X^2} \\ \frac{s_Y}{n_2^2 - n_Y^2} \\ \frac{s_Z}{n_2^2 - n_Z^2} \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

siendo n_1 y n_2 los auto-índices correspondientes a los vectores \vec{E}_{01} y \vec{E}_{02} . Estos vectores en general no son mutuamente ortogonales ni perpendiculares al vector de onda \vec{k} . Sin embargo, usualmente $n_X \approx n_Y \approx n_Z$, en cuyo caso dichos vectores son aproximadamente ortogonales. Si los tres índices de refracción n_X , n_Y y n_Z son diferentes, entonces existen dos ejes ópticos distintos y el cristal se denomina biaxial o biáxico.

Pero en las situaciones en las cuales estamos interesados, dos de los índices principales coinciden y en ese caso la ecuación de la superficie normal se reduce a:

$$\left(\frac{k_X^2 + k_Y^2}{n_e^2} + \frac{k_Z^2}{n_o^2} - \frac{w^2}{c^2} \right) \left(\frac{k^2}{n_o^2} - \frac{w^2}{c^2} \right) = 0 \quad (3.11)$$

para $n_e \equiv n_Z$ y $n_o \equiv n_X = n_Y$. Entonces la superficie normal (en este caso) consiste en una esfera y un elipsoide de revolución que se intersectan únicamente en dos puntos sobre el eje Z. Este es pues el único eje óptico, (llamado eje c) y por lo tanto el cristal se dice uniaxial o uniaxial. En los cristales uniaxiales n_o y n_e se denominan índices de refracción ordinario y extraordinario, respectivamente. La esfera de la superficie normal corresponde al auto-índice n_o , cuyo valor es

independiente de la dirección de propagación. Al modo de propagación correspondiente se le conoce como onda ordinaria. De otro lado, el elipsoide de la superficie normal corresponde a una onda extraordinaria, cuyo auto-índice de refracción depende de la dirección de propagación.

Por último, si los tres índices de refracción principales son iguales ($n_x = n_y = n_z$) entonces la superficie normal degenera en una única esfera y el cristal es isotrópico.

3.2.3. Efectos electro-ópticos. Los efectos electro-ópticos se caracterizan por un cambio del tensor dieléctrico ϵ de ciertas sustancias sometidas a la acción de un campo eléctrico.

El primer efecto electro-óptico fue descubierto por J. Kerr en 1875, habiendo encontrado una sustancia transparente isotrópica que se hace birrefringente mediante la aplicación de un campo eléctrico. El medio toma las características de un cristal uniaxial con el eje óptico alineado con la dirección del campo aplicado. En este caso las ondas cuyos vectores de campo eléctrico oscilan en direcciones paralela y perpendicular al campo aplicado se propagan con dos velocidades distintas. La diferencia entre los índices de refracción respectivos (o birrefringencia) es proporcional al cuadrado del campo, motivo por el cual se dice que este es el efecto electro-óptico cuadrático (o efecto Kerr). Este efecto se presenta en líquidos y en cristales [3.11, pp. 280-283].

Otro efecto electro-óptico de gran importancia (y el que realmente nos interesa en el contexto de esta Tesis) fue estudiado ampliamente por F. Pockels en 1893. Se trata de un efecto lineal, dado que la birrefringencia inducida en este caso es proporcional a la primera potencia del campo aplicado. El efecto Pockels (o efecto electro-óptico lineal) se presenta exclusivamente en cristales que no tienen un punto central de simetría.

Si definimos el tensor de impermeabilidad eléctrica η , proporcional al inverso del tensor dieléctrico:

$$\eta \varepsilon = \varepsilon_0 \quad (3.12)$$

entonces los efectos electro-ópticos lineal y cuadrático pueden expresarse en términos del cambio $\Delta\eta$ del tensor de impermeabilidad:

$$\Delta\eta_{ij} = \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} = \sum_{k=1}^3 r_{ijk} E_k + \sum_{k,m=1}^3 s_{ijkm} E_k E_m \quad (3.13)$$

En esta ecuación $E_1 = E_x$, $E_2 = E_y$ y $E_3 = E_z$ son las componentes del campo eléctrico aplicado. Las constantes r_{ijk} y s_{ijkm} son los coeficientes electro-ópticos lineales y cuadráticos, respectivamente.

Naturalmente un cambio del tensor de impermeabilidad está relacionado con un cambio del tensor dieléctrico. En efecto, acorde con la Ecuación (3.12):

$$\Delta\varepsilon = -\frac{\varepsilon \Delta\eta \varepsilon}{\varepsilon_0} \quad (3.14)$$

En el sistema de coordenadas principal, en donde el tensor ε es diagonal, puede escribirse:

$$\Delta\varepsilon_{ij} = -\varepsilon_0 n_i^2 n_j^2 \Delta\eta_{ij} \quad (3.15)$$

entendiéndose que $n_1 = n_x$, $n_2 = n_y$ y $n_3 = n_z$ representan los índices de refracción principales.

- **Efecto Pockels en cristales silenitas.** El efecto Pockels es el responsable del fenómeno fotorrefractivo en los cristales silenitas. Los coeficientes electro-ópticos lineales r_{ijk} son las componentes de un tensor de tercer rango, simétrico

(por la simetría de ε y η) respecto a los dos primeros índices. Por ello usualmente se utiliza una notación simplificada con estos índices contraídos:

$$\begin{aligned}
 r_{11k} &\equiv r_{1k}, \\
 r_{22k} &\equiv r_{2k}, \\
 r_{33k} &\equiv r_{3k}, \\
 r_{23k} = r_{32k} &\equiv r_{4k}, \\
 r_{13k} = r_{31k} &\equiv r_{5k}, \\
 r_{12k} = r_{21k} &\equiv r_{6k}
 \end{aligned}
 \tag{3.16}$$

donde $k = 1, 2, 3$ (o equivalentemente X, Y, Z).

Cada estructura cristalina se caracteriza por su invariancia frente a un grupo de transformaciones (simetrías) específico. Ahora bien, estas simetrías determinan en cada caso ciertas relaciones entre los coeficientes electro-ópticos.

Nuestro interés se dirige concretamente a los cristales de la familia de los silenitas: $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ y $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, ordinariamente conocidos como BSO, BGO y BTO, respectivamente. Estos cristales pertenecen al sistema cúbico, son naturalmente isótropos y no poseen centro de simetría, lo cual es esencial para que se presente en ellos el efecto fotorrefractivo de primer orden. Sus simetrías son las del grupo designado convencionalmente como 23, para el cual los únicos coeficientes electro-ópticos no nulos son $r_{41} = r_{52} = r_{63}$ [3.12].

En vista de lo anterior, de las Ecuaciones (3.13) y (3.16) se deduce que el cambio lineal del tensor de impermeabilidad, producido por la aplicación de un campo (E_x, E_y, E_z) en un cristal silenita, está dado por:

$$\Delta\eta = r_{41} \begin{pmatrix} 0 & E_Z & E_Y \\ E_Z & 0 & E_X \\ E_Y & E_X & 0 \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

Equivalentemente, el efecto electro-óptico lineal puede describirse en términos del cambio del tensor dieléctrico:

$$\Delta\varepsilon = -\varepsilon_0 n_0^4 r_{41} \begin{pmatrix} 0 & E_Z & E_Y \\ E_Z & 0 & E_X \\ E_Y & E_X & 0 \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

en donde n_0 es el índice de refracción isotrópico del cristal, cuyo valor depende del tipo de cristal y de la longitud de onda.

Tabla 3.1: Coeficiente electro-óptico e índice de refracción del cristal BSO

Cristal	Simetría	Longitud de Onda	Coeficiente E-O $r_{41}(10^{-12} \text{ m/V})$	Índice de Refracción n_0
BSO	23	$\lambda = 514.5\text{nm}$	4.51	2.615
		$\lambda = 632.8\text{nm}$	4.41	2.530

Es claro que un índice de refracción tan elevado implica que el BSO posee reflectividades muy altas, incluso para incidencia normal. En este caso, acorde con la relación de Fresnel [3.11 pp. 77-86], la reflectividad es $R = [(n-1)/(n+1)]^2$. Entonces, en la región visible del espectro, la reflectividad se aproxima al 20%, siendo mayor para las longitudes de onda menores.

Retornando a la Ecuación (3.18), constatamos que el nuevo tensor dieléctrico $\varepsilon + \Delta\varepsilon$ no es diagonal, pero es simétrico, lo cual garantiza que puede ser diagonalizado mediante una transformación de coordenadas. El sistema coordinado en el cual este tensor es diagonal se constituye en el nuevo conjunto

de ejes principales del cristal, los cuales han sido inducidos por la aplicación del campo. En el próximo párrafo describiremos la orientación de dichos ejes en los casos de interés.

- **Birrefringencia lineal inducida.** En el marco de la aplicación desarrollada en esta Tesis se emplearon exclusivamente cristales fotorrefractivos del tipo BSO. En todos los casos estos cristales fueron cortados con sus caras perpendiculares a los ejes $\langle \bar{1}10 \rangle$, $\langle 001 \rangle$ y $\langle 110 \rangle$, tal como se muestra en la

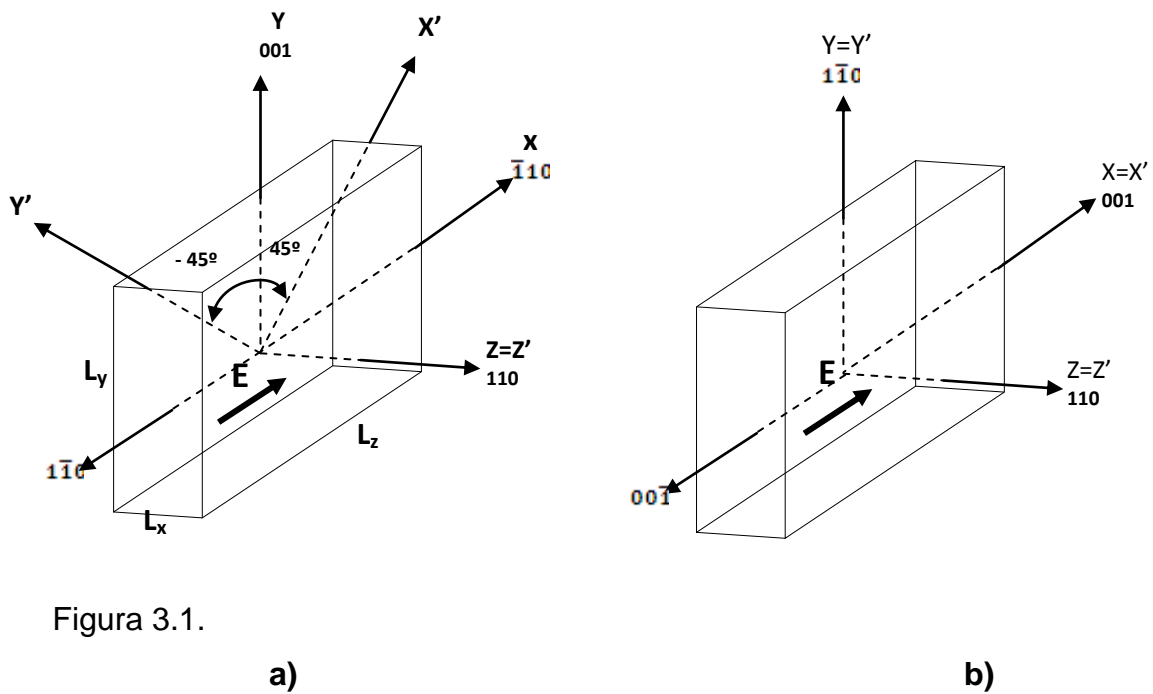


Figura 3.1.

Figura 3. 1: Configuraciones transversales a) holográfica y b) de amplificación óptica para un cristal BSO.

Las caras pulidas del cristal, que son las superficies a través de las cuales ingresa o emerge la luz, son perpendiculares a la dirección $\langle 110 \rangle$, paralela al eje Z. Tomando como referencia los ejes XYZ, que en lo sucesivo serán llamados “ejes

del laboratorio”, las dimensiones del cristal están dadas por L_X , L_Y y L_Z , respectivamente.

Ahora bien, supongamos que dentro del cristal se crea un campo eléctrico uniforme E_X , en la dirección del eje X. Note que en el caso de la Figura 3.1 a) la dirección del campo es paralela al eje $\langle \bar{1}10 \rangle$, en tanto que en la Figura 3.1 b) el campo apunta en la dirección del eje $\langle 001 \rangle$. En ambos casos el campo eléctrico rompe la isotropía del cristal, convirtiéndolo en un cristal uniáxico. No obstante, la orientación de los ejes principales inducidos, denotados X' , Y' y Z' en la figura, cambia de una situación a otra. Si el campo eléctrico es paralelo al eje $\langle \bar{1}10 \rangle$, en cuyo caso se dice que el cristal se emplea en la configuración electro-óptica transversal holográfica, entonces los ejes X' e Y' están sobre el plano definido por $\langle \bar{1}10 \rangle$ y $\langle 001 \rangle$, formando ángulos de $+45^\circ$ y -45° respecto al eje $\langle 001 \rangle$, respectivamente. De otro lado, si el campo es paralelo a $\langle 001 \rangle$, que es el caso de la configuración transversal de amplificación, entonces los ejes inducidos X' e Y' coinciden con los ejes X e Y del laboratorio. El eje Z' es paralelo a $\langle 110 \rangle$ en las dos configuraciones [3.12, 3.14].

También los valores de los auto-índices de refracción difieren de una configuración a otra. Para la configuración holográfica los índices correspondientes son $n_{X'} = n_0 + \delta n$ y $n_{Y'} = n_0 - \delta n$, en donde

$$\delta n = \frac{1}{2} n_0^3 r_{41} E_X \quad (3.19)$$

Para la configuración de amplificación $n_{X'} = n_0$ y $n_{Y'} = n_0 - \delta n$. Note que en esta configuración la birrefringencia lineal, definida como la diferencia entre los dos

índices de refracción principales, es la mitad de la birrefringencia lineal correspondiente a la configuración holográfica [3.14].

3.3. EFECTO FOTORREFRACTIVO

El efecto fotorrefractivo es un fenómeno caracterizado por un cambio local del índice de refracción de un material electro-óptico y fotoconductor, ocasionado por la iluminación del material mediante un haz de intensidad no uniforme.

Este fenómeno ha sido observado en una gran cantidad de cristales electro-ópticos, incluyendo cristales ferroeléctricos (como el titanato de bario BaTiO_3 o el niobato de litio LiNbO_3) y paraeléctricos (como los óxidos mixtos de bismuto y silicio $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ o bismuto y germanio $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$). La singularidad de estos materiales estriba en el hecho de exhibir una marcada no linealidad a temperatura ambiente y bajo la incidencia de haces luminosos de muy baja potencia, típicamente de algunos mW en el espectro visible [3.17].

3.3.1 Antecedentes históricos. En esta sección incluiremos una muy breve reseña histórica de los trabajos pioneros en la investigación de dicho fenómeno, básicamente desde la época de su descubrimiento hasta la formulación de la teoría de bandas. Una descripción más completa y las referencias bibliográficas originales pueden consultarse en [3.17].

El descubrimiento del efecto fotorrefractivo se realizó accidentalmente en 1966, cuando algunos investigadores de los laboratorios Bell, interesados en la generación del segundo armónico utilizando cristales de niobato de litio y tantanato de litio, notaron que al hacer incidir un haz focalizado sobre estos cristales se producía una distorsión del haz transmitido. Este efecto, entonces llamado “daño óptico” puesto que destruía las condiciones de acoplamiento de

fase necesarias para la generación del segundo armónico, fue acertadamente asociado con un cambio semipermanente del índice de refracción de los cristales.

Dos años después F. S. Chen et al mostraron con sus experimentos que estos materiales podían emplearse para almacenar una gran cantidad de datos a través de un registro holográfico. Y en el año 69 el mismo Chen [3.18] propuso un primer modelo teórico de migración de cargas para explicar la formación de hologramas de volumen en cristales ferroeléctricos. A su vez J. B. Taxther puso en evidencia la influencia de la aplicación de un campo eléctrico en el registro de un holograma, aportando pruebas en relación con el modelo de arrastre (“drift”) para el transporte de los portadores de carga.

Ya en 1971 J. J. Amodei [3.19] presentó un modelo general para el transporte de cargas en materiales aislantes, demostrando que la migración de cargas por difusión desempeña un papel muy importante en el registro de una red holográfica cuya frecuencia espacial es suficientemente alta. Además, obtuvo expresiones para las distribuciones de campo eléctrico generadas a través de los mecanismos de arrastre y difusión, en el caso de los hologramas de ondas planas.

En los años siguientes se puso de relieve el estudio de la estructura electrónica de los materiales fotorrefractivos y el origen de los portadores de carga, destacándose la importancia de tener en cuenta la naturaleza de los dopantes (o impurezas) del material y su concentración, en los procesos de transporte de carga en el BSO [3.20, 3.21] y en LiNbO_3 .

Sin embargo, los mecanismos de arrastre y difusión no fueron suficientes para explicar la eficiencia del fenómeno fotorrefractivo en todos los materiales, motivo por el cual se introdujo en el año 74 el efecto fotovoltaico, íntimamente relacionado con la asimetría del cristal. Este efecto no se presenta en el caso de los cristales silenitas.

En la segunda mitad de la década del 70 se intensificó el estudio de las características de los hologramas de volumen registrados en medios fotorrefractivos y sus aplicaciones [3.22-3.24]. En particular, Huignard y su grupo desarrollaron aplicaciones en el campo de la interferometría holográfica en tiempo real, utilizando cristales BSO y BGO.

En 1977 se dio un paso muy significativo en el campo de las aplicaciones, cuando R. W. Hellwarth propuso un método no lineal, a partir del mezclado de cuatro ondas degenerado (DFWM) en un cristal fotorrefractivo, para generar casi instantáneamente una replica de fase conjugada de un frente de onda monocromático cualquiera. Dos años después Huignard demostró que dicho método de conjugación de fase en efecto podía implementarse con un cristal BSO con potencias de bombeo del orden de mW.

El avance más notable desde el punto de vista teórico fue el modelo fotorrefractivo basado en el transporte de bandas, presentado por Kukhtarev et al en 1979 [3.25]. Este modelo tiene en cuenta el efecto de un campo eléctrico aplicado externamente, el efecto fotovoltaico y los efectos del campo de cargas espaciales sobre la distribución de la carga espacial misma. La importancia de este modelo ha sido reconocida ampliamente hasta el presente, habiéndose utilizado extensivamente para explicar el fenómeno fotorrefractivo, tanto en los materiales ferroeléctricos como en los paraeléctricos.

El modelo de transporte de bandas considera que al iluminar el medio fotorrefractivo se produce la fotoionización de algunas de las impurezas o dopantes (sitios donores ocupados) del material. En este proceso se generan portadores de carga que se desplazan desde las zonas más brillantes hacia las menos iluminadas, en donde se recombinan nuevamente y quedan atrapados. La migración de las cargas responde a los mecanismos de transporte antes mencionados, tales como la difusión y el arrastre producido por el campo aplicado.

En 1980 J. Feinberg et al formularon un modelo en el cual las cargas “saltan” desde un sitio donador ocupado hasta uno vacío próximo a aquel, con una probabilidad de salto que depende de la intensidad local de la radiación y del campo eléctrico [3.17].

En ambos modelos, el de transporte de bandas y el de saltos, la redistribución de cargas en el material se traduce en una densidad espacial de cargas no uniforme, responsable a su vez de la formación de un campo espacial de cargas [3.26]. Ahora bien, este campo induce, a través del efecto electro-óptico lineal, una variación local del índice de refracción del medio.

Una característica muy notable de los medios fotorrefractivos es que esta modificación del índice perdura sin degradarse durante cierto tiempo, desde milisegundos hasta años dependiendo del material, a condición de conservar el cristal en la oscuridad. No obstante, la información almacenada puede borrarse iluminando la totalidad del medio con un haz uniforme. También se han implementado técnicas de fijado reversibles para preservar los registros a temperatura ambiente y bajo condiciones de iluminación ordinarias.

3.3.2 Modelo de transporte de bandas. En la última parte de la sección precedente 3.2 resumimos los procesos fundamentales que ocurren en los cristales electro-ópticos iluminados mediante un haz luminoso no uniforme. A continuación presentaremos las ecuaciones que permiten determinar la distribución espacial del campo eléctrico que modula el índice de refracción (ecuación 3.19) cuando sobre el material incide una distribución de intensidad luminosa.

Se considera que los cristales fotorrefractivos presentan dos tipos de impurezas o imperfecciones, denominadas donores y aceptores. Se asume que todos los donores son idénticos y tienen exactamente el mismo estado energético, el cual

ocupa un lugar intermedio entre la banda de valencia y la banda de conducción, como se puede observar en la Figura 3.2. Lo mismo puede decirse en relación con los aceptores, correspondiéndoles otro nivel energético. Los donores pueden ser ionizados por termoexcitación o por la absorción de fotones y como resultado de la ionización, se generan electrones en la banda de conducción, dejando atrás vacancias o huecos. Estos electrones pueden ser capturados por los donores ionizados. Los aceptores no participan directamente del proceso fotorrefractivo, pero son indispensables para garantizar la neutralidad de la carga.

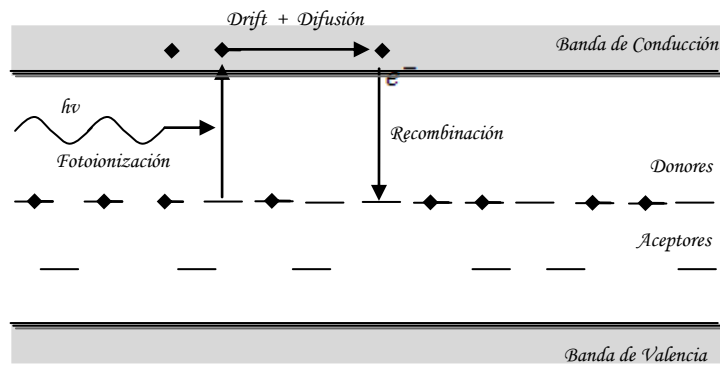


Figura 3.2: Representación esquemática del modelo de transporte de cargas del efecto fotorrefractivo.

- **Ecuación de Generación de Centros Ionizados.** Sean N_D , N'_D , N_A y N las densidades de donores, donores ionizados, aceptores y portadores de carga (electrones), respectivamente. Entonces $N_D - N'_D$ representa la densidad de donores neutros. N_D y N_A son constantes.

La razón de ionización de donores (generación de electrones) está dada por $(SI + \beta)(N_D - N'_D)$, en donde $S = \alpha\xi/N_D$, siendo α el coeficiente de absorción del material, ξ la eficiencia cuántica del proceso de ionización por absorción de un fotón y $h\nu$ la energía del fotón; I es la intensidad de la luz incidente y β representa la razón de termoionización. De otro lado, la densidad de donores

ionizados disminuye con la captura (recombinación) de electrones, en proporción a $\gamma_R NN'_D$, entendiéndose que γ_R es la razón de recombinación de los electrones con los donores ionizados. Entonces, si asumimos que la ionización por absorción de fotones predomina sobre la generación térmica de electrones ($\beta \ll SI$), podemos escribir la ecuación de generación-recombinación de centros ionizados como:

$$\frac{\partial N'_D}{\partial t} = SI(N_D - N'_D) - \gamma_R NN'_D \quad (3.20)$$

- **Ecuación de Continuidad.** La razón de generación de electrones es la misma que la razón de ionización de donores. Sin embargo, los electrones en la banda de conducción son cargas móviles, en tanto las impurezas ionizadas permanecen en una posición fija respecto a la red cristalina. En consecuencia, el flujo de electrones afecta localmente la densidad de carga. Si \vec{J} representa la densidad de corriente y $-q$ es la carga del electrón, entonces, la ecuación de continuidad será:

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \frac{\partial N'_D}{\partial t} = \frac{1}{q} \vec{\nabla} \cdot \vec{J} \quad (3.21)$$

- **Ecuación de Conductividad.** El desplazamiento de los portadores de carga está determinado por varios factores. En primer lugar, la concentración de electrones libres produce una “corriente de difusión” de la forma $\vec{J}_D = k_B T \mu \vec{\nabla} N$, en donde μ es el tensor de movilidad de las cargas, k_B es la constante de Boltzman y T es la temperatura absoluta [3.19]. Esta contribución a la corriente responde a la agitación térmica de los electrones y su magnitud se hace importante en la medida en que el gradiente de la concentración de electrones sea considerable, lo cual se realiza si la distribución de intensidad de la radiación incidente presenta frecuencias espaciales suficientemente altas. Por otra parte, la redistribución de cargas induce un campo espacial de cargas (fenómeno Arrastre – “Drift”), que en general se superpone con un campo

eléctrico aplicado. Entonces el campo interno es $\vec{E} = \vec{E}_{\text{ext}} + \vec{E}_{\text{ce}}$, siendo \vec{E}_{ext} el campo aplicado externamente y \vec{E}_{ce} el campo espacial de cargas fotoinducido. Existe pues una componente de la corriente debida al arrastre o deriva de los electrones, dada por $\vec{J}_A = qN\mu\vec{E}$. Sumando las dos contribuciones de la corriente obtenemos:

$$\vec{J} = k_B T \mu \bar{\nabla} N + q N \mu \vec{E} \quad (3.22)$$

En algunos cristales (asimétricos) el efecto fotovoltaico también contribuye al transporte de cargas. Pero este efecto no se presenta en los cristales silenitas, motivo por el cual este mecanismo de transporte no fue tenido en cuenta en la Ecuación (3.22).

- **Ecuación de Poisson.** Finalmente, puesto que $-q(N + N_A - N'_D)$ representa la densidad de carga local, el campo eléctrico satisface la ecuación de Poisson siguiente:

$$\bar{\nabla} \cdot \varepsilon \vec{E} = -q(N + N_A - N'_D) \quad (3.23)$$

en donde ε es el tensor dieléctrico.

Las Ecuaciones (3.20) a (3.23) se conocen como las ecuaciones del material (o de Kukhtarev) y dan cuenta del fenómeno fotorrefractivo en innumerables situaciones.

3.4. CARACTERÍSTICAS DE UN HOLOGRAMA DE TRANSMISIÓN Y VOLUMEN

3.4.1 Registro de una red holográfica. Un holograma registrado en un cristal fotorrefractivo por la interferencia de dos haces coherentes, linealmente polarizados y con una longitud de onda apropiada, presenta las características usuales de un holograma de volumen.

Si se ilumina el cristal con dos ondas planas de intensidades I_1 e I_2 , la intensidad debida a su interferencia esta descrita por:

$$I(x) = I_m \cdot [1 + M \cos(Kx)] \quad (3.24)$$

donde, $I_m = I_1 + I_2$, K es la frecuencia espacial de las franjas de interferencia y la modulación se escribe como:

$$M = 2 \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_m} \quad (3.25)$$

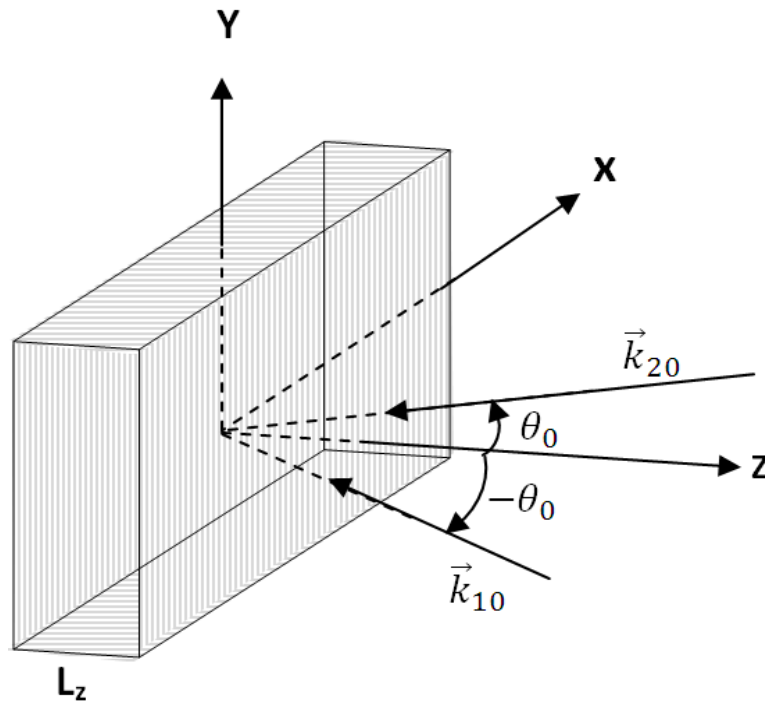


Figura 3. 3: Incidencia de los haces para el registro de una red holográfica.

Sin embargo, en cálculos más precisos se debe tener en cuenta la disminución en el valor de la modulación en el interior del cristal debido a las reflexiones internas que sufren los haces. Además, el módulo del vector K vale $2\pi/\Lambda$ y el espaciado Λ de las franjas viene dado por:

$$\Lambda = \frac{\lambda_w}{2n \sin \theta'_0} \quad (3.26)$$

donde: λ_w es la longitud de onda de los haces de registro en el vacío, θ'_0 es el semiángulo que forman entre si los haces de registro en el interior del cristal y n es el índice de refracción del material para esa longitud de onda.

Al considerar la ley de Snell, entonces:

$$\Lambda = \frac{\lambda_w}{2n \text{sen}\theta'_0} = \frac{\lambda_w}{2 \text{sen}\theta_0} \quad (3.27)$$

Así, el espaciado de las franjas se escribe en función del semiángulo de registro θ_0 , fuera del cristal.

La distribución luminosa incidente redistribuye las cargas fotoinducidas y crea un campo de carga espacial $E_{ce}(x)$ el cual por efecto electro-óptico lineal genera la modulación del índice de refracción:

$$\delta n(x) = n^3 r_{41} E(x) = n^3 r_{41} [M(E_D \text{sen}(Kx) - E_{ext} \cos(Kx)) + E_{ext}] \quad (3.28)$$

donde: $E_{ext} = \frac{V}{L_x}$ es el campo externo aplicado y $E_D = \frac{K_B T K}{q}$ es el campo de

difusión. Esta modulación conduce a la red de índices.

3.4.2. Eficiencia de difracción de la red de índices. Muchas de las aplicaciones más importantes asociadas con el uso de cristales fotorrefractivos (memorias holográficas, mezclado de ondas, amplificación óptica, conjugación de fase, holografía dinámica, etc.), involucran la difracción producida por una red holográfica registrada en estos cristales [3.9].

Es por eso que en esta sección, nos dedicaremos a presentar una expresión de la eficiencia de difracción correspondiente a una red de índices cosenoidal, como la descrita mediante la Ecuación (3.28). Más adelante tendremos la oportunidad de examinar en qué medida dicha expresión, aunque aproximada por el hecho de no tener en cuenta los armónicos superiores de la red de índices ni la anisotropía inducida en el cristal, puede utilizarse para describir globalmente la eficiencia de difracción de los registros fotorrefractivos de distribuciones de speckle modulados por franjas interferométricas.

El haz de lectura al propagarse en el cristal, se difracta en la red de índices y se obtiene así la reconstrucción del holograma almacenado. Un parámetro importante es la eficiencia de difracción definida como: $\eta = I_d/I_t$, donde I_d es la intensidad del haz difractado e I_t es la intensidad del haz transmitido cuando en el cristal aún no ha registrado la red holográfica. Así, en la eficiencia de difracción no influyen las reflexiones ni la absorción del haz de lectura en el cristal.

En el caso de hologramas de volumen, se debe tener en cuenta la interacción del haz difractado con la red. Esto supone una alta selectividad angular dada por la condición de Bragg:

$$2\Lambda \sin\theta' = \lambda_R \quad (3.29)$$

donde: λ_R es su longitud de onda de lectura y θ' es el ángulo que forma el haz de lectura con la normal a la superficie del cristal (la comilla se refiere a valores dentro del material) y Λ el espaciado de la red. Esta condición define la dirección del haz de lectura para la cual se observa un haz difractado.

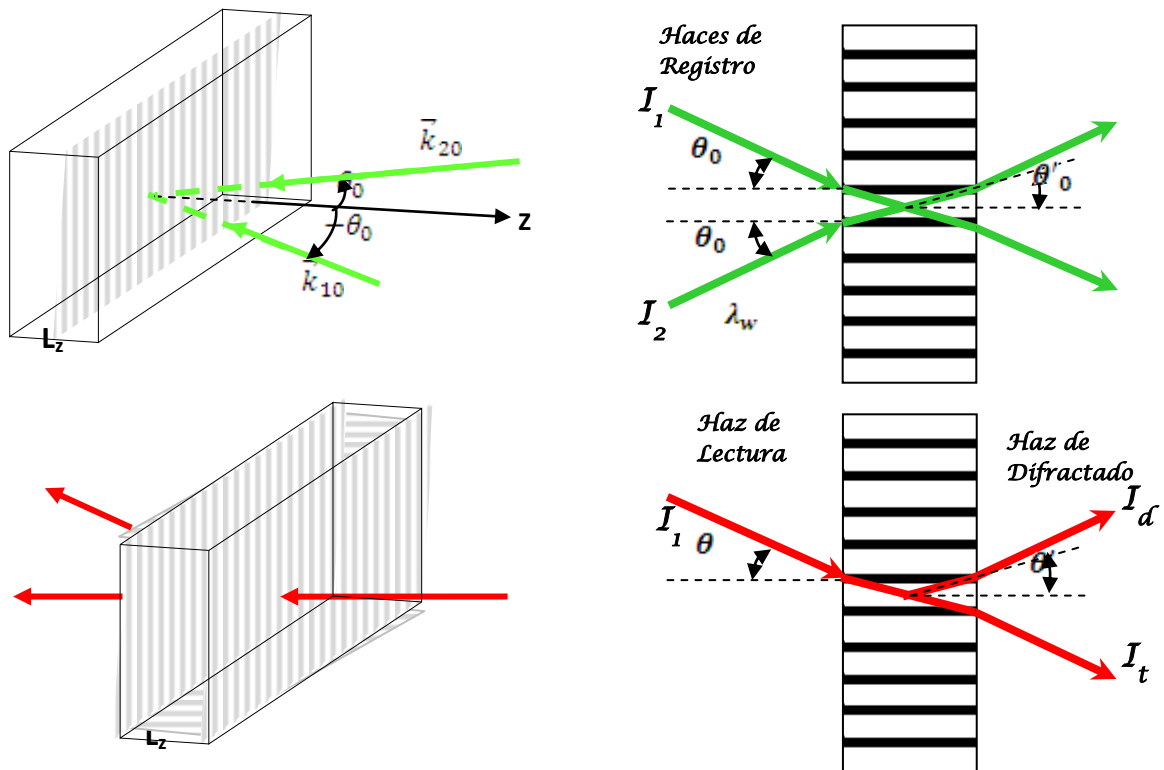


Figura 3. 4: Red de volumen por transmisión en BSO: (a) registro; (b) lectura.

La Figura 3.4 muestra la reconstrucción del holograma, para evitar la degradación de la red registrada, la lectura se realiza con un haz débil, cuya longitud de onda λ_R es muy poco activa para el efecto fotorrefractivo. En esta geometría de transmisión los dos haces que generan el sistema de franjas de interferencia inciden por la misma cara de la muestra. El eje z es perpendicular a la superficie del medio, el eje x está en el plano de incidencia y paralelo a la superficie del medio y el eje y es perpendicular al plano de incidencia.

Debe tenerse en cuenta que el espesor finito de los hologramas implica que la condición de Bragg no sea tan restrictiva como se presenta en la Ec. (3.29). En términos vectoriales, esta condición se expresa como:

$$\vec{K} = \vec{k}_i - \vec{k}_d \quad (3.30)$$

donde: \vec{k}_i , \vec{k}_d son los vectores de onda del haz incidente y difractado respectivamente y \vec{K} es el vector de la red. La esfera donde están contenidos estos vectores se denomina esfera de Ewald. En la Figura 3.5 se muestra el corte de la esfera con el plano que contiene a los tres vectores. Es de destacar que esta representación es muy útil para trabajar fuera de la condición de Bragg.

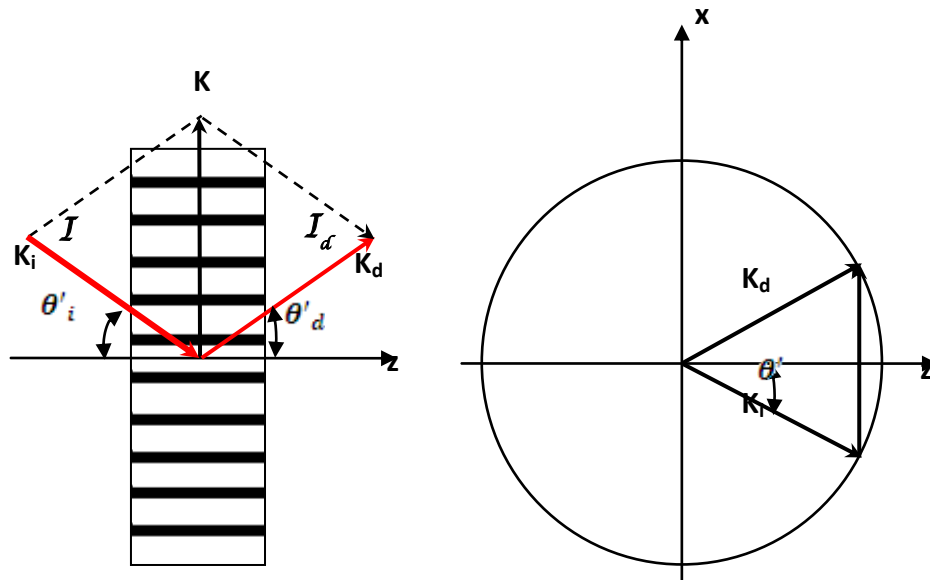


Figura 3. 5: Representación vectorial de la lectura en condición de Bragg.

La teoría de ondas acopladas predice una difracción no nula para el caso en el cual el haz de lectura incide sobre la red holográfica bajo un ángulo ligeramente diferente al definido por la condición de Bragg [3.32,3.33]. En el tratamiento teórico se considera un vector de onda adicional ξ , llamado vector "off-Bragg", relacionado con el espesor finito de la red. Para conservar la periodicidad espacial de la red, la orientación de este vector debe ser perpendicular a la superficie del cristal (paralelo a la red), como se observa en la Figura 3.6. Entonces, la condición de Bragg se reformula:

$$\vec{k}_d = \vec{k}_i + \vec{K} + \xi \quad (3.31)$$

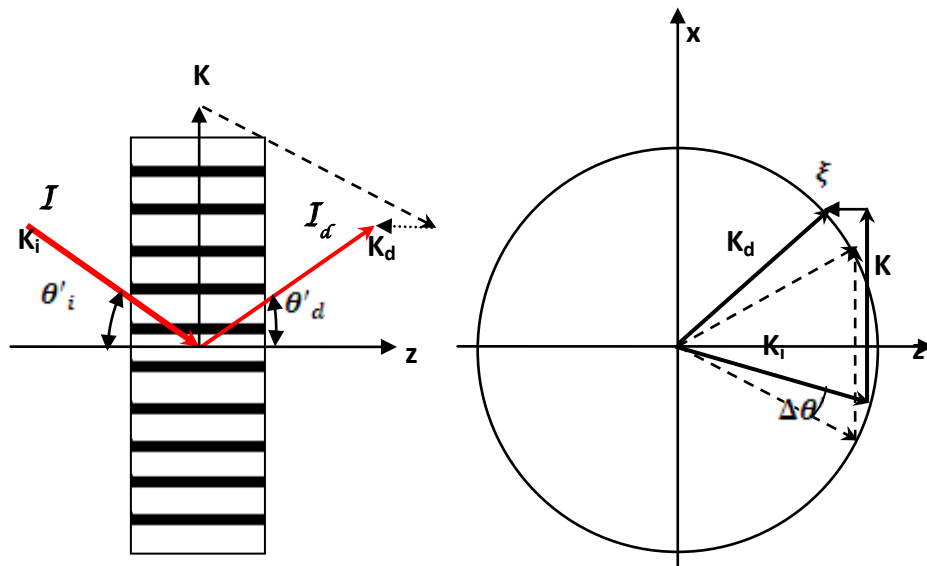


Figura 3. 6: Representación vectorial de la lectura fuera de la condición de Bragg. En este caso, de la teoría de ondas acopladas [3.25,3.26], la eficiencia de difracción de la red resulta:

$$\eta = \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + \left(\frac{\xi}{2}\right)^2} \text{sen}^2 \left(L_z \sqrt{\kappa^2 + \left(\frac{\xi}{2}\right)^2} \right) \quad (3.32)$$

donde $\kappa = \frac{\pi \cdot n \cdot \delta n}{\lambda_R \cdot \sqrt{n^2 - \sin^2(\theta_0)}}$ es la constante de acoplamiento y

$\xi = K \left(\frac{\cos(\theta_0)}{\sqrt{n^2 - \sin^2(\theta_0)}} \right) \Delta\theta$ es el modulo del vector "off Bragg"; λ_R es la longitud de

onda de lectura, n es el índice de refracción en la longitud de onda λ_R , L_z es el espesor del cristal, $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$, θ_0 es el ángulo de Bragg en el proceso de registro medido fuera del cristal y $\Delta\theta$ es el apartamiento del ángulo de Bragg en la etapa de lectura. Se concluye que la intensidad difractada en función del ángulo de incidencia del haz de lectura, alrededor del ángulo de Bragg, depende del valor de δn y del espesor L_z del cristal.

Se presentan varias curvas teóricas de la eficiencia de difracción para registros bajas frecuencias en función de la desviación angular de la condición de Bragg según: diferentes ángulos de registro, en la Figura 3.7; cristales de espesores diferentes, en la Figura 3.8 y para diferentes valores de δn , en la Figura 3.9.

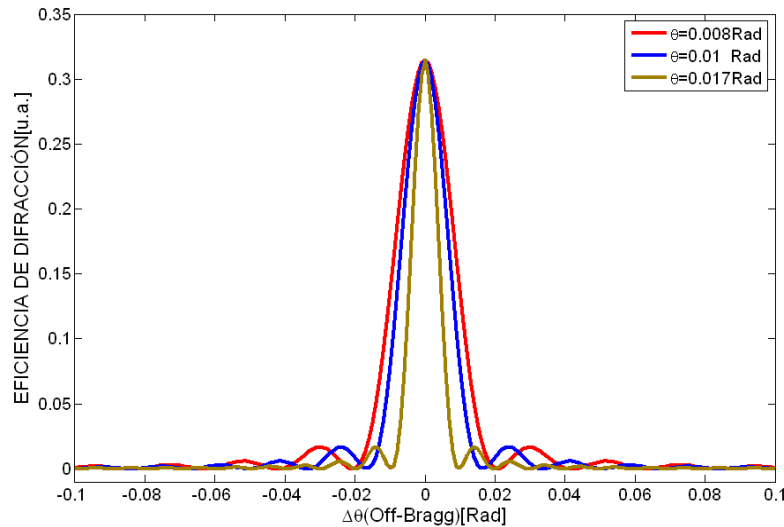


Figura 3.7: Comportamiento de la eficiencia de difracción en función de la desviación angular para $\lambda_R = 632,8 \text{ nm}$, $\lambda_R = 532 \text{ nm}$, $\delta n = 3 \times 10^{-5}$, $n=2,53$, $L_z=4\text{mm}$ y diferentes valores del ángulo de registro θ .

Se puede observar que cuanto mayor sea el ángulo de registro y el espesor del cristal, más restrictivo angularmente resulta el holograma, es decir, se sale más rápidamente de la condición de Bragg.

La utilidad de la Ecuación (3.32) para analizar la eficiencia de difracción en registros holográficos ha sido demostrada [3.28, 3.29] y se puede concluir que la intensidad difractada en función del ángulo de incidencia del haz de lectura, alrededor del ángulo de Bragg, depende del valor de δn y del espesor del cristal.

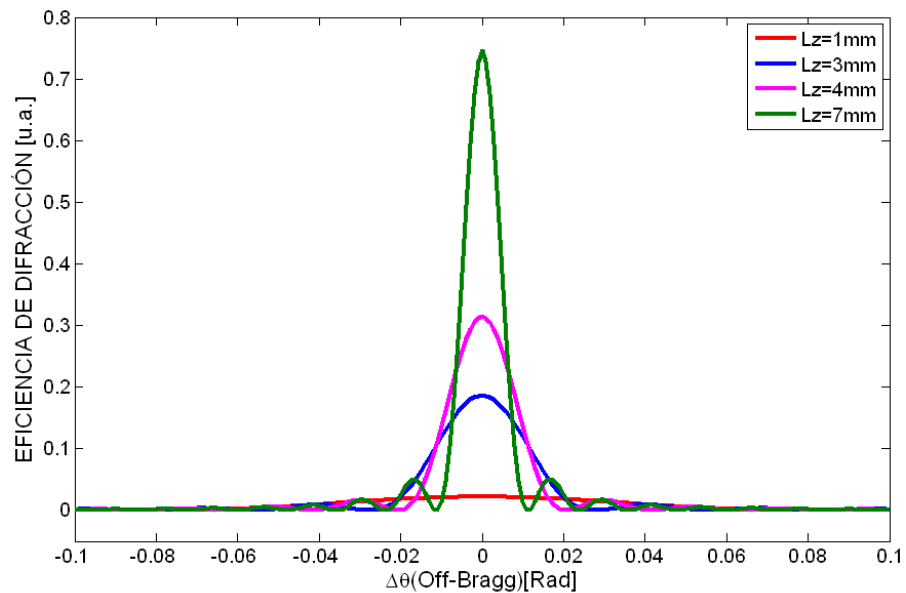


Figura 3.8: Comportamiento de la eficiencia de difracción en función de la desviación angular para: $\lambda_R = 632,8\text{ nm}$, $\lambda_R = 532\text{ nm}$, $\delta n = 3 \times 10^{-5}$, $n=2,53$, ángulo de registro $\theta = 0,008\text{ rad}$ y diferentes espesores de cristal.

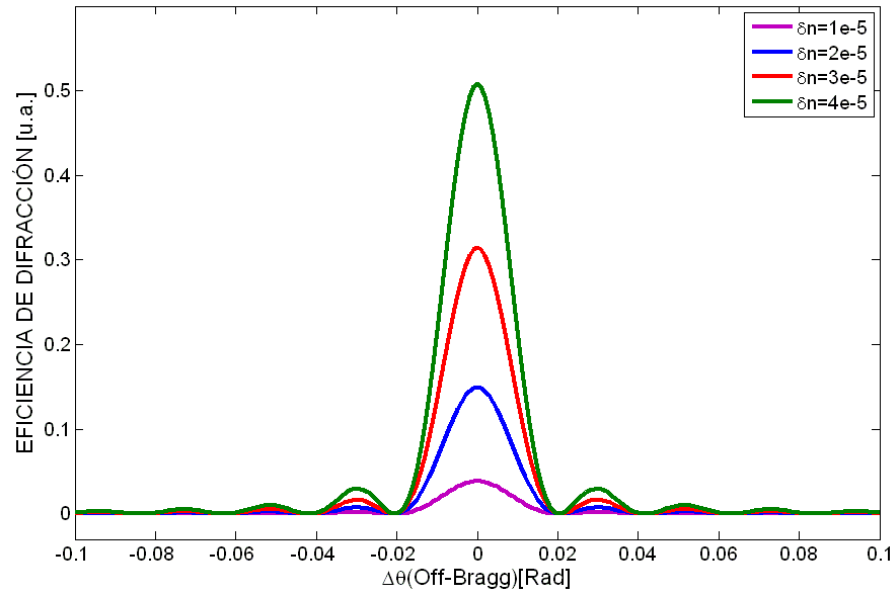


Figura 3.9: Comportamiento de la eficiencia en función de la desviación angular para un cristal $Lz=4\text{mm}$ de espesor, un ángulo de registro $\theta=0,008\text{rad}$, $\lambda_R = 632,8 \text{ nm}$, $\lambda_R = 532 \text{ nm}$, $n=2,53$ y diferentes valores de δn

De igual manera, se presentan curvas teóricas de la eficiencia de difracción para registros de altas frecuencias [3.30] en función de la desviación angular de la condición de Bragg según: cristales de espesores diferentes y para diferentes valores de δn , en la Figura 3.10. y diferentes ángulos de registro, en la Figura 3.11.

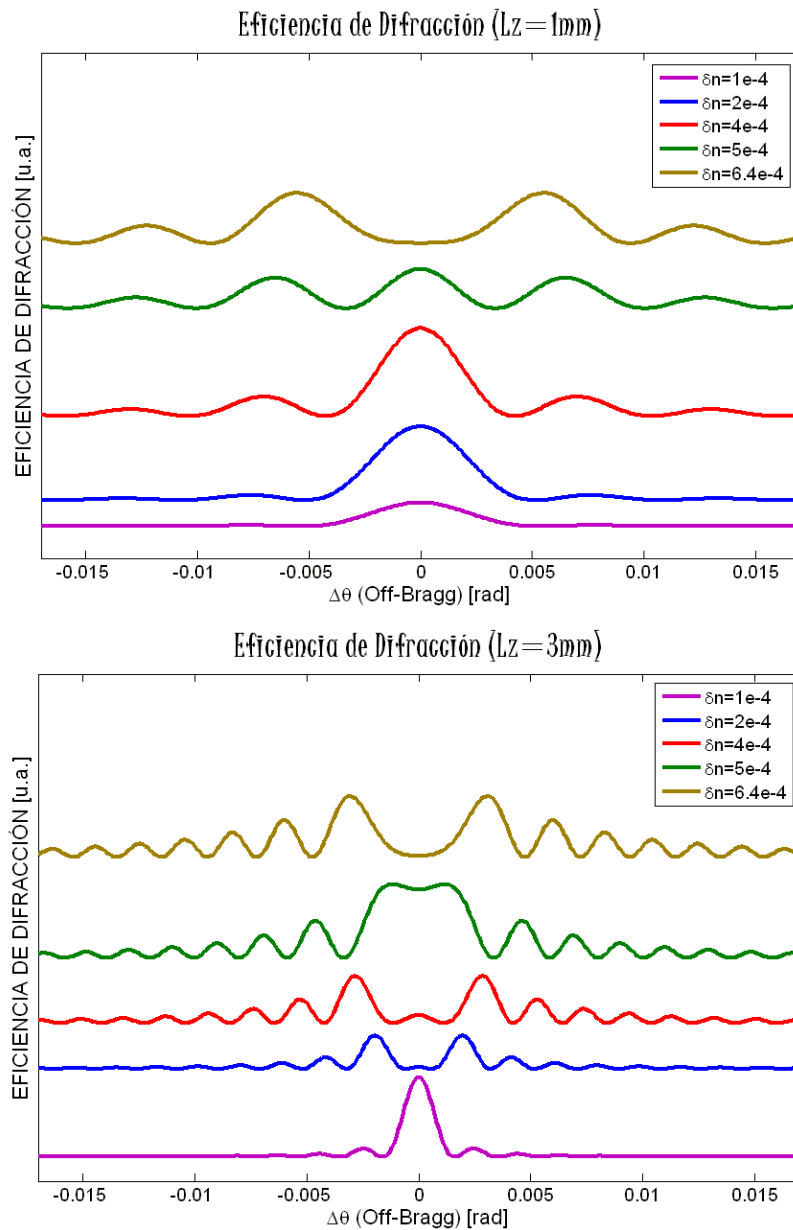
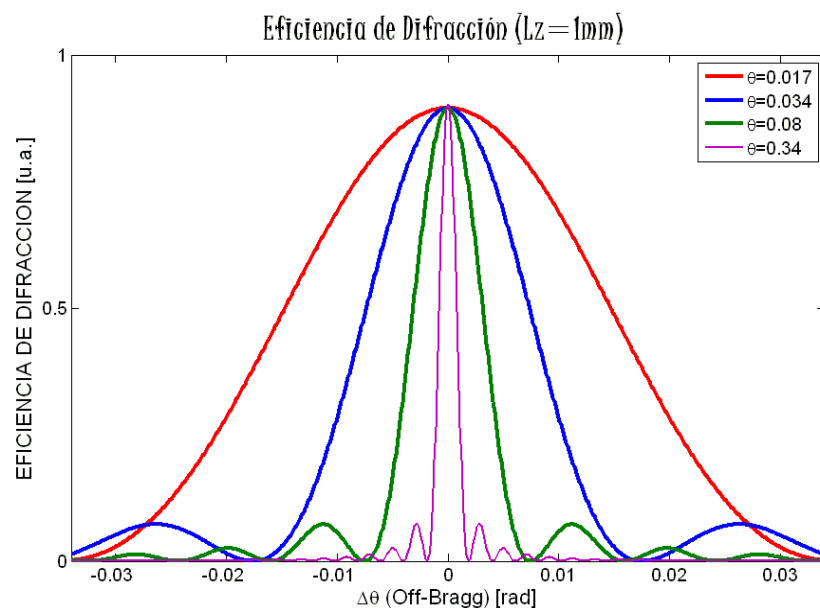


Figura 3. 10: Curvas teóricas de la eficiencia de difracción alrededor del ángulo de Bragg, para diferentes valores de δn . Para $\theta = 0.129 \text{ rad}$ (7.4°) y $\lambda = 532 \text{ nm}$ (a) para cristal $Lz=1\text{mm}$ (b) para cristal $Lz=3\text{mm}$

En la figura 3.10 se presentan varias curvas teóricas de la eficiencia de difracción en función de la desviación angular de la condición de Bragg, para diferentes valores de δn y para dos cristales de espesores diferentes (1mm y 3mm). Se observa que para valores pequeños de δn , la curva de intensidad difractada se caracteriza por un pico central muy intenso y otros máximos secundarios laterales, que decrecen rápidamente conforme se aparta de la condición de Bragg. Sin embargo cuando δn crece, la curva cambia substancialmente. La intensidad de los picos laterales aumenta considerablemente y la posición del primer máximo secundario tiende a moverse hacia la posición central, conforme δn aumenta. Se puede notar que para la condición de Bragg la difracción tiene un comportamiento oscilante tomando valores entre 1 y 0 a medida que se aumenta la profundidad de la red (δn aumenta).



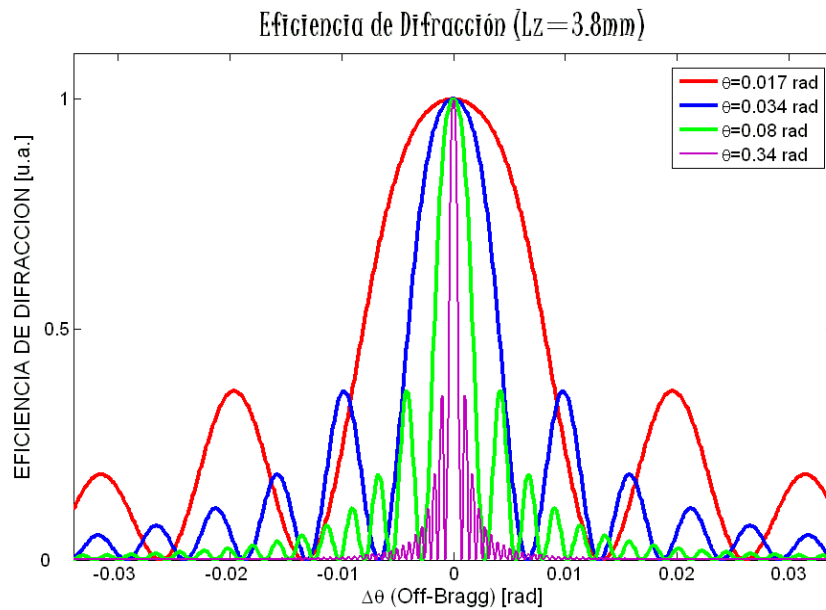


Figura 3. 11: Curvas teóricas de la eficiencia de difracción para distintos ángulos de registro en cristales BSO de espesores 1mm y 3.8mm. Para $\delta n = 2.5 \text{ e-}4$

La figura 3.11 muestra curvas teóricas de la eficiencia de difracción en función de la desviación angular, para diferentes valores del ángulo de registro, en cristales de espesor de 1mm y 3.8mm. Es evidente que para los ángulos menores el ancho de los lóbulos de difracción es mayor, mientras que a medida que aumenta el ángulo de registro de la red la selectividad angular aumenta.

3.5. PROPIEDADES DE LOS REGISTROS DE PATRONES DE SPECKLE MODULADOS POR FRANJAS

En esta sección se presenta la naturaleza de volumen de los registros fotorrefractivos de los granos de speckle modulados por franjas interferométricas de superficies difusoras de transmisión [3.35-3.38], haciendo un paralelo con la holografía de volumen en geometría de transmisión (discutida brevemente en la sección anterior). Se presentan estudios sobre la influencia de la aplicación de un campo eléctrico externo y la importancia de la orientación relativa de este campo

respecto a la dirección de la red, en términos de la profundidad de la red de índices registrada.

3.5.1. Proceso de Registro. En el proceso de registro de los patrones de speckle modulados de superficies difusoras (de transmisión), intervienen dos aberturas circulares idénticas, las cuales se constituyen en la pupila del sistema. La distribución de intensidad en el plano imagen (cristal) está dada por:

$$I(X,Y) = |A(X,Y)|^2 \quad (3.33)$$

en donde

$$A(X,Y) = \iint A_0(x,y)P(u,v) \exp \left\{ -i \frac{2\pi}{\lambda_w} \left[\left(\frac{x}{Z_0} + \frac{X}{Z_C} \right) u + \left(\frac{y}{Z_0} + \frac{Y}{Z_C} \right) v \right] \right\} dx dy du dv \quad (3.34)$$

representa la amplitud del campo imagen. $A_0(x,y)$ es la amplitud compleja en el plano del difusor y $P(u,v)$ representa la pupila del sistema, dada por:

$$P(u,v) = \begin{cases} 1 & \text{si} \begin{cases} [(u-u_1)^2 + (v-v_1)^2]^{1/2} \leq \frac{D}{2} \\ [(u+u_2)^2 + (v+v_2)^2]^{1/2} \leq \frac{D}{2} \end{cases} \\ 0 & \text{en otro caso} \end{cases} \quad (3.35)$$

Los puntos (u_1, v_1) y (u_2, v_2) son los centros de las aberturas de la pupila, definidos mediante las relaciones $u_1 = -u_2 = (d/2) \cos \alpha$ y $v_1 = -v_2 = (d/2) \sin \alpha$, en donde α es el ángulo formado entre la línea que une los centros de las aberturas y el eje u. En todos los casos se aplica una diferencia de potencial V. Por lo tanto, la magnitud del campo externo aplicado está dada por la expresión $E_X = V/L_X$.

Estos granos de speckle se hallan modulados por un sistema de franjas (cosenoidal) perpendicular a la línea que une los centros de las aberturas y cuyo período medio Λ está dado por $\lambda_w Z_c / d$, inferior a las dimensiones transversales promedio del speckle.

Sabemos que esta distribución de intensidad induce en el cristal un campo espacial de cargas y que en este proceso participan, en principio, los mecanismos de difusión y arrastre de los portadores de carga. El campo de difusión E_D es del orden de voltios, mientras que el campo aplicado E_A es del orden de los kilovoltios, motivo por el cual podemos asumir que el mecanismo de arrastre predomina ampliamente sobre el de difusión en el transporte de cargas. En este sentido, debemos esperar que la profundidad de la red de índices (y la eficiencia de difracción) de los registros exhiba una fuerte dependencia del campo aplicado.

Finalmente, a partir de las consideraciones de la Sección 3.4.1, podemos inferir que la distribución de intensidad incidente induce, en el volumen del cristal, una perturbación (δn) del índice de refracción que, en primera aproximación, replica el patrón de speckle modulado.

3.5.2. Condiciones de observación del campo difractado. Cuando analizamos el proceso de registro (Sección 3.5.1), establecimos que la distribución de intensidad del speckle modulado induce en el volumen del cristal una perturbación δn del índice de refracción que replica la periodicidad de la modulación de los speckle.

En los lugares ocupados por los speckle individuales, se forman redes de índices cuyo espesor algunas veces coincide con el grosor del cristal y cuya orientación, según explicamos antes, depende fundamentalmente de la posición relativa de las aperturas en el plano de la pupila. Consideremos un par de speckle que coinciden espacialmente. El período de la modulación de los speckle, en primera aproximación, estará dado por $\Lambda = \frac{\lambda_w Z_C}{d}$. Notemos que los parámetros que determinan la naturaleza de volumen de los speckle, $S_{x,y}$ (diámetro medio) y S_z (longitud media), implican que un par de speckle coincidentes tienen una región de superposición (ver figura 3.11), dada por:

$$L_{speckle} = \begin{cases} S_z & \text{si } \theta_0 < \arctan \left(S_{xy} / S_z \right) \\ S_{xy} / \text{sen} \theta_0 & \text{en otro caso} \end{cases}$$

(3.37)

Donde $\theta_0 = d / 2Z_c$ es el ángulo de escritura.

En resumen, podemos asumir que en las regiones del cristal iluminadas por los granos de speckle, se presenta una modulación de la intensidad de perfil cosenoidal, o micro-redes de índice, con una profundidad que algunas veces coincide con el espesor del cristal.

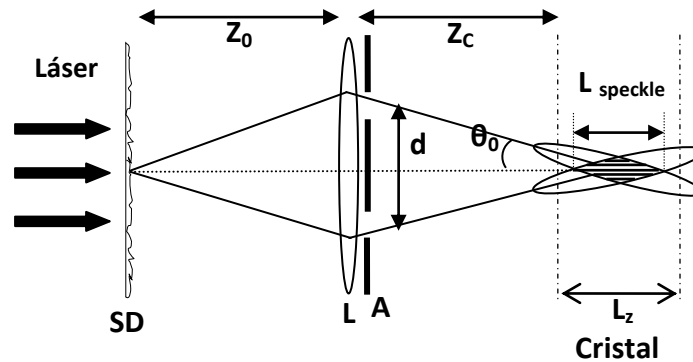


Figura 3.12: Profundidad de superposición de un par de speckle provenientes de un sistema de dos aberturas

Cuando se ilumine el cristal con un haz de lectura λ_R cada una de estas micro-redes difractará luz de acuerdo a lo descrito en la ecuación 3.32. con un espesor de red dado por la expresión:

$$L = \begin{cases} L_{speckle} & \text{si } L_{speckle} < L_z \\ L_z & \text{en otro caso} \end{cases} \quad (3.38)$$

Discutiremos brevemente las características geométricas del espectro de frecuencias de la luz difractada por estos registros.

Se supone entonces que el patrón de intensidad $I(X, Y)$ es almacenado por el cristal como una variación del campo espacial de cargas, la cual induce, a través del efecto electro-óptico lineal, una perturbación δn del índice de refracción.

En el proceso de lectura, incide sobre el cristal una onda plana con longitud de onda λ_R . Asumimos que el cambio de fase que sufre esta onda al cruzar el cristal es pequeño, debido a que $L_Z \delta n \ll \lambda_R$, siendo L_Z el espesor del cristal y δn la profundidad de la red de índices. Entonces puede demostrarse fácilmente [3.1] que la transmitancia de amplitud del cristal es proporcional a la distribución de intensidad incidente.

La observación de la luz difractada se realiza en el plano focal de una lente L_2 , colocada a una distancia f del cristal. Si la distribución de amplitud a la salida del cristal es proporcional a la intensidad del haz de registro, como acabamos de establecer, entonces en el plano de Fourier U-V la intensidad estará dada por:

$$I_f(U, V) = C \left| \int I(X, Y) \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda_R f} (XU + YV)\right) dX dY \right|^2 \quad (3.39)$$

en donde C es una constante que depende de la intensidad (uniforme) del haz de lectura. Por simplicidad esta constante será omitida en lo sucesivo.

Más aun, $I_f(U, V)$ puede ser descrita [3.31] como el módulo cuadrado de la función de auto-correlación:

$$I_f(U, V) = \left| \int TF(\chi, \zeta) TF^*(\chi - U, \zeta - V) d\chi d\zeta \right|^2 \quad (3.40)$$

en donde $TF(\chi, \zeta)$ es la transformada de Fourier de la amplitud compleja

$A(X, Y)$:

$$TF(\chi, \zeta) = \int A(X, Y) \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda_R f} (X\chi + Y\zeta)\right) dX dY \quad (3.41)$$

También $TF(\chi, \zeta)$ puede ser expresada como:

$$TF(\chi, \zeta) = P\left(-\chi \frac{Z_C}{f}, -\zeta \frac{Z_C}{f}\right) T\left(-\frac{\chi}{f'}, -\frac{\zeta}{f'}\right) \quad (3.42)$$

en donde:

$$T\left(-\frac{\chi}{f'}, -\frac{\zeta}{f'}\right) = \int A_0(x, y) \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda_R f'} (X\chi + Y\zeta)\right) dx dy \quad (3.43)$$

representa la transformada de Fourier de la amplitud compleja en el plano del difusor y $f' = f Z_0 / Z_C$.

Puesto que el difusor esparce la luz en un cono muy ancho, su frecuencia de corte es mucho mayor que el ancho límite impuesto por la pupila, cuyo valor es $(f/2Z_C)(d+D)$. Entonces, para este análisis, podemos asumir que el espectro de frecuencias del difusor es aproximadamente uniforme. Al reemplazar la función

$T\left(-\frac{\chi}{f'}, -\frac{\zeta}{f'}\right)$ por un valor constante en la Ecuación (3.42), la Ecuación (3.40) se

reduce a la auto-correlación de la función pupila del sistema, que en este caso consta de tres distribuciones de speckle, el orden cero y dos órdenes difractados simétricamente localizados respecto a éste. Todos los órdenes tienen el mismo ancho espectral, determinado por el diámetro D de las aperturas de la pupila y en la medida en que D aumente, más altas serán las componentes de frecuencia admitidas por las aperturas.

Concretamente, cada uno de los órdenes ocupa una región circular del plano de Fourier cuyo diámetro es $D' = (2f/Z_C)(\lambda_R/\lambda_w)D$. La línea que une los centros de

los órdenes difractados forma un ángulo α con el eje U, es decir, es paralela a la línea que une los centros de las aperturas de la pupila. La separación entre los centros de los órdenes difractados es $d' = (2f/Z_C)(\lambda_R/\lambda_W) d$, siendo d la distancia entre los centros de las aperturas de la pupila.

3.6. BIBLIOGRAFÍA

- [3.1] H. J. Tiziani, K. Leonhardt y J. Klenk, "Real-time displacement and tilt analysis by a speckle technique using Bi₁₂SiO₂₀ crystals", Opt. Commun. **34**, N° 3 (1980) 327-331.
- [3.2] K. Nakagawa y T. Minemoto, "Improvement of Young's fringes' visibility in speckle photography by use of BSO-PROM Device", Opt. Commun. **70**, N° 4 (1989) 288-292.
- [3.3] K. Nakagawa, T. Takatsuji y T. Minemoto, "Measurement of the displacement distribution by speckle photography using a BSO crystal", Opt. Commun. **76**, N° 3,4 (1990) 206-212.
- [3.4] N. A. Kornev y S. I. Stepanov, "Dynamic self-diffraction of laterally vibrating speckle patterns in photorefractive crystals", Optik **91**, N° 2 (1992) 61-65.
- [3.5] A. Kumar, K. Kamra y K. Singh, "In-plane displacement measurement using objective speckles in photorefractive two-beam coupling: effect of multiple exposures", Opt. Commun. **126**, N° 1,2,3 (1996) 135-142.
- [3.6] L. Angel, M. Tebaldi, R. Henao, A. Tagliaferri, M. Trivi, N. Bolognini y R. Torroba, "Phase-stepping technique with an electro-optic crystal in digital speckle pattern interferometry", Opt. Commun. **149** (1998) 235-238.
- [3.7] M. Tebaldi, L. Angel, M. del C. Lasprilla y N. Bolognini, "Image multiplexing by speckle in a BSO crystal", Opt. Commun. **155** (1998) 342-350.
- [3.8] M. Tebaldi, L. Angel y N. Bolognini, "Features on photorefractive registered speckles" en Optics & optoelectronics. Theory, devices and applications, O P. Nijhawan, A. P. Gupta, A. K. Musla, K. Singh eds., Narosa Publishing House, New Delhi (1999) 393-398.

- [3.9] P. Yeh, Introduction to photorefractive nonlinear optics, John Wiley & Sons, New York (1993).
- [3.10] M. Born y E. Wolf, Principles of optics, 6^a ed. , Pergamon Press, New York (1983) p. 666.
- [3.11] E. Hecht y A. Zajac, Optica, Fondo Educativo Interamericano, Bogotá (1977).
- [3.12] A. Marrakchi, R. V. Johnson y A. R. Tanguay, Jr., "Polarization properties of photorefractive diffraction in electrooptic and optically active sillenite crystals (Bragg regime)", J. Opt. Soc. Am. B **3**, N^o 2 (1986) 321-336.
- [3.13] M. Tebaldi, Tesis doctoral, "Estudio de un conversor óptico fotorrefractivo y sus aplicaciones", Universidad Nacional de La Plata, La Plata (1998) Cap. 3.
- [3.14] S. Mallick, D. Rouède y A. G. Apostolidis, "Efficiency and polarization characteristics of photorefractive diffraction in a $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystal", J. Opt. Soc. Am. B **4**, N^o 8 (1987) 1247-1259.
- [3.15] G. S. Landsberg, Optica, Mir, Moscú, 1976, T. 2, p. 122.
- [3.16] J. P. Huignard y P. Günter, "Optical processing using wave mixing in photorefractive crystals" en Photorefractive materials and their applications II, P. Günter y J. P. Huignard eds., Springer-Verlag, Berlín (1989).
- [3.17] T. J. Hall, R. Jaura, L. M. Connors y P. D. Foote, "The photorefractive effect - a review", Prog. Quant. Electr. **10** (1985) 77-146.
- [3.18] F. S. Chen, "Optically induced change of refractive indices in LiNbO_3 and LiTaO_3 ", J. Appl. Phys. **40**, N^o 8 (1969) 3389-3396.
- [3.19] J. J. Amodei, "Electron diffusion effects during hologram recording in crystals", Appl. Phys. Letters **18**, N^o 1 (1971) 22-24.
- [3.20] S. L. Hou, R. B. Lauer y R. E. Aldrich, "Transport processes of photoinduced carriers in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ", J. Appl. Phys. **44**, N^o 6 (1973) 2652-2658.
- [3.21] R. B. Lauer, "Electron effective mass and conduction-band effective density of states in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ", J. Appl. Phys. **45**, N^o 4 (1974) 1794-1796.

- [3.22] D. von der Linde, A. M. Glass y K. F. Rodgers, "High-sensitivity optical recording in KTN by two-photon absorption", *Appl. Phys. Letters* **26**, N° 1 (1975) 22-24.
- [3.23] M. P. Petrov, A. V. Khomenko, V. I. Berezkin y M. V. Krasinkova, "Optical information recording in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ", *Ferroelectrics* **22** (1978) 651-652.
- [3.24] J. P. Herriau, J. P. Huignard y P. Aubourg, "Some polarization properties of volume holograms in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals and applications", *Appl. Opt.* **17**, N° 12 (1978) 1851-1852.
- [3.25] N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin y V. L. Vinetskii, "Holographic storage in electrooptic crystals", *Ferroelectrics* **22** (1979) 749-764.
- [3.26] G. C. Valley y M. B. Klein, "Optimal properties of photorefractive materials for optical data processing", *Opt. Engineering* **22**, N° 6 (1983) 704-711.
- [3.27] H. Kogelnik, "Coupled wave theory for thick hologram gratings", *The Bell System Technical Journal* **48**, N° 9 (1969) 2909-2947.
- [3.28] J. V. Alvarez-Bravo, N. Bolognini y L. Arizmendi, "Cross-talk in multiplexed holograms using angular selectivity in LiNbO_3 ", *Optical Materials* **4** (1995) 414-418.
- [3.29] J. V. Alvarez-Bravo, N. Bolognini y L. Arizmendi, "Experimental study of the angular selectivity of volume phase holograms stored in LiNbO_3 ", *Appl. Phys. B* **62** (1996) 159-164.
- [3.30] **Martha Molina**, Vladimir Jerez, María del Carmen Lasprilla, "Eficiencia de Difracción del Registro de Redes Holográficas en Cristales Fotorrefractivos (BTO)". *Revista Colombiana de Física* (en revisión)
- [3.31] E. D. Vanidhis y J. Spyridelis, "An image multiplexing method, through internal modulation of speckle patterns", *Optik* **61**, N° 2 (1982) 195-208.
- [3.32] E. Voit, "Anisotropic Bragg diffraction in photorefractive crystals, en *Electro-optic and photorefractive materials*, Ed. P. Günter, Springer Proceedings in Physics **18**, 246, Springer Verlag, Berlin (1987).

- [3.33] J.V. Alvarez Bravo, Tesis doctoral: "Almacenamiento holográfico de información en materiales fotorrefractivos: condiciones experimentales", Universidad Autónoma de Madrid, Madrid (1995).
- [3.34] J. V. Alvarez- Bravo, N. Bolognini, L. Arizmendi, Cross-talk in multiplexed holograms using angular selectivity in LiNbO₃, Opt. Materials, **4**, 414 (1995)
- [3.35] M. Tebaldi, A. Lencina, N. Bolognini, Analysis and applications of the speckle patterns registered in a photorefractive BTO crystal, Opt. Commun. 202 (2002) 257-270.
- [3.36] A. Salazar, M. Tebaldi, N. Bolognini, Analysis of high frequency modulated speckle in a BSO crystal, Opt. Commun. 223 (2003) 1-9.
- [3.37] A. Salazar, M. Tebaldi, N. Bolognini, Experimental study of volume speckle in four-wave mixing arrangement, Opt. Commun. 221 (2003) 249-256.
- [3.38] L. Angel, Tesis doctoral, "Estudio de distribuciones de speckle modulados y sus aplicaciones", Universidad Nacional de La Plata, La Plata (2000) Cap. 3.

4. OPTIMIZACIÓN DEL ESQUEMA EXPERIMENTAL PARA EL REGISTRO DE SPECKLE GENERADOS A PARTIR DE SUPERFICIES REFLECTO-DIFUSORAS

4.1. INTRODUCCIÓN

No existen trabajos de registro de speckle en medios fotorrefractivos que empleen superficies reflecto difusoras. Algunos cristales silenitas como el BSO se han empleado para medidas de desplazamiento y rotaciones de superficies difusoras[4.1]; también en el análisis de vibraciones en tiempo quasi-real a través del registro en un cristal BSO de patrones de speckle promediados en el tiempo [4.2]. En otro trabajo se utilizó una lámina de BSO en configuración PROM (Pockel's Readout Optical Modulator) [4.3] para el registro de specklegramas. Se investigó como la visibilidad de las franjas de Young se modifica cuando se varía la diferencia de potencial aplicado al dispositivo BSO-PROM. El estudio se realizó cuando se usa el dispositivo para medidas en tiempo real de pequeños desplazamientos y deformaciones.

Cabe señalar que las distribuciones de speckle tienen naturaleza 3D. Entonces, esta naturaleza 3D debe ser tenida en cuenta cuando almacenamos en un medio de volumen. Esta característica fue confirmada teórica y experimentalmente pero analizando la eficiencia de difracción [4.4, 4.5] y la reflectividad de conjugación de fase de los speckle modulados 3D [4.6]; en un análisis comparativo con la holografía de volumen en geometría de transmisión.

En Refs. [4.4-4.7] se verificó la dependencia de la eficiencia de difracción con las características volumétricas del speckle. En ese sentido, en Refs. [4.8-4.9] se propusieron técnicas de registro en cristales BSO basadas en la modulación de

distribuciones de speckle para el almacenamiento de múltiples imágenes, operaciones lógicas XOR y AND entre imágenes y desplazamientos en el plano.

En los trabajos previos de metrología speckle que involucran objetos difusores reflectantes la geometría de registro presentan la limitación de una considerable pérdida de energía tanto de la fuente cuanto del objeto difusor, dado que es usual emplear divisores de amplitud. Por ese motivo en el trabajo se propone estudiar el empleo de una alternativa al elemento divisor de amplitud. Luego, utilizando esta variante en el arreglo experimental, se analizó el registro y reconstrucción de speckle modulados generado por objeto reflecto-difusor. Cabe resaltar que en condiciones de compromiso entre los diferentes parámetros de ajuste (diámetro D y separación de pupilas d , Z_c distancia imagen), el número de franjas por speckle (N_{sp}) cambia entre 1.4 y 3.3. franjas por speckle. Se comprueba que el esquema alternativo conduce a una respuesta de la eficiencia de difracción tan buena como aquella obtenida en trabajos previos para el esquema de transmisión [4.4 - 4.9].

En primer lugar definiremos el arreglo experimental y el tipo de pupilas empleado. Mostramos entonces que la modulación interna de los speckle individuales en el plano imagen puede interpretarse en términos de la superposición de un conjunto de redes elementales, de perfil cosenoidal y modulaciones diversas, cuyo período y orientación están determinadas por las propiedades geométricas de la pupila.

Debemos concentrarnos en el estudio de las características de los registros de patrones de speckle modulados generados por superficies reflecto-difusoras en medios fotorrefractivos, porque se trata de un tema que ha sido pasado por alto y además, porque utilizaremos extensivamente este tipo de registros en el marco de la aplicación propuesta. Nos remitiremos principalmente al uso de cristales BSO, pues son éstos los empleados en las experiencias.

En la sección 4.2 se discute las propiedades del registro fotorrefractivo de patrones de speckle modulados de baja frecuencia de un objeto reflecto-difusor y las condiciones de observación del campo difractado, en la sección 4.3. Allí se estudia la naturaleza de volumen de tales registros, haciendo un paralelo con la holografía de volumen en medios fotorrefractivos y se investiga la influencia de la aplicación de un campo eléctrico externo y la relevancia de la orientación relativa de este campo respecto a la dirección de las redes de índices que modulan los speckle individuales, de igual manera, se estudia la dependencia del campo difractado con respecto al tamaño del cristal y los parámetros geométricos de la pupila. En esta sección se reportan diversas evidencias experimentales que apoyan nuestros supuestos. En la sección 4.4. se definen los parámetros a ser seleccionados, en términos de lograr un compromiso que mantenga buenos valores de eficiencia para la aplicación propuesta en el capítulo 5.

4.2. PROPIEDADES DEL REGISTRO FOTORREFRACTIVO DE LOS PATRONES DE SPECKLE MODULADOS CON BAJA FRECUENCIA DE UN OBJETO REFLECTO-DIFUSOR

4.2.1. Proceso de registro. En esta propuesta, el esquema experimental utilizado para el registro de speckle modulados de baja frecuencia de superficies reflecto-difusoras, incluye un espejo de primera superficie reemplazando a un divisor de amplitud. En el esquema de la Figura 4.1, se observa el arreglo experimental de la etapa de registro.

Para el proceso de registro en el cristal BSO, se empleo una longitud de onda proveniente de un láser Nd YAG doblado, continuo, que emite en 532 nm, con una potencia de 100 mW, debido a la alta sensibilidad del cristal en la región azul-verde del espectro; el cual es expandido y direccionado a la superficie difusora bajo análisis. El haz expandido pasa por el orificio realizado en el espejo de primera superficie sin producir efectos de difracción de bordes. La lente L_1 de

distancia focal 260 mm, forma una imagen de la superficie difusora en el volumen del cristal fotorrefractivo. La distancia entre la lente y el cristal es $Z_C = 440\text{mm}$ y la distancia entre el difusor y la lente es $Z_0 = 636\text{mm}$. Esta selección de distancias se realiza con el fin de establecer un compromiso entre el tamaño del objeto, el cristal y del speckle dentro del cristal. Las direcciones del cristal $\langle 110 \rangle$, $\langle 001 \rangle$ y $\langle 110 \rangle$ coinciden con los ejes xyz siendo las dimensiones del mismo L_x , L_y y L_z , respectivamente. Se utilizaron cristales con $L_x = L_y = 10\text{mm}$ y espesores L_z diversos, entre 1 y 10mm. En el plano $u-v$, delante de la lente L_1 , se coloca una pupila con doble abertura formada por dos orificios idénticos A_1 y A_2 de diámetro D , cuyos centros $C_1(u_1, v_1)$ y $C_2(u_2, v_2)$ están separados una distancia d . Las aberturas están simétricamente colocadas con respecto al eje del sistema, es decir $u_2 = -u_1$ y $v_2 = -v_1$. El espejo se ubica de manera que la intersección entre el eje que une el láser y el difusor y el eje del sistema óptico se encuentre en el centro del orificio del espejo.

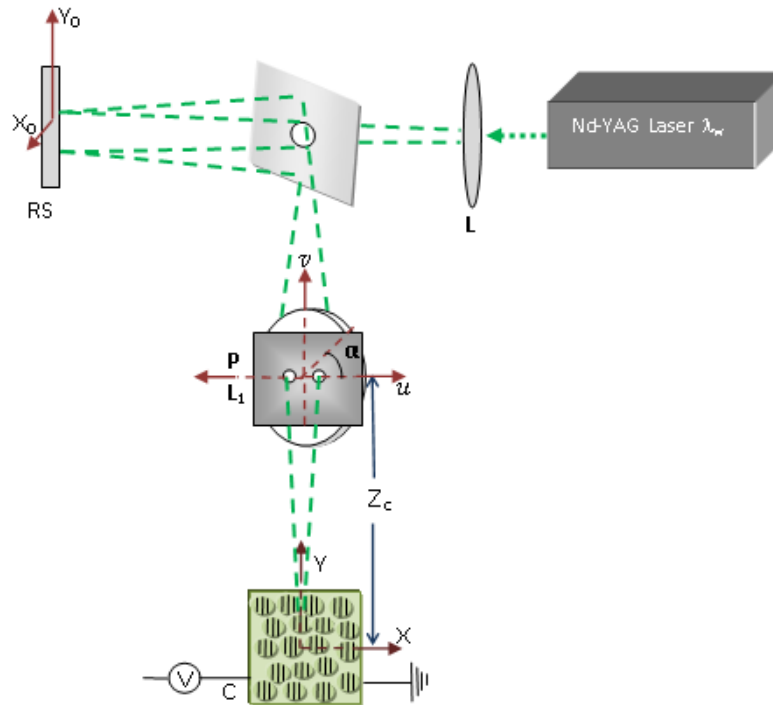


Figura 4.1: Esquema experimental del proceso de registro (P: mascara con doble abertura; L1; L: objetivo de microscopio; RS: superficie difusora)

En el cristal se registran las distribuciones de speckle provenientes de la pupila P a través de las aperturas A_1 y A_2 las cuales no están correlacionadas entre sí. Las amplitudes de las ondas que pasan a través de cada abertura son estadísticamente independientes debido a que las componentes del espectro angular de la luz dispersada que pasan por cada abertura son diferentes. El patrón de speckle sobre el cristal BSO resulta de la interferencia de las mencionadas distribuciones, ya que la iluminación es coherente.

En todas las experiencias, $Z_c = 440 \text{ mm}$ y el diámetro oscila entre $1\text{mm} \leq D \leq 4\text{mm}$, de modo que la profundidad promedio de los granos de speckle está dada por: $S_z \approx \lambda_w Z_c^2 / D^2 \geq 6.4\text{mm}$ (ver tabla 4.1.) La profundidad media del speckle imagen supera en la mayoría de los casos el espesor del cristal. En el esquema específico seleccionado se puede para la profundidad de los granos de speckle registrados tener en cuenta el espesor L_z [4.4, 4.10]. La naturaleza estadística del proceso, hace que en lo que sigue consideremos valores promedios en los observables experimentales. Así consideraremos los valores promedios en las dimensiones de los speckle modulados los cuales surgen de realizar las operaciones de correlación de las distribuciones de speckle. Más adelante consideraremos el período espacial de las franjas moduladoras de los speckle y el número de franjas por grano. También consideraremos en este caso valores promedios.

Tabla 4. 1: Diámetro y profundidad promedio de los granos de speckle en función diámetro aberturas de la pupila

D (mm)	1.00	1.50	1.75	2.25	2.65	3.00	3.10	3.50	4.00
S_x(mm)	0.23	0.15	0.13	0.10	0.09	0.08	0.07	0.06	0.05
S_z(mm)	102.9	45.7	33.6	20.3	14.66	11.4	10.7	7.9	6.4

Considérese un par de granos de speckle asociado, cada uno, a aperturas distintas; sus fases son constantes y son coherentes. Por lo tanto, los granos de speckle coincidentes espacialmente están modulados por franjas, siendo su período espacial:

$$\Lambda = \frac{Z_c \cdot \lambda_w}{d}$$

(4.1)

Estos granos de speckle se hallan modulados por un sistema de franjas (cosenoidal) perpendicular a la línea que une los centros de las aberturas y cuyo período medio Λ está dado por la Ecuación (4.1). En nuestro caso, $16.3\mu\text{m} \leq \Lambda \leq 53.8\mu\text{m}$. El diámetro promedio de los granos de speckle $S_x = S_y \approx 1.2\lambda_w Z_c / D$ es $58.5\mu\text{m} \leq S_x \leq 234.1\mu\text{m}$.

Note que en ningún caso el período medio de las franjas supera las dimensiones transversales (promedio) de los speckle. En la mayoría de los casos se ajusta los parámetros experimentales para obtener tres franjas por grano de speckle, pero es importante resaltar, como se verá en los próximos análisis, que se obtiene una eficiencia considerable con 1.4 franjas por grano de speckle (ver tabla 4.2). De este modo, se obtiene en el cristal BSO una imagen modulada por speckle, el cual a su vez está modulado por franjas.

Como fue mencionado, la lente L_1 forma la imagen de la transparencia en el plano del cristal. La distribución de intensidad recibida por el cristal está dada por la ecuación 3.33 y 3.34.

Tabla 4. 2 Número de Franjas por speckle en condiciones experimentales en términos del diámetro y separación de las pupilas ($Nfs=D/d$)

D (mm) d(mm)	4.35	5.35	6.35	7.35	8.85	9.85	11.35
1.50	2.90	3.56	4.23	4.90	5.90	6.56	7.56
1.75	2.48	3.05	3.62	4.20	5.05	5.62	6.48
2.25	1.93	2.37	2.82	3.26	3.93	4.37	5.04
2.65	1.64	2.01	2.39	2.77	3.33	3.71	4.28
3.00	1.45	1.78	2.11	2.45	2.95	3.28	3.78
3.10	1.40	1.72	2.04	2.37	2.85	3.17	3.66
3.60	1.20	1.48	1.76	2.04	2.45	2.73	3.15
4.00	1.08	1.33	1.58	1.83	2.21	2.46	2.83

Los puntos (u_1, v_1) y $(-u_1, -v_1)$ pertenece a la circunferencia $u^2 + v^2 = \left(\frac{d}{2}\right)^2$.

Además, $u_1 = \frac{d}{2} \cdot \cos\alpha$ y $v_1 = \frac{d}{2} \cdot \text{sen}\alpha$ siendo α el ángulo formado entre la línea que une los centros de las aberturas y el eje u (ver Figura 4.1).

En este punto, es necesario detallar el mecanismo de registro de la distribución de intensidad recibida por el cristal. Una diferencia de potencial V es aplicada entre las caras $(\bar{1}10)$ y $(1\bar{1}0)$ del cristal (para todos los casos), las cuales están separadas una distancia L_x . La distribución de intensidad $I(x, y)$ genera fotocargas las cuales por el mecanismo de arrastre ó "drift" (debido al campo externo $E_{ext} = \frac{V}{L_x}$) se trasladan de las regiones altamente iluminadas a las menos iluminadas, donde son atrapadas. El campo aplicado está en el rango entre 1 y 10 kV (típicamente 7kV), en donde el campo de difusión debido al rango en el que se

encuentra el período de las franjas moduladoras de los granos de speckle (16-54 micrones), es despreciable y por lo tanto, predomina el campo externo aplicado, (ver ec. 3.28). La generación de cargas es proporcional a la distribución de iluminación de entrada. Las cargas atrapadas crean un campo de carga espacial el cual, parcialmente compensa al campo externo. Produciéndose así, un campo interno resultante en cada punto y el sistema finalmente llega a una situación estacionaria (sección 3.3)

De este modo, la distribución de intensidad $I(x,y)$ es registrada como una distribución espacial de campo eléctrico, el cual induce a través del efecto electro-óptico lineal, la correspondiente variación del índice de refracción. Por lo tanto, la distribución de entrada queda registrada en el cristal en términos de la variación de índice de refracción (sección 3.2.3).

4.2.2. Proceso de reconstrucción

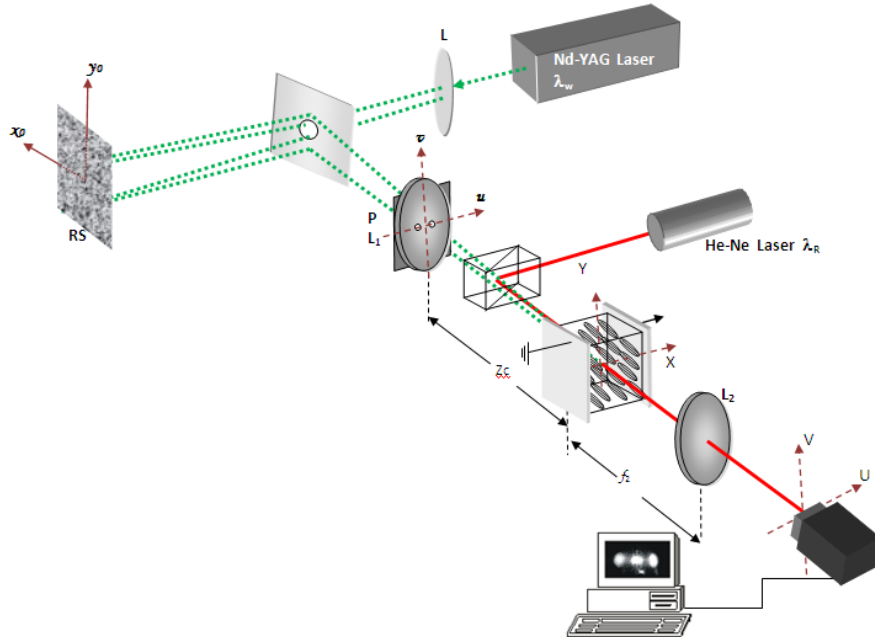


Figura 4.2: Esquema experimental para el registro fotorrefractivo de speckle modulado y para la observación del campo difractado por los registros. RS: Difusor-reflector; L1 y L2: Lentes; P: Pupila; BS: Divisor de haz; ZC: Distancias imagen, respectivamente; f: Distancia focal de la lente L2

Si se ilumina el cristal uniformemente con una longitud de onda para la cual el cristal es sensible, la información registrada se borra debido a la relajación del campo de carga espacial. Por esta razón, en la etapa de lectura se utiliza un haz expandido y colimado de baja intensidad proveniente de un láser de He-Ne de longitud de onda $\lambda_R = 632,8nm$ fuera de la región de fotoconductividad del cristal. La diferencia en la eficiencia del fenómeno fotorrefractivo para las longitudes de onda de registro y de lectura puede apreciarse claramente al comparar los valores de los coeficientes de absorción respectivos: para el haz de escritura $\alpha_w = 2cm^{-1}$ y para el haz de lectura $\alpha_R = 0.28cm^{-1}$. Por lo tanto, ambos procesos pueden realizarse sin que el haz de lectura degrade la información almacenada en el cristal, y sin que exista necesariamente la relajación del campo de carga espacial.

La observación se realiza en el plano focal (U-V) mediante la lente convergente L_2 de distancia focal f . Es decir, se realiza la transformada de Fourier de la imagen almacenada y reconstruida. La distribución de intensidad en dicho plano es la expresión de la ecuación 3.39[4.1]:

Esta intensidad también puede ser escrita como la autocorrelación de la amplitud compleja $A(x, y)$ recibida por el cristal, ver ecuación 3.40

El espectro $I_F(U, V)$ contiene frecuencias espaciales que portan la información de entrada. Teniendo en cuenta la Ec. (3.42), la intensidad en dicho plano, consistirá de tres distribuciones de speckle, circulares, todas del mismo ancho espectral, determinado por el diámetro D de cada abertura. En la medida que este aumente, el sistema admitirá frecuencias componentes más altas.

4.3. CONDICIONES DE OBSERVACIÓN DEL CAMPO DIFRACTADO

Es importante estudiar las características de los speckle modulados por franjas registrados en un cristal BSO. Para ello, se considerará la naturaleza en volumen del registro del speckle.

A partir de las experiencias realizadas, cuando se observa en el plano de Fourier la difracción del haz de lectura, se evidencia un comportamiento similar al que corresponde a un holograma de volumen. Es por ello que los resultados experimentales detallados en las Secciones 4.3.2 hasta la 4.3.5 son analizados en términos de la difracción correspondiente a hologramas de volumen por transmisión. Estos aspectos se revisan en la siguiente sección.

Teniendo en cuenta la expresión para el cálculo de la eficiencia de difracción

de una red:
$$\eta = \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + \left(\frac{\xi}{2}\right)^2} \text{sen}^2 \left(L_z \sqrt{\kappa^2 + \left(\frac{\xi}{2}\right)^2} \right) \text{ donde } \kappa = \frac{\pi \cdot n \cdot \delta n}{\lambda_R \cdot \sqrt{n^2 - \text{sen}^2(\theta_0)}} \text{ es}$$

la constante de acoplamiento y $\xi = K \left(\frac{\cos(\theta_0)}{\sqrt{n^2 - \text{sen}^2(\theta_0)}} \right) \Delta\theta$ es el modulo del vector

"off Bragg"; λ_R es la longitud de onda de lectura, n es el índice de refracción en la longitud de onda λ_R , L_z es el espesor del cristal, $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$, θ_0 es el ángulo de Bragg

en el proceso de registro medido fuera del cristal y $\Delta\theta$ es el apartamiento del ángulo de Bragg en la etapa de lectura; se presentan varias curvas teóricas de la eficiencia de difracción en función de la desviación angular de la condición de Bragg según: diferentes ángulos de registro θ_0 , en la figura 4.3; cristales de espesores diferentes, figura 4.4; y para valores diferentes de δn (ec. 3.28), en la figura 4.5; considerando datos experimentales para $\theta_0, L_z, \text{ y } \delta n$. El comportamiento es el esperado: cuanto mayor sea el ángulo de registro y el

espesor del cristal, más restrictivo angularmente resulta el holograma. Para el primer caso debido a que se aparta más de la condición de Bragg. Con respecto al espesor, la región de solapamiento es mayor dentro del cristal, es decir, la red de índice es mayor.

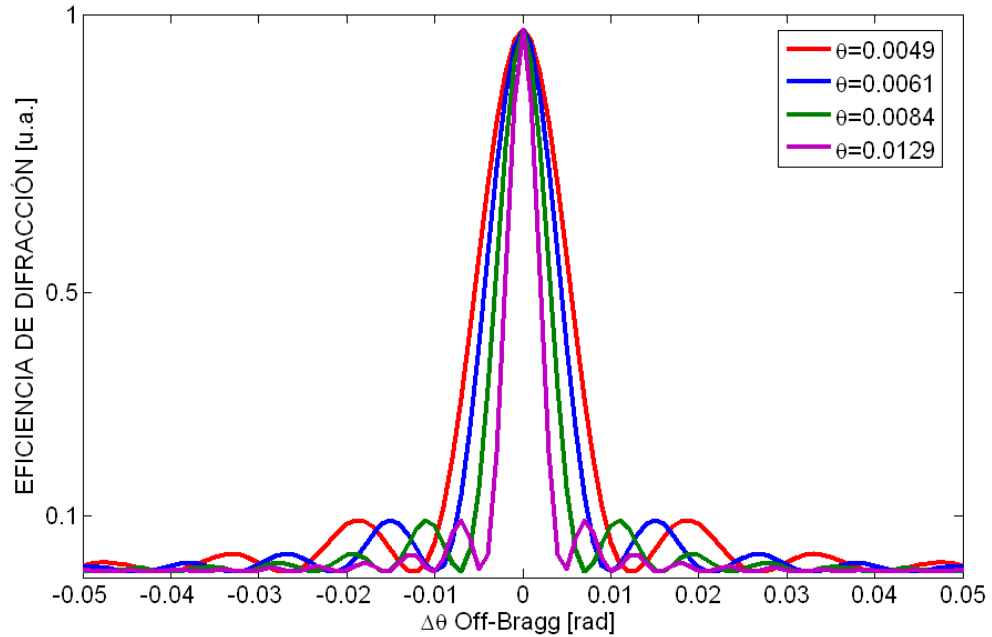


Figura 4.3: Comportamiento de la eficiencia de difracción en función de la desviación angular para $\lambda_{lectura} = 632,8nm$, $\lambda_{registro} = 532nm$, $\delta n = 2,83 \times 10^{-5}$, $n = 2,53$, $L_z = 10mm$ y diferentes valores del ángulo de registro θ .

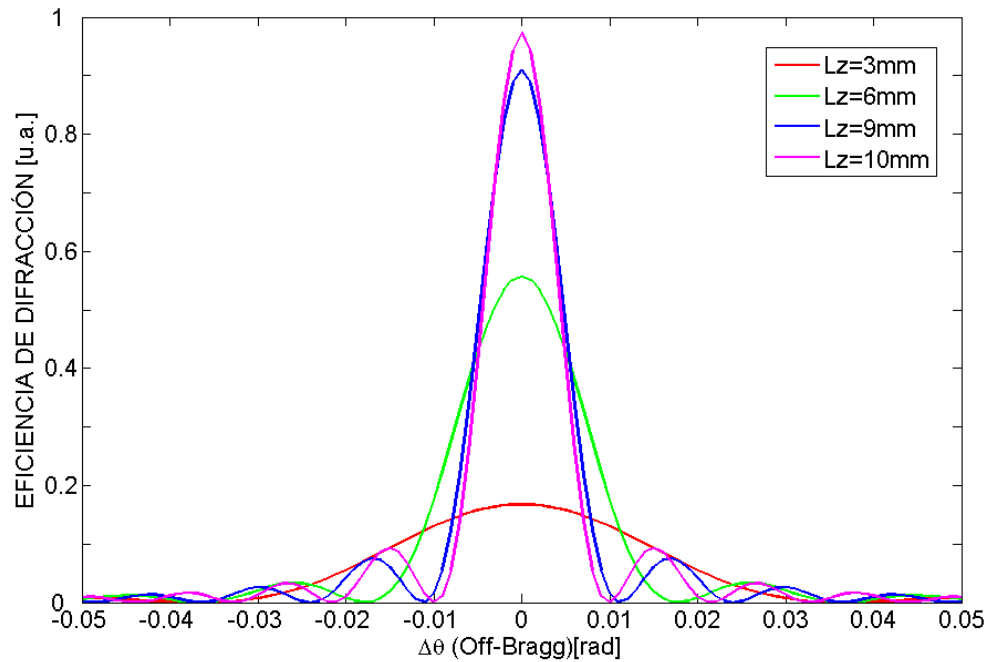


Figura 4.4: Comportamiento de la eficiencia de difracción en función de la desviación angular para: $\lambda_{lectura} = 632,8\text{nm}$, $\lambda_{registro} = 532\text{nm}$, $\delta n = 2,83 \times 10^{-5}$, $n = 2,53$, ángulo de registro $\theta = 0,008\text{ rad}$ y diferentes espesores de cristal.

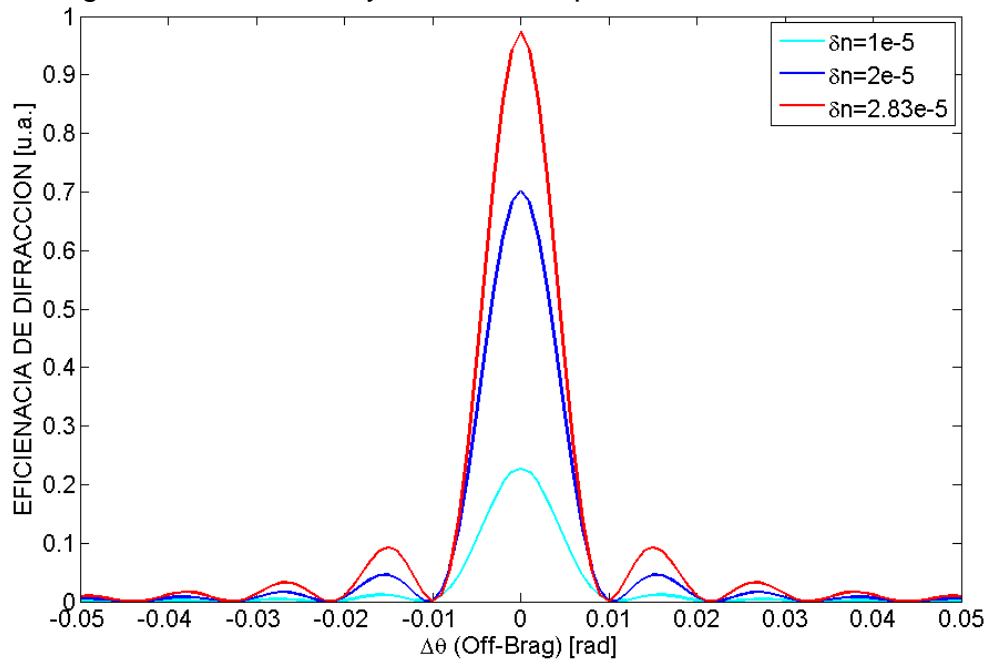


Figura 4. 5: Comportamiento de la eficiencia en función de la desviación angular para: un cristal de 2mm de espesor, un ángulo de registro $\theta = 0,008\text{rad}$, $\lambda_{lectura} = 632,8\text{nm}$, $\lambda_{registro} = 532\text{nm}$, $n = 2,53$, y diferentes valores de δn .

La variación de índices para el caso de bajas frecuencias depende directamente del campo externo aplicado, al imperar el proceso “drift” con respecto al de difusión en términos de la generación del campo de cargas espaciales, quien es responsable de la creación de la red de índice en el cristal.

4.3.1. Selectividad de los registros de speckle modulados. En la sección anterior fue enfatizado el comportamiento angular selectivo que muestran las redes de volumen y se analizó la eficiencia de difracción en términos de los parámetros experimentales. Es de interés entonces investigar en referencia a dicho comportamiento las evidencias de la naturaleza de volumen de las distribuciones de speckle estudiadas en las secciones 3.5.1, 3.5.2.

Allí se detalló el proceso de registro en un cristal fotorrefractivo, de speckle modulados por franjas de interferencia, según el arreglo experimental de la Figura 4.2. El registro en el cristal se produce como variaciones en el índice de refracción que replican la distribución de intensidad luminosa recibida.

En referencia a la Figura 4.2, es claro que la línea que une los centros C_1 y C_2 de la pupila $P(u, v)$ es perpendicular a las franjas de interferencia que modulan a cada grano de speckle.

La profundidad del grano de speckle puede ser reemplazada por el espesor del cristal, cuando ésta sea mayor que L_z , como se estudio en la sección 3.5.2, ecuaciones 3.37 y 3.38.

Considérese, que la red de vector de onda \vec{K} registrada en el cristal es leída mediante un haz colimado de longitud de onda λ_R (haz de lectura).

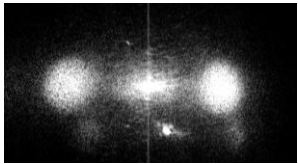
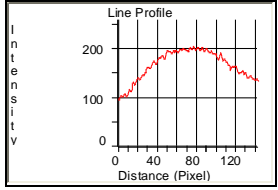
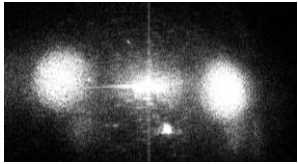
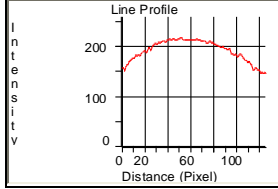
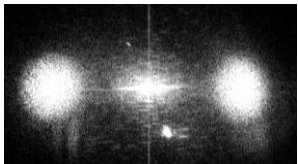
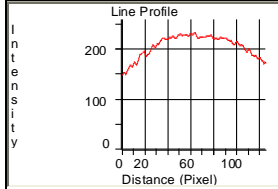
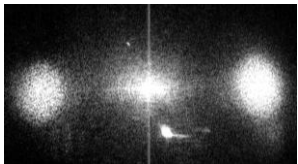
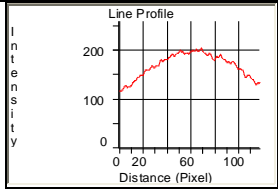
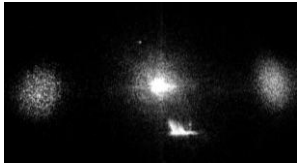
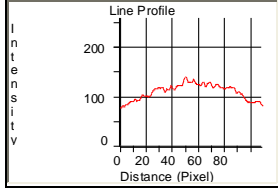
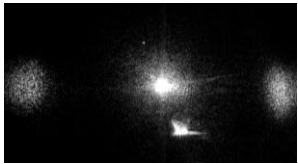
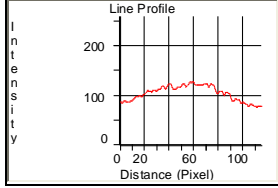
d	Patrón de Difracción	Perfil de intensidad
5.35 mm		
6.35 mm		
7.35 mm		
8.85 mm		
9.85 mm		
11.35 mm		

Figura 4. 6: Órdenes difractados para diferentes separaciones **d** entre aberturas en geometría de reconstrucción fija y perfil de intensidad correspondiente a uno de los órdenes laterales. Dimensiones del Cristal 10x10x10mm, $Z_c=440\text{mm}$, $D=2.65\text{mm}$, $E_{\text{ext}}=7\text{Kv}$

Para esta red, el ángulo de Bragg es $\theta = \frac{\lambda_R}{\lambda_V} \frac{d}{2Z_C}$, medido respecto al eje z. Sin

embargo, considérese que la reconstrucción se realiza con el haz incidiendo según el eje z, es decir normal a la cara del cristal, como se muestra en la Figura 4.2. Nótese, que esta es la configuración usualmente utilizada si el medio de registro es plano. En ese sentido, es de interés analizar esta situación, no obstante que la condición de Bragg no se cumple. En este caso, la desviación de la condición de Bragg $\Delta\theta$ esta dado por $\Delta\theta=\theta$.

Según el análisis de la Sección 3.4.2, la eficiencia de difracción asociada a cada grano de speckle debe expresarse de acuerdo a la ecuación 3.32.

La Figura 4.6 muestra la distribución luminosa en el plano de Fourier en la etapa de reconstrucción en el caso de incidencia normal al cristal. En esta experiencia se empleo un cristal BSO de 10mm x 10mm x 10mm y se le aplico un campo externo de 7kV/cm. En este caso el diámetro de las aberturas D se fijo en 2.65 mm y la distancia imagen en 440 mm. También se puede observar, como en el caso de un holograma de volumen, que a medida que aumenta la separación entre las aberturas de la pupila, se produce una disminución en la eficiencia de difracción. Los “spots” laterales representan los órdenes de difracción bajo estudio. En estas condiciones el parámetro off-Bragg toma el mismo valor para ambos órdenes. En la Figura 4.6 se observa que a una separación menor entre las aberturas le corresponde una mayor intensidad en los órdenes de difracción que se corresponde con un valor menor en el respectivo parámetro off-Bragg. Para verificar la validez de la Ec. (3.24) se analizó la distribución de intensidad en el plano focal de la lente L_2 (plano de Fourier) en términos de distintas situaciones experimentales.

Nótese que aumentar la separación entre las aberturas equivale a aumentar el ángulo de Bragg de registro dado por: $\theta_0 = \frac{d}{2Z_C}$ y en la reconstrucción bajo incidencia normal mostrada en la Figura 4.6 es evidente que el apartamiento de la condición de Bragg esta dada por $\Delta\theta = \frac{\lambda_R}{\lambda_V} \frac{d}{2Z_C}$. Así, el comportamiento de la eficiencia de difracción coincide con aquel descrito en la Figura 4.3, calculado a partir de la Ec. (3.32).

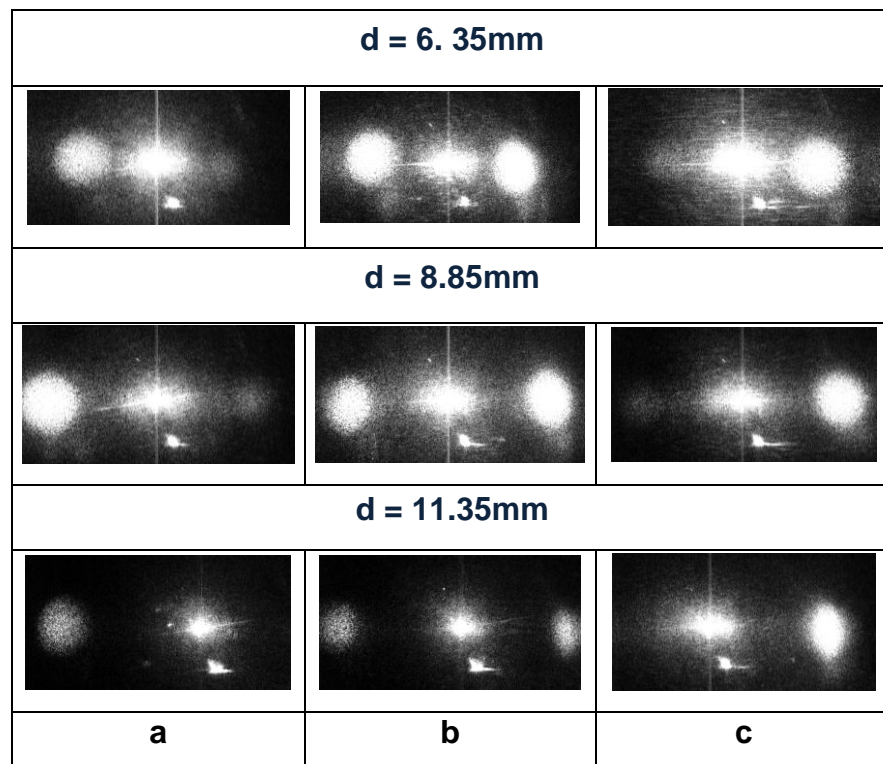


Figura 4.7: Intensidad difractada para diferentes direcciones del haz de reconstrucción ($L_z=10$ mm, $D=2.65$ mm , $E_{ext} = 7$ Kv, para separaciones de aberturas de: 6.35 mm, 8.85 mm y 11.35 mm).

La marcada dependencia de la eficiencia de difracción con el ángulo de lectura también se muestra en la Figura 4.7. Allí, se muestran tres patrones de difracción correspondientes a un mismo registro, obtenidos bajo condiciones de lectura distintas. En a) y c) el haz de lectura ha sido dirigido de modo que el ángulo de

incidencia coincide con el ángulo de Bragg, optimizando de este modo la eficiencia de difracción para uno de los órdenes difractados (± 1). La intensidad del otro orden prácticamente cae a cero, poniendo de relieve la naturaleza de volumen del registro. En b) el haz de lectura incide perpendicularmente sobre el cristal (en la dirección del eje óptico). En este caso la reconstrucción de cada orden difractado se realiza fuera de la condición de Bragg ($\Delta\theta = \pm\theta_b$), con lo cual la eficiencia de difracción disminuye apreciablemente. Si el registro fuese plano ello no ocurriría.

La figura 4.8 muestra una disminución en la distribución luminosa de los órdenes de difracción para una separación de aberturas de 4.35mm, debida a que el numero de franjas por speckle (tabla 4.2) es muy pequeño, lo cual prima en este caso, para la baja eficiencia de difracción registrada, pues el período es grande ver tabla 4.3, a diferencia de lo registrado en la figura 4.7.



Figura 4.8: Órdenes difractados para separación de abertura $d=4.35$, en geometría de reconstrucción fija y perfil de intensidad correspondiente a uno de los órdenes laterales. Dimensiones del Cristal $10 \times 10 \times 10$ mm, $Z_c=440$ mm, $D=2.65$ mm, $E_{ext} = 7$ Kv

Tabla 4. 3 Ángulos de registro y períodos experimentales en función de la separación de las pupilas.

d (mm)	4.35	5.35	6.35	7.35	8.85	9.85	11.35
Δ	0.0538	0.0438	0.0369	0.0318	0.0264	0.0238	0.0206
θ_0	0.0049	0.0061	0.0072	0.0084	0.0101	0.0112	0.0129

4.3.2. Dependencia de la eficiencia de difracción con respecto al campo externo aplicado. Se observó que la eficiencia de difracción depende fuertemente de la magnitud del campo externo aplicado. En los registros realizados debido a la baja frecuencia espacial de las redes formadas dentro de los granos de speckle predomina el transporte de cargas por el mecanismo de arrastre ("drift"). Así, el campo aplicado es el factor predominante en la generación y la magnitud que alcanza el campo de carga espacial, el cual a su vez determina la profundidad δn de la red de índices en el registro. La eficiencia de difracción es nula cuando no hay campo externo aplicado al cristal y crece cuando lo hace dicho campo.

La dependencia de la amplitud de la red de índice (profundidad de la red) con el campo externo aplicado, resulta:

$$\delta n = n^3 r_{41} M \frac{V}{L_x} \quad (4.2)$$

En el caso de un holograma de volumen, se observa en la Figura 4.5, un marcado aumento en la eficiencia de difracción cuando la amplitud δn aumenta. Este comportamiento es corroborado y se hace evidente al observar la figura 4.9 tanto en las imágenes de intensidad como en los perfiles, en donde se representa la eficiencia de difracción en función de diferentes campos externos aplicados, en geometría de reconstrucción fija para un orden de difracción (a la derecha de la imagen).

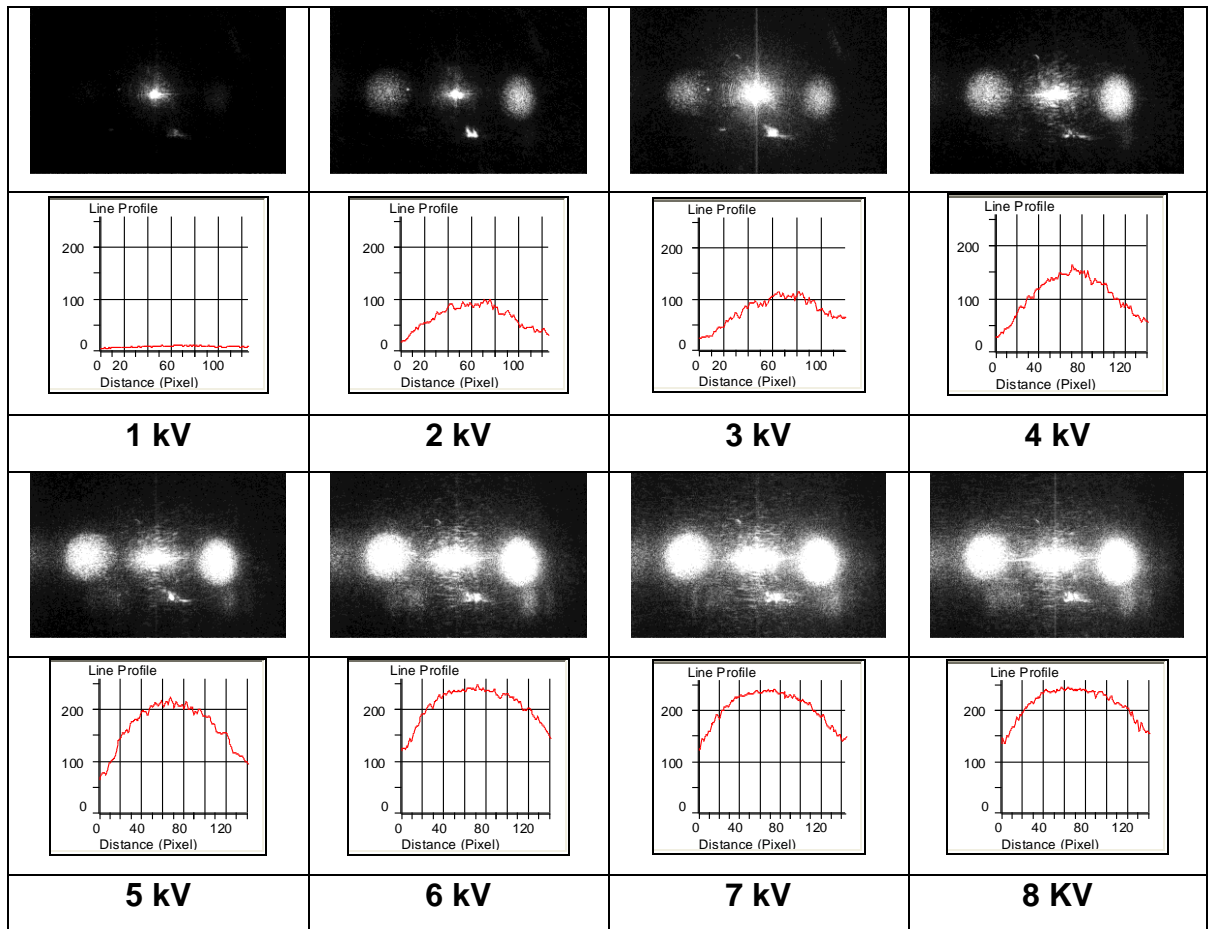


Figura 4.9: Distribución de intensidad en el plano de difracción para diferentes diferencias de potencial aplicadas en geometría de reconstrucción fija. Cristal 10x10x10mm, $Z_c=440$ mm, $D=2.65$ mm, $d=5.35$ mm.

En la figura 4.10. se muestran los puntos experimentales de la eficiencia de difracción en función del campo externo aplicado E_a . Tales medidas fueron obtenidas teniendo en cuenta los parámetros característicos de registro, $D=2.65$ mm, $d=5.35$ mm y $\alpha = 0$. Nótese que en este caso $L=L_z$ (tamaño del cristal).

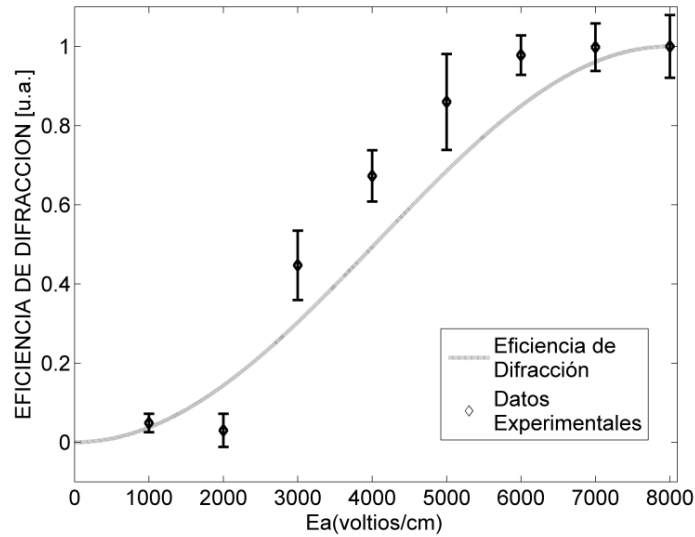


Figura 4. 10: Eficiencia de difracción en términos del campo externo aplicado, para $d=5.35\text{mm}$, $D=2.65\text{mm}$, $L_z=10\text{mm}$. Para $E_a=[1\ 2\ 3\ 4\ 5\ 6\ 7\ 8][\text{kV/cm}]$. Los puntos son obtenidos de los valores picos de los perfiles de intensidad.

4.3.3. Dependencia de la eficiencia de difracción del ángulo entre el campo externo y el vector de red (orientación de las pupilas). Es claro que la línea que une los centros de las aberturas $C1(u_1, v_1)$ y $C2(u_2, v_2)$ es perpendicular a las franjas de interferencia que modulan a cada grano de speckle. Como ya se detalló estas franjas asociada con cada grano de speckle se convierten debido al efecto fotorrefractivo en una red de índices expresada por la birrefringencia δn dada por la Ecuación 4.2. Nótese que el campo externo aplicado, \vec{E}_a , introduce una anisotropía en el comportamiento cuando esta red es construida. \vec{K} es el vector de esta red de índices de módulo $|\vec{K}| = \frac{2\pi}{\Lambda}$. La proyección del campo \vec{E}_a sobre \vec{K} determina la contribución de los portadores por el mecanismo de arrastre que contribuye a la generación del campo de carga espacial. Entonces, cuando \vec{K} y \vec{E}_a son perpendiculares, este mecanismo no contribuirá a la formación de la red de índices. Experimentalmente, se observó que en estas condiciones la eficiencia

de difracción es nula. Por lo cual, también podemos afirmar que el transporte de cargas por el mecanismo de difusión es despreciable. Esto es esperable debido a la baja frecuencia de las franjas registradas.

Entonces, para generalizar la Ec. (4.2), debería ser reformulada:

$$\delta n = n^3 r_{41} M(\vec{E}_a \cdot \vec{K}_r) = n^3 r_{41} M E_a \cos \alpha \quad (4.3)$$

donde α es el eje que forma \vec{E}_a y el vector unitario $\vec{K}_r = \vec{K}/K$.

Este comportamiento puede ser observado en la Figura 4.11 y 4.12. Se han considerado diferentes orientaciones de las aberturas de la pupila descritas por el ángulo α . Esto fue realizado para una separación d fija. Nótese que a medida que se aumenta el ángulo α , la eficiencia de difracción de los órdenes laterales disminuye. En particular, cuando α es aproximadamente noventa grados, la difracción en aquellos desaparece y toda la intensidad contribuye al orden cero.

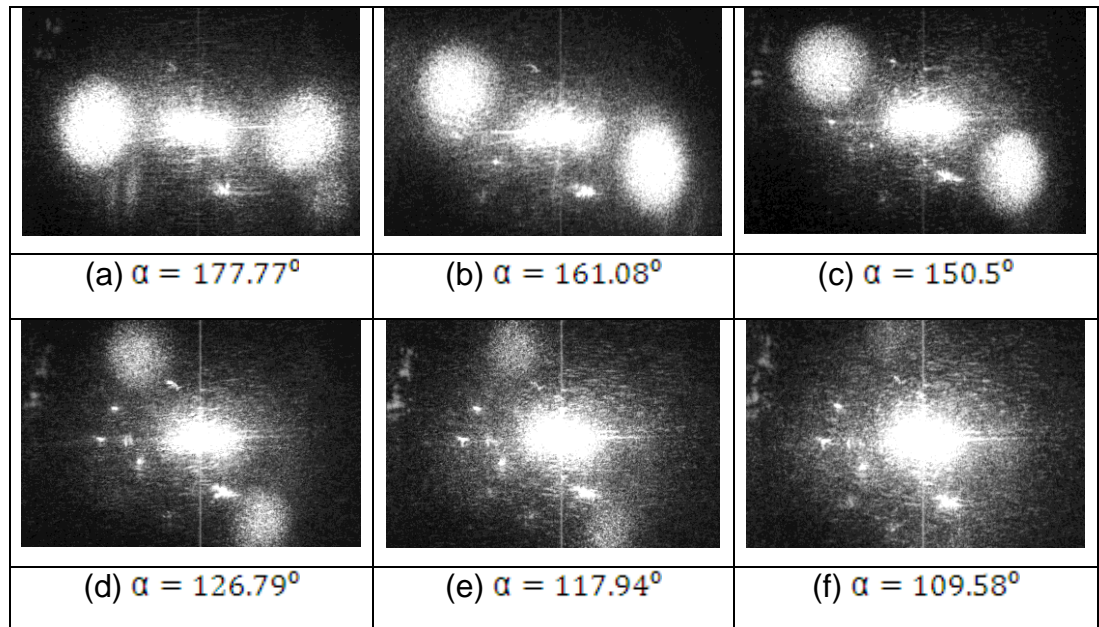


Figura 4. 11: Intensidad difractada para diferentes valores del ángulo α formado entre la línea que une los centros de las aberturas y el eje u (ver Figura 4.1) y en geometría de reconstrucción fija.

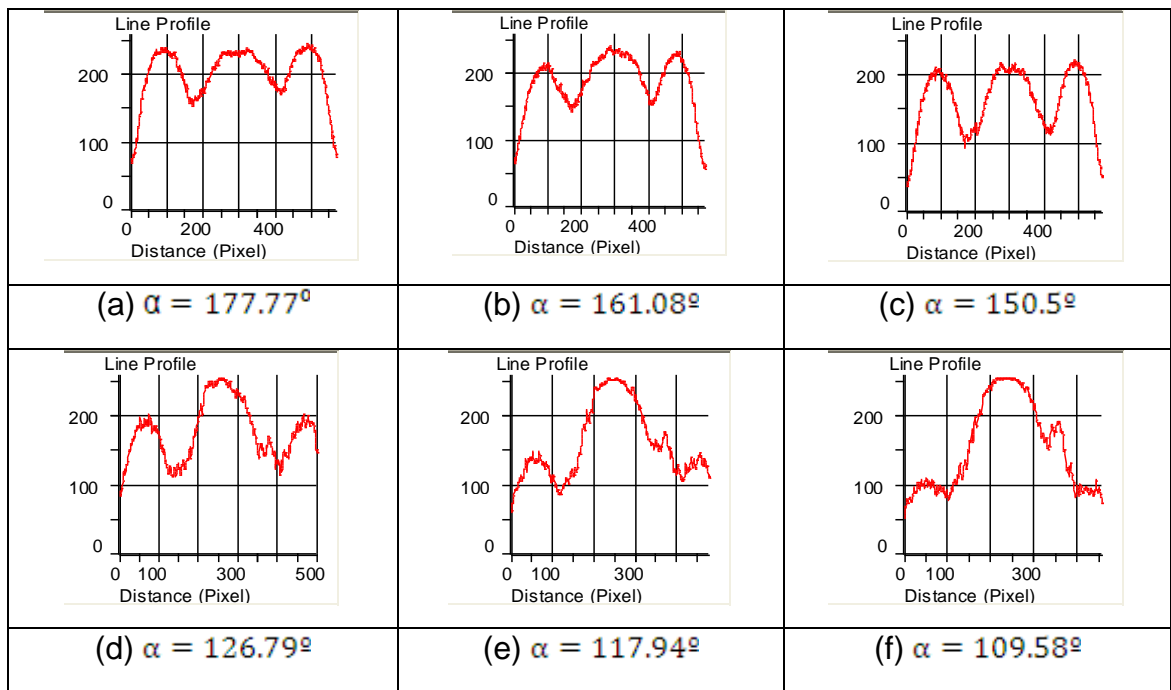


Figura 4.12: Perfiles de intensidad en el plano de Fourier para diferentes valores del ángulo α formado entre la línea que une los centros de las aberturas y el eje u (ver Figura 4.1). Se observa la saturación del orden cero.

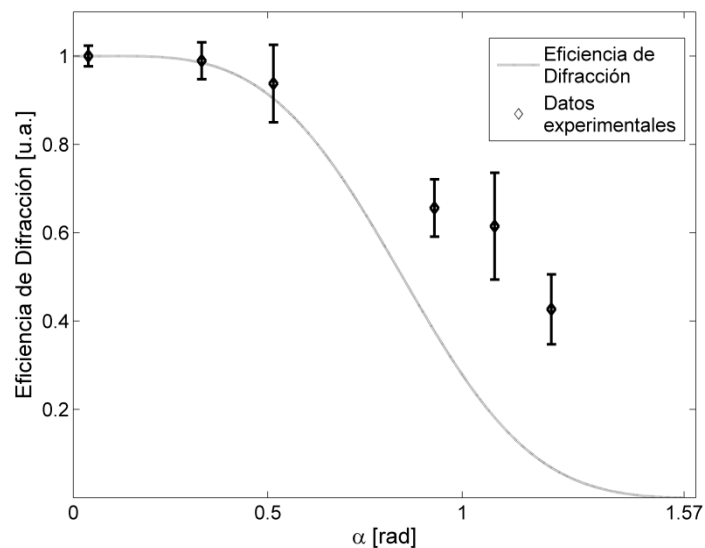


Figura 4.13: Eficiencia de difracción en términos de la orientación de las aberturas de la pupila, para $d=6.35\text{mm}$, $D=2.65\text{mm}$ y $E_a= 7\text{kV/cm}$ y

$\alpha = [0.0389 \ 0.3302 \ 0.5146 \ 0.9287 \ 1.0833 \ 1.2290]\text{rad}$ Los puntos son obtenidos de los valores picos de los perfiles de intensidad.

En la figura 4.13. se muestran los puntos experimentales de la eficiencia de difracción en función del ángulo α . Los puntos fueron obtenidos teniendo en cuenta los parámetros que caracterizan la experiencia: $d=6.35\text{mm}$, $D=2.65\text{mm}$ y $E_a= 7\text{kV/cm}$ y $\alpha = [0.0389 \ 0.3302 \ 0.5146 \ 0.9287 \ 1.0833 \ 1.2290]\text{[rad]}$. La lectura fue off-Bragg y los tiempos de registro fueron los mismos en todos los casos.

Como estudiamos en las secciones anteriores, para las frecuencias espaciales utilizadas, solo contribuye de manera considerable el arrastre o “drift”. De acuerdo a la ecuación 4.3., existe una fuerte dependencia entre la dirección de la red formada y el campo externo aplicado.

4.3.4. Dependencia de la eficiencia de difracción con respecto al tamaño del cristal (L_z). Según se analizó en la sección 4.3.1., el registro en el cristal de distribuciones de speckle modulado presenta la selectividad angular propia de un registro en volumen. El carácter volumétrico también se ve reflejado en la intensidad de los órdenes difractados cuando se modifica el espesor del cristal fotorrefractivo en el cual se almacenaron las distribuciones de speckle moduladas.

La Figura 4.14 muestra los resultados en el plano de Fourier para registros que son realizados con diferentes valores de los parámetros L_z y diferentes cristales. Estos resultados se obtuvieron para $Z_C = 440 \text{ mm}$, en todos los casos, el diámetro D no varía ($D = 2.65 \text{ mm}$, $d = 6.35\text{mm}$,) y por lo tanto el volumen promedio de cada grano de speckle es el mismo en todas las situaciones experimentales, cuya profundidad promedio vale $S_z=14.66\text{mm}$, $S_{x,y}=0.0883\text{mm}$.

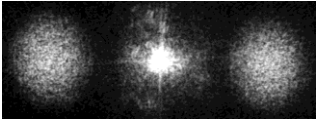
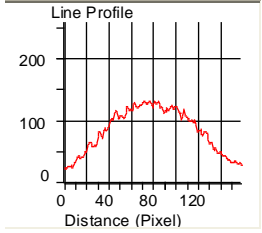
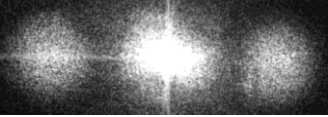
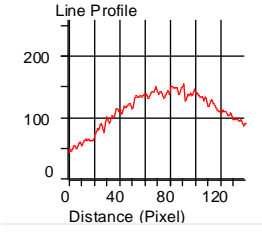
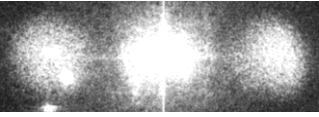
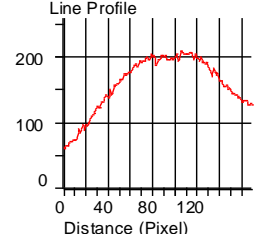
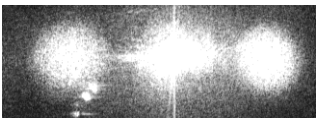
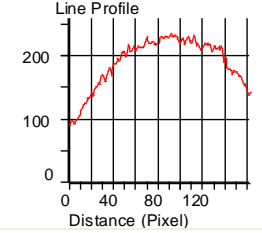
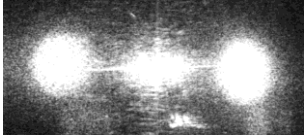

Tamaño del Cristal BSO	Patrón de difracción	Perfil de intensidad 1 orden
10 x 10 x 1.0mm		
10 x 10 x 2.0mm		
10 x 10 x 4.0mm		
10.5 x 9.5 x 5.0mm		
10 x 10 x 10mm		

Figura 4.14: Órdenes difractados en geometría de reconstrucción fija correspondientes a diferentes espesores de cristal y distancias entre las aberturas de la pupila. $Z_c=440\text{mm}$, $D=2.65\text{mm}$, $d=6.35\text{mm}$, $E_{\text{ext}} = 7\text{Kv/cm}^2$, $\theta = 6.1 \times 10^{-3}$

Se observa en la Figura 4.14 que en los cristales de mayor espesor aumenta la eficiencia de difracción. Dado que para todos los casos el volumen del speckle es el mismo, debe concluirse la validez de su carácter tridimensional, ya que solo en ese caso se corrobora que la intensidad de los órdenes aumenta con el espesor del cristal.

En la Figura 4.14 referente al perfil de intensidad, se advierte claramente que la selectividad angular de los registros aumenta en proporción al espesor del cristal, lo cual es perfectamente compatible con la Ecuación (3.32).

▪ **Criterios de clasificación de los hologramas planos o de volumen.** En este punto cabe una acotación en relación a la selectividad angular. El espesor efectivo de una red de índices puede caracterizarse por el parámetro adimensional [3.9, p. 62]:

$$Q = \frac{2\pi\lambda_R L_Z}{n\Lambda^2} \quad (4.4)$$

La condición $Q > 1$ se conoce como el “régimen de Bragg” de la difracción, en el cual únicamente el primer orden (± 1) difractado puede ser observado. Si $Q > 10$, la selectividad angular de la red es muy alta. Por el contrario, $Q < 1$ se refiere al “régimen de Raman-Nath”, en donde pueden observarse simultáneamente otros órdenes difractados ($\pm 1, \pm 2, \text{etc.}$) aparte del primero.

Pensemos ahora, los speckles modulados son registrados como un conjunto de micro-hologramas de volumen con la misma frecuencia espacial, pero distribuidos aleatoriamente en el cristal. En nuestros estudios, se obtienen valores para el parámetro Q entre: $0.54 \leq Q \leq 102.54$. Concluimos entonces que en experiencias de registros de bajas frecuencias el espesor efectivo de las micro-redes de índices registradas debe ajustarse al régimen de Bragg.

En la Tabla 4.4 se presentan los valores de Q en el caso del registro de speckle modulados por franjas. Se puede observar que nos encontramos en una situación límite entre comportamiento de red plana y de volumen, lo cual se hace evidente al observar los órdenes difractados en geometría fija (ver Figura 4.16).

Tabla 4.4: Valores del parámetro Q en función del espesor del cristal y de la distancia entre los centros de las aberturas de la pupila

Q	$d = 6.35\text{mm}$ $\Lambda \approx 36\mu\text{m}$ $\Delta\theta \approx 8.64 \times 10^{-3}\text{rad}$	$d = 8.85\text{mm}$ $\Lambda \approx 26\mu\text{m}$ $\Delta\theta \approx 12.12 \times 10^{-3}\text{rad}$	$d = 11.35\text{mm}$ $\Lambda \approx 20\mu\text{m}$ $\Delta\theta \approx 15.48 \times 10^{-3}\text{rad}$
Lz = 1mm	1.15	2.25	3.70
Lz =5 mm	5.75	11.22	18.50
Lz =10 mm	11.5	22.55	37.03

Finalmente, en la Figura 4.15 puede observarse el efecto combinado de un cambio en el espesor del cristal y el período de las franjas. La variación de d y L_z no afecta la amplitud de la modulación de las redes de índices. En la figura 4.15 (a) cada una de las columnas corresponde a un valor fijo del espesor del cristal, con su respectivo valor del período Λ y la separación angular $\Delta\theta$ respecto al ángulo de Bragg. En este caso, el valor del parámetro off-Bragg ξ es relativamente bajo, con lo cual el proceso de lectura se realiza aproximadamente en condición de Bragg, independientemente del espesor del cristal. Pero el aumento de L_z se traduce en una mayor eficiencia de difracción.

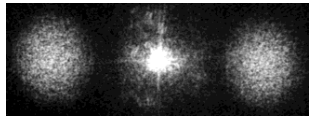
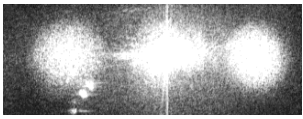
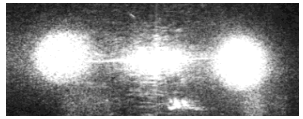
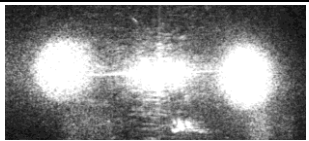

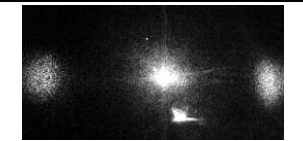
	$L_z=1\text{mm}$	$L_z=5\text{mm}$	$L_z=10\text{mm}$
$d = 6.35\text{mm}$ $\Lambda \approx 36,86\mu\text{m}$ $\Delta\theta \approx 8.64 \times 10^{-3}\text{rad}$	 $Q = 1,15$	 $Q = 5,75$	 $Q = 11,50$
Figura 4.15.(a)			
	$d = 6.35\text{mm}$ $\Lambda \approx 36,86\mu\text{m}$ $\Delta\theta \approx 8.64 \times 10^{-3}\text{rad}$	$d = 8.85\text{mm}$ $\Lambda \approx 26,45\mu\text{m}$ $\Delta\theta \approx 12.12 \times 10^{-3}\text{rad}$	$d = 11.35\text{mm}$ $\Lambda \approx 20,62\mu\text{m}$ $\Delta\theta \approx 15.48 \times 10^{-3}\text{rad}$
$L_z = 10\text{mm}$	 $Q = 11,50$	 $Q = 22,55$	 $Q = 37,03$
Figura 4.15.(b)			

Figura 4. 15: Distribución de intensidad en el plano de difracción, para cristales de distinto espesor y para diversas separaciones entre las aperturas de la pupila. $\Delta\theta = \pm\theta_B$, $D=2.65\text{ mm}$, $V=7\text{kV}$, $\alpha = 0$.

En la figura 4.15(b) cada una de las columnas corresponde a un valor fijo de la separación entre las aperturas, la cual a su vez determina el valor del período Λ y la separación angular $\Delta\theta$ respecto al ángulo de Bragg. Para $L_z = 10\text{mm}$, vemos que la eficiencia decrece a medida que d aumenta. Esto concuerda con el hecho de que los cristales más gruesos exhiban una mayor selectividad angular. Note que estas características de los registros de speckle modulados se corresponden con las conclusiones que previamente hemos establecido al discutir la Ecuación (3.32).

4.3.5. Dependencia de la eficiencia de difracción con respecto al diámetro de las aberturas (D). En la Figura 4.16 se observa la intensidad de los órdenes

difractados correspondientes a distintos diámetros de aberturas, manteniendo aproximadamente constante la separación entre ellas. Esto implica que las redes de índice que se forman tienen el mismo período pero difieren notablemente en volumen dada la relación inversa entre éste y el diámetro de las aberturas. A partir de los resultados resulta evidente una mayor dispersión a medida que disminuye el volumen del grano de speckle, es decir, si bien el apartamiento de la condición de Bragg es aproximadamente el mismo en los tres casos, la fracción del haz de lectura que contribuyera estos órdenes disminuye a medida que disminuye el volumen del speckle. Lo anterior sucede, debido a que estamos considerando un modelo que utiliza una frecuencia media que sólo depende de la separación d entre las aberturas. Pero al tener las aberturas un diámetro D , las frecuencias tienen un rango asociado al rango de separaciones entre $d+D$ y $d-D$.

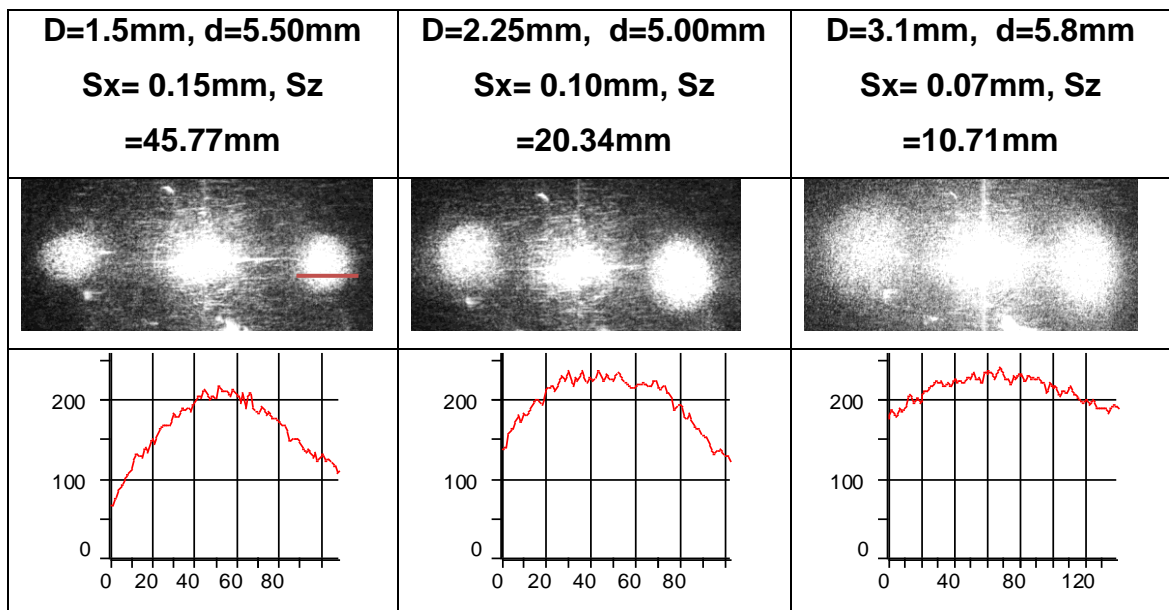


Figura 4. 16: Distribuciones de intensidad en el plano de Fourier y perfiles de intensidad a incidencia normal para diferente tamaño de las aberturas

Es evidente de los resultados el aumento en el tamaño de los órdenes difractados a medida que se aumenta el diámetro de las aberturas (y por lo tanto disminuye

notablemente el volumen de los speckle considerados) aumentando la dispersión en frecuencias de las redes de índices.

4.4. DISCUSIÓN DE LOS RESULTADOS

Los anteriores análisis de la sección 4.3, permiten visualizar cómo seleccionar las condiciones experimentales, en términos de lograr un compromiso que mantenga buenos valores de eficiencia, en combinación con la modalidad de registro de speckle modulado de superficie reflecto-difusora.

Los resultados experimentales que se estudiaron en la sección 4.3, fueron obtenidos a partir de la observación del campo difractado por diversos registros de patrones de speckle modulados. Las experiencias realizadas muestran los efectos asociados con la variación de uno o varios de los siguientes parámetros:

- La separación d entre las aperturas de la pupila, la cual determina el ángulo formado por los haces de registro ($2\theta_0 \approx d/Z_C$) y el período de la modulación interna de los speckle $\Lambda = \lambda_w / 2\text{sen}\theta_0$. En todos los casos $Z_C = 440\text{mm}$.
- El espesor L_Z del cristal.
- La diferencia de potencial V aplicada al cristal, la cual define la magnitud $E_X = V/L_X$ del campo aplicado.
- La orientación de la aberturas α
- El tamaño del diámetro de las aberturas.

Tabla 4.5: Parámetros para un óptimo registro de speckle modulado de superficies reflecto-difusoras, con $Z_c=440\text{mm}$.

Diámetro de Aberturas (D)	Separación de aberturas (d)	Tamaño de cristal (Lz)	Campo externo aplicado $E_X = V/L_X$	Orientación de aberturas α
2.65 mm	5.35 mm	10 mm	7 kV/cm	0 rad

En resumen la Tabla 4.5. permite visualizar los parámetros seleccionados para la optimización del esquema experimental para registro de speckle modulado, generados a partir de superficies reflecto-difusoras.

4.5. BIBLIOGRAFÍA

- [4.1] E. Vanidhis, J. Spyridelis, An image multiplexing method, through internal modulation of speckle pattern, *Optik*, 61, 195(1982).
- [4.2] H. Tiziani, Real-time metrology with BSO, *Optica Acta*, **29**, 463 (1982).
- [4.3] K. Nakagawa, T. Minemoto, Improvement of Young's fringes visibility in speckle photography by use od BSO-PROM device, *Opt. Commun.*, **70**, 288 (1989)
- [4.4] M. Tebaldi, A. Lencina, N. Bolognini, Analysis and applications of the speckle patterns registered in a photorefractive BTO crystal, *Opt. Commun.* 202 (2002) 257-270.
- [4.5] A. Salazar, M. Tebaldi, N. Bolognini, Analysis of high frequency modulated speckle in a BSO crystal, *Opt. Commun.* 223 (2003) 1-9.
- [4.6] A. Salazar, M. Tebaldi, N. Bolognini, Experimental study of volume speckle in four-wave mixing arrangement, *Opt. Commun.* 221 (2003) 249-256.

- [4.7] A. Salazar, H. Lorduy, M. Tebaldi , N. Bolognini, “Analysis of reflection speckle holograms in a BSO crystal”, Optics Communications, 262, No 2, pp. 157-163, 2006.
- [4.8] M. Tebaldi, L. Angel Toro, M. C. Lasprilla, N. Bolognini, “Image multiplexing by speckle in BSO”, Optics Communication, 155, pp. 342-350, 1998.
- [4.9] L. Angel, M. Tebaldi, M. Trivi, N. Bolognini, “Optical operations based on speckle modulation by using a photorefractive crystal”, Optics Communication, 168, pp. 55-64, 1999.
- [4.10] H. J. Tiziani, K. Leonhardt, J. Klenk, Real-time displacement and tilt analysis by speckle technique using $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals, Opt. Commun. **34**, 327 (1980).

5. ANÁLISIS DE VIBRACIONES UTILIZANDO SPECKLE MODULADO

5.1. INTRODUCCIÓN

Técnicas ópticas para medidas no invasivas de movimiento en tiempo real de objetos difusores en general se pueden implementar usando holografía moiré o speckle [5.1]. En particular, los patrones de speckle obtenidos usando un sistema de formación de imagen o por propagación libre [5.2] tienen importantes aplicaciones en el campo de la metrología.

Las técnicas de speckle pueden ser usadas para medir desplazamientos, deformaciones y vibraciones de superficies difusoras [5.1–5.3]. En particular, los métodos de fotografía speckle e interferometría speckle basados en la modulación interna de los speckle que aparece cuando la imagen de un difusor aleatorio iluminado coherentemente es formada por un sistema óptico de múltiples aberturas han sido propuestos en referencias [5.1, 5.4-5.7]. Las aplicaciones usando el diseño mencionado demuestra la posibilidad de llevar a cabo medidas múltiples que no pueden ser implementadas con arreglos de una sola apertura [5.8-5.10].

Los materiales fotorrefractivos como se describen en el capítulo 3, combinan la respuesta en tiempo real, reversibilidad, alta sensibilidad en la región del espectro visible y alta capacidad de información [5.11]. Las características mencionadas hacen de los cristales fotorrefractivos una alternativa de medio de registro para aplicaciones de medidas en tiempo real con speckle [5.12-5.14]. En particular, entre los materiales fotorrefractivos, los cristales silenitas (BSO, BGO y BTO) tienen una alta fotosensibilidad y movilidad de cargas lo cual le permite alcanzar una rápida respuesta en el tiempo.

Cabe señalar que las distribuciones de speckle tienen naturaleza 3D. Entonces, esta naturaleza 3D puede ser tenida en cuenta cuando almacenamos en un medio de registro de volumen. Esta característica fue confirmada teórica y experimentalmente analizando la eficiencia de difracción [5.15-5.16] y la reflectividad de conjugación de fase de los speckle modulados 3D [5.17], para objetos difusores de transmisión y para objetos reflecto-difusores [5.18], como se estudió en el capítulo 4.

Tal como advertimos en el Capítulo 1, no hallamos antecedentes relativos al desarrollo de registros fotorrefractivos de patrones de speckle modulados generados a partir de superficies reflecto-difusoras ni para aplicaciones en el análisis de vibraciones de dichas superficies empleando dichos registros. Este último asunto será tratado en la sección 5.3., en donde se presenta una propuesta original motivada por la necesidad de suplir parcialmente esta carencia. En la sección 5.2 se hace un análisis plano del registro de desplazamientos y rotaciones fuera de plano del objeto reflecto-difusor.

La medida de vibraciones usando holografía es un método simple y bien conocido y es importante para aplicaciones prácticas [5.19]. En este método, los nodos de un patrón de vibración registrados en un holograma por tiempo promediado, debido al hecho de que ellos son estáticos aparecen como áreas brillantes, mientras el holograma de las partes en movimiento de un objeto no se reconstruyen y ellas aparecen oscuras en el plano de imagen.

Es importante aclarar que el método hallado, con la técnica de speckle modulado permite sensar pendientes y no se registran modos normales de vibración de la superficie vibrante.

5.2. ANÁLISIS DE VIBRACIONES

5.2.1. Rotaciones fuera del plano del Objeto Difusor. Los patrones de speckle modulados, obtenidos mediante un sistema formador de imágenes con doble apertura, pueden ser utilizados para medir desplazamientos, deformaciones, vibraciones de superficies difusoras. Cuando una superficie difusora se rota con respecto al eje axial, los speckle imagen experimentan un cambio local debido a la variación de la pendiente del objeto difusor.

Para estas experiencias se selecciona una pupila que consta de aberturas circulares C_1 y C_2 de diámetro $D = 2,65\text{mm}$ y separación entre ellas $d = 5.35\text{mm}$, figura 5.1. Esta pupila se colocó delante de la lente L_1 de distancia focal $f_1 = 20$ cm, localizada a una distancia $Z_c = 440\text{mm}$ del centro de la CCD. El diámetro y profundidad promedio de los granos de speckle resultó $S_x = 0,09\text{mm}$ y $S_z=14.65\text{mm}$, respectivamente; mientras que el número de franjas por grano de speckle resultó, $N = \frac{d}{D} = 2$. Se realizaron registros en una cámara CCD, rotando el difusor, 1 grado entre cada imagen almacenada, desde -4 hasta 4 grados.

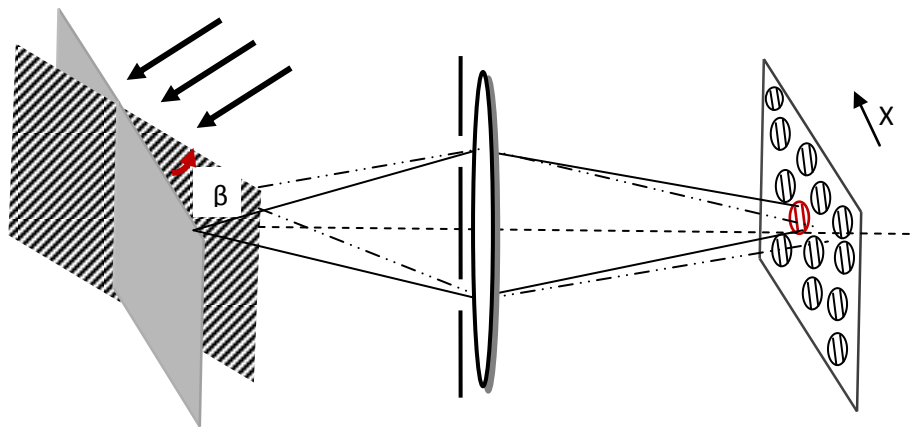


Figura 5.1: Esquema experimental para registro de speckle modulados en plano. $D=2.65\text{mm}$ y $d=5.35\text{mm}$, $f=20\text{cm}$, $Z_c=440\text{mm}$.

El cambio periódico de la pendiente genera en el patrón imagen un movimiento transversal de los speckle. De esta manera, la pendiente de la superficie se traduce en desplazamientos transversal del speckle, como se observa en la decorrelacion de un perfil de intensidad sobre cada una de las imágenes en la figura 5.2, correspondientes a diferentes rotaciones con respecto al plano de observación.

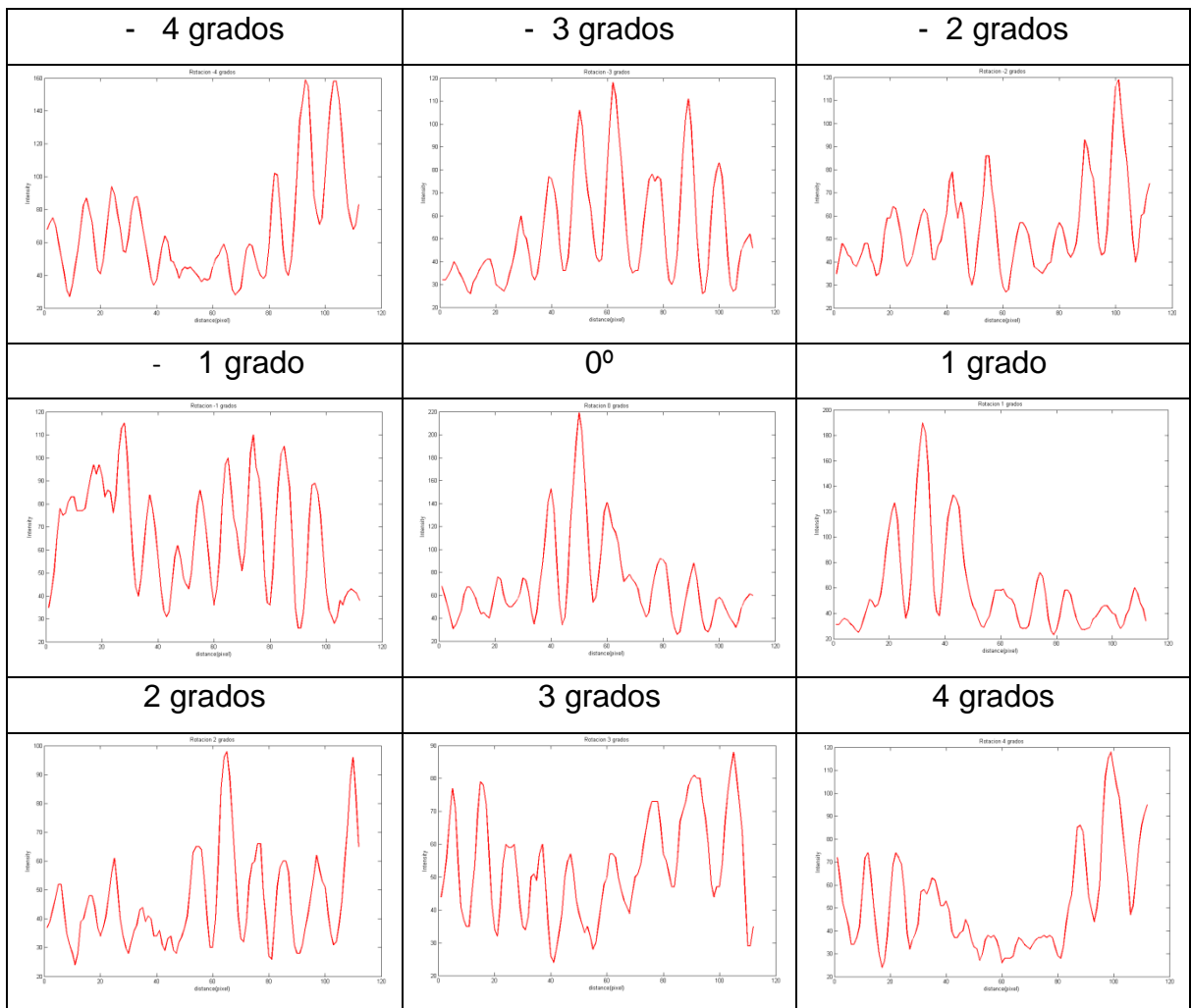


Figura 5.2: Perfiles del Speckle modulado producido por un objeto difusor rotado desde 4 a -4 grados fuera de plano con respecto a la iluminación.

5.2.2. Desplazamientos de Objeto Difusor. En esta sección analizaremos el desempeño del arreglo experimental propuesto en términos de su sensibilidad al desplazamiento fuera del plano de la superficie difusora.

Podemos observar en la figura 5.3 que para desplazamientos en la dirección axial de la superficie difuso-reflectora solo se experimentan cambios, es decir una nueva distribución de speckle propia de la posición del objeto difusor, cuando, el desplazamiento objeto produce un desplazamiento en el plano de observación, mayor que el tamaño longitudinal del speckle.

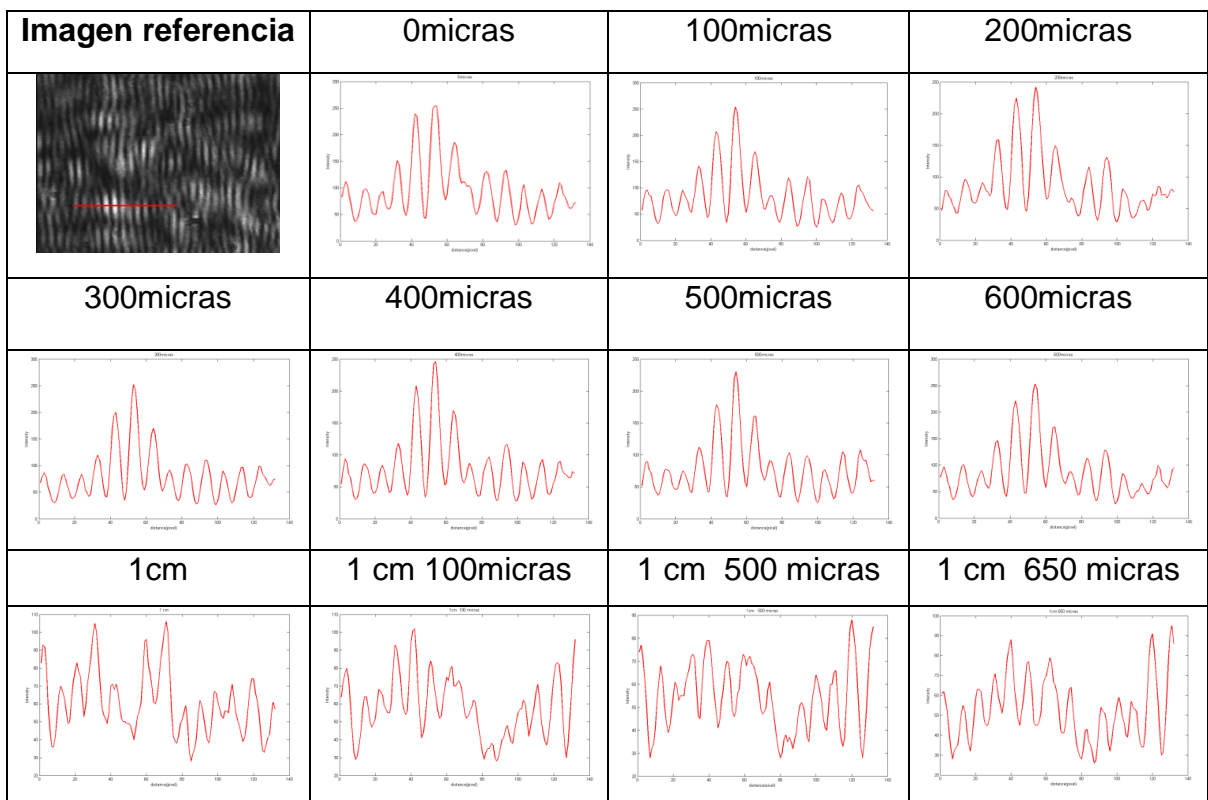


Figura 5.3: Perfiles del speckle producido por objeto difusor posicionado perpendicularmente con respecto a la iluminación y desplazamientos del objeto, desde 100micras hasta 600 micras de 100 en 100 y desplazamientos a partir de 1 cm hasta 1 cm 650 micras, en la dirección axial.

Igualmente en la figura 5.4. podemos observar que para una inclinación fija y desplazamientos axiales conservando la inclinación, existe el mismo comportamiento anterior.

Por otro lado, para que se produzca decorrelación geoméricamente un desplazamiento del difusor en una magnitud Δz_0 implica un desplazamiento de la imagen Δz_C dado por $\delta_{zC} = m^2 \delta_{z0}$ donde m es la magnificación. Para que haya decorrelación $\delta_{zC} \gg S_z$

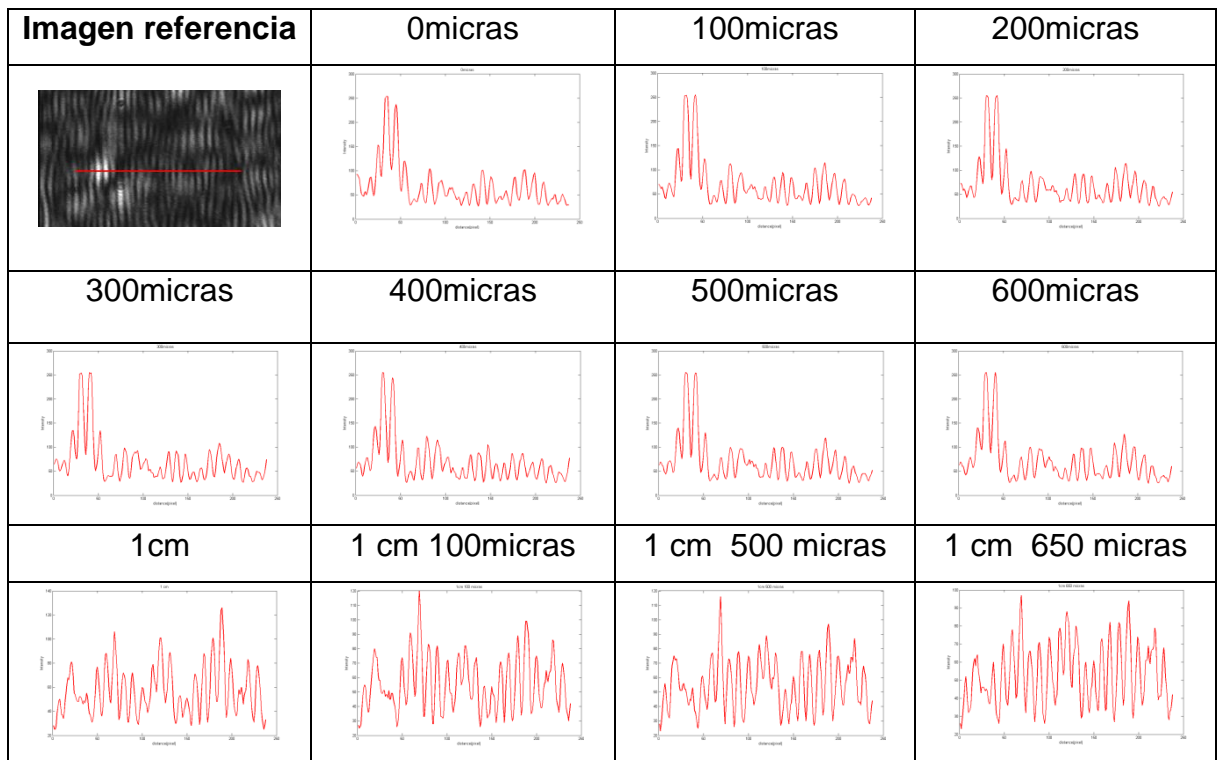


Figura 5.4: Perfil del Speckle producido por un objeto difusor rotado 2 grados con respecto a la iluminación (fuera de plano) y registro de diferentes desplazamientos del objeto.

5.2.3. Vibración de una superficie reflecto-difusora. Para estudiar el desempeño del sistema, es necesario analizar la respuesta del sistema en términos de los parámetros de vibración. Evaluaremos los resultados de la figura 5.5. Estos resultados son obtenidos cuando una superficie reflecto-difusora ajustada a un acelerómetro experimenta oscilaciones armónicas. La dirección de la oscilación representa una traslación pura de la superficie difusora paralela al eje óptico. Cuatro casos son evaluados. La situación estática con amplitud nula ($A=0$ μ m) y los casos de vibración con amplitud $A=1$ μ m, $A=170$ μ m y $A=600$ μ m respectivamente. Es evidente que el caso estático y los dos primeros casos de vibración son insensibles a las oscilaciones. Es necesario llegar a una amplitud de 600 μ m para la decorrelación del patrón de speckle. En este caso se cumple que $\delta_{zC} \gg S_z$.

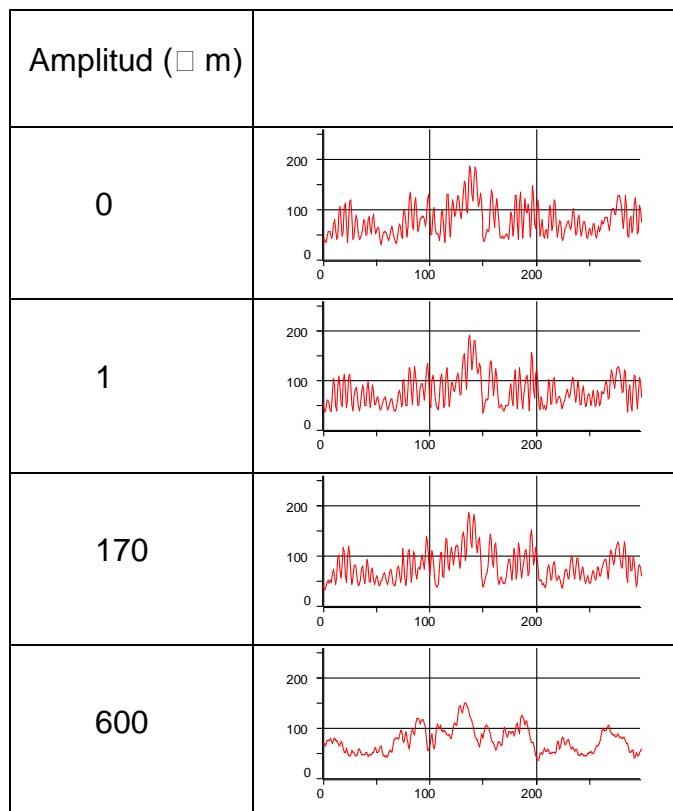


Figura 5.5: Perfil de intensidad de las franjas moduladas en términos de la amplitud de modulación.

A continuación se analizará, el patrón de speckle modulado en condiciones estáticas y dinámicas. El patrón de speckle de la figura 5.6 y la figura 5.7 son obtenidos usando una cámara CCD con un objetivo zoom de microscopio focalizado en el cristal. La imagen de la figura 5.6, corresponde a una pequeña región seleccionada talque cuando esté vibrando el objeto, éste experimente un máximo de amplitud o pertenezca a un nodo. Es observado un alto contraste en el speckle modulado como en el caso estático. El caso de la figura 5.6 b corresponde a una pequeña región de máxima amplitud (antinodo). Este punto mantiene la pendiente siempre nula y con una amplitud bastante pequeña talque que $\delta_{zc} < s_z$ y la correlación no es afectada. Este caso corresponde a una amplitud de 30 μ m lo cual puede ser asimilado por los resultados mostrados en la figura 5.5

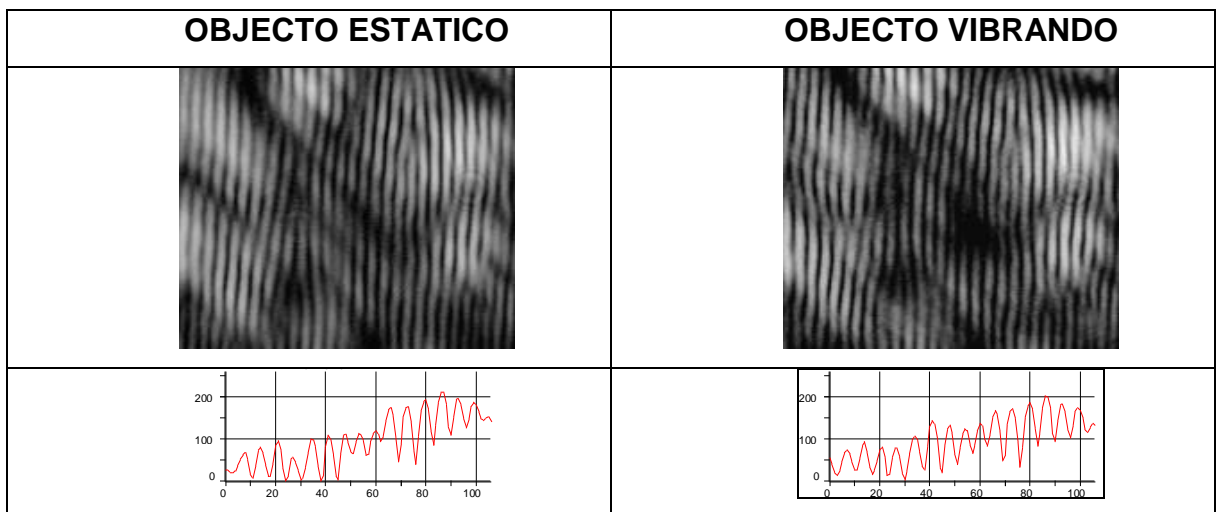


Figura 5.6: Imagen de speckle y perfil de intensidad correspondiente a una región de pendiente nula (nodos y máximos).

Los resultados de la figura 5.7 corresponden a regiones de la superficie que no son ni nodos ni antinodos (pendientes no nulas). Estas regiones cuando vibran experimentan una situación en la cual la pendiente de la superficie cambia periódicamente de acuerdo a la vibración. Estos perfiles de intensidad del speckle corresponden a regiones que exhiben alguna degradación en la modulación.

Obviamente, la misma región en la situación estática muestra una modulación de alto contraste. Cuando el objeto vibra, el speckle se mantiene, pero la visibilidad de las franjas decae.

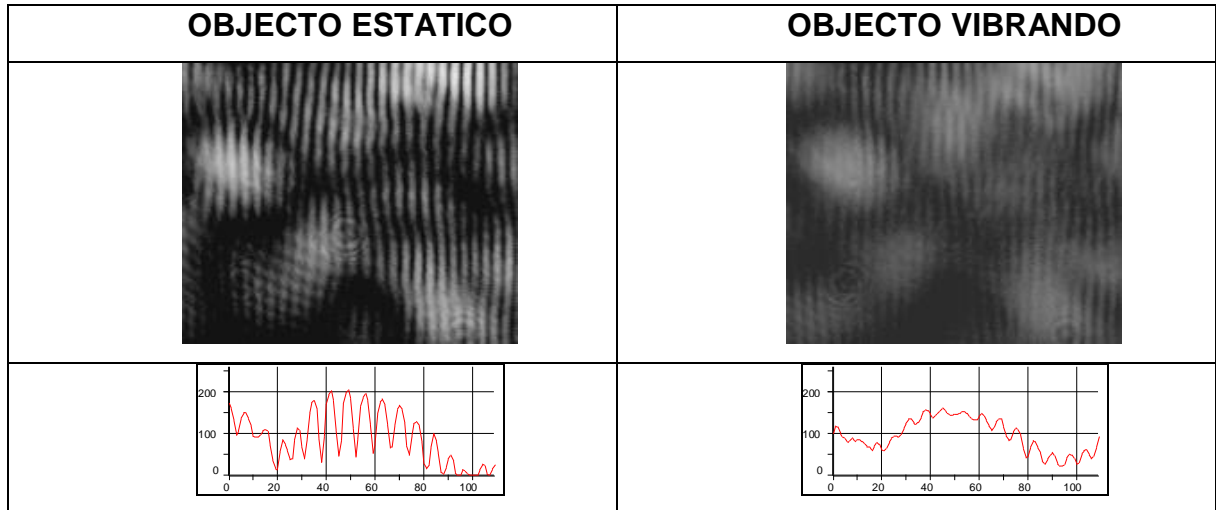


Figura 5.7: Imagen de Speckle y perfil de intensidad correspondiente a una región de pendiente no-nula.

5.3. ANÁLISIS DE VIBRACIONES EN VOLUMEN

En la etapa de registro se forma imagen de un patrón de speckle modulado generado por una pupila de doble apertura y es almacenado sobre un cristal BSO. Nosotros estamos interesados en usar una geometría fija, lo cual implica que en el proceso de lectura el haz de reconstrucción incida normalmente sobre el plano de entrada del cristal. Como fue analizado en trabajos previos [5.16, 5.17, 5.20] y en el capítulo 3, debido a la naturaleza de volumen del medio de registro, la selectividad angular está presente. En particular, fue demostrado que la eficiencia de difracción depende de la aberturas de la pupila (separación, diámetro y orientación), permitiendo así establecer las condiciones de trabajo apropiadas en la geometría fija mencionada, tabla 4.5. Mientras que en trabajos previos el objeto difusor considerado trasmite el haz incidente sobre él, en esta nueva propuesta un diseño basado en la generación de speckle modulado por una superficie reflectiva [5.18], es de interés (capitulo 4). Una superficie difusa oscilando armónicamente produce un patrón de speckle variante en el tiempo. Esto se traduce como un

registro de tiempo promediado al registrar la oscilación de los patrones de speckle en un cristal BSO. La técnica propuesta puede ser una herramienta para pruebas ópticas no destructivas y su baja sensibilidad facilita el trabajo en ambientes industriales.

5.3.1. Proceso de registro de vibraciones. Se emplearon speckle modulado tridimensionales para detectar cambios en la pendiente del objeto difusor vibrante. El registro de speckle imágenes generados por una superficie vibrante difuso-reflectante, es realizado mediante una lente que posee una doble abertura, como se observa en la figura 5.8. El patrón de speckle que varía temporalmente es almacenado en un cristal BSO fotorrefractivo. La imagen de la superficie difusora vibrante almacenada en el cristal es reconstruida en la etapa de lectura. La superficie vibrante reflecto-difusora es una membrana circular elástica sujeta a un aro de aluminio de dimensiones: diámetro interno=8mm y diámetro externo 10mm (figura 5.9).

Como es usual en las técnicas de speckle, la capacidad para obtener una buena resolución de la superficie difusora implica tamaños de speckle pequeños gobernados por el diámetro de las aberturas. La geometría fija de reconstrucción requiere bajas selectividades angulares la cual es obtenida con speckle de grandes dimensiones y baja modulaciones. En nuestra situación experimental las condiciones óptimas de trabajo implican un compromiso entre ambos efectos. Una membrana difusora oscilante armónicamente iluminada por un laser produce un patrón de speckle variando en el tiempo. En el experimento, la intensidad para registrar el patrón de speckle dentro del cristal es del orden de 10^{-4} W/cm^2 . El voltaje aplicado al cristal es 7 kV, y las dimensiones son de $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$.

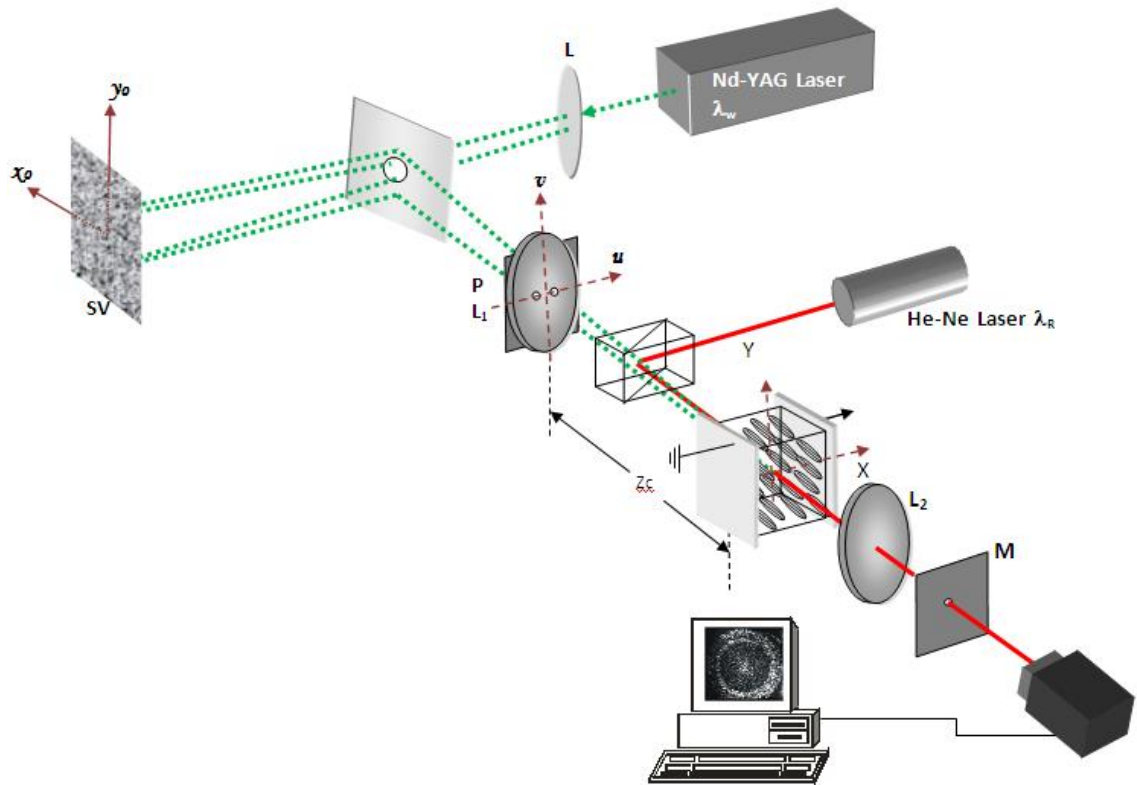


Figura 5.8: Esquema experimental del registro fotorrefractivo de la vibración de una superficie reflecto-difusora con técnicas de speckle modulado y para la observación del campo difractado en el plano imagen de los registros. SV: superficie vibrante; L1 y L2: Lentes; P: Pupila; BS: Divisor de haz; ZC: Distancias imagen, respectivamente.

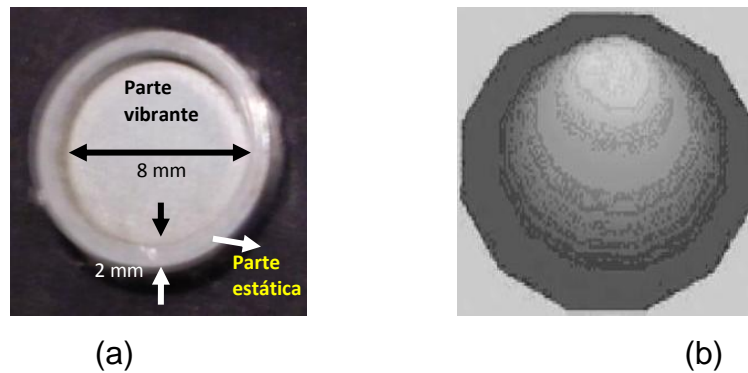


Figura 5.9: (a) Membrana vibrante utilizada en las experiencias. $D=8\text{mm}$. (b) modo excitado es $(0,1)$

5.3.2. Proceso de Reconstrucción. La reconstrucción se realiza en una geometría de lectura fija que corresponde a un haz incidiendo perpendicularmente a la cara del cristal. En el proceso de lectura los órdenes de difracción se encuentran en el plano de Fourier. Filtrando uno de ellos y empleando una lente convergente de distancia focal f se obtiene una imagen de la superficie difusora (ver figura 5.8). En el proceso de lectura, el cristal es iluminado por una onda plana de un láser de He-Ne ($\lambda = 632.8 \text{ nm}$ y una intensidad de 1 mW/cm^2).

5.3.3. Observación en el Plano Imagen del Campo Difractado. Discutiremos el comportamiento del speckle almacenado en el cristal en términos del estado dinámico de la superficie difusora bajo análisis. Cuando la superficie reflecto-difusora permanece estática todos los puntos de la imagen en el volumen del cristal tienen speckle con franjas moduladas de alto contraste, lo cual es almacenado como redes de índices. En este caso, la imagen reconstruida de la superficie difusora de entrada, es brillante.

Cuando la superficie vibra, esta experimenta una inclinación local (pendientes en la superficie) que varía periódicamente. Esto significa que, la pendiente en cada punto del objeto cambia en el tiempo de acuerdo con la vibración. Es decir, el proceso dinámico puede ser entendido como distintos estados de inclinación local. Recordemos que si un haz laser colimado incide perpendicular a una superficie difuso-reflectora, la cual experimenta una rotación θ el speckle objetivo producido a una distancia z del plano del difusor, sufre un desplazamiento de $2z\theta$ en un plano z paralelo a la superficie. Esto es, una inclinación en la superficie difusora puede ser mapeada como un cambio transversal en un plano perpendicular al eje óptico [5.21-5.22]. Por lo tanto, si la superficie vibrante se desenfoca una distancia z , el sistema óptico formará imagen de un plano donde la distribución de speckle producida por la superficie reflectante experimenta un desplazamiento transversal local producido por la inclinación local de la superficie. Bajo estas condiciones, esta inclinación periódicamente variable (pendiente de la

superficie) genera en el correspondiente espacio imagen en el volumen del cristal un movimiento transversal periódico de los granos de speckle.

En nuestro caso, el cambio en el speckle imagen es producido por desenfoque de la superficie reflecto-difusora, tal que una inclinación en la superficie es mapeada como un cambio en el speckle dentro del volumen del cristal. Una tolerancia considerable a los desplazamientos en la dirección axial puede ser observada en nuestras condiciones experimentales.

Supongamos que se haya mantenido una alta correlación entre aquellos speckle que transversalmente se han desplazado. En ese caso, este desplazamiento transversal degradara la red de índices que dicho speckle ha generado. De hecho cada pequeña región de la superficie difusora genera como imagen un grano de speckle volumétrico modulado por franjas de interferencia, el cual es almacenado en el cristal como una red de índices. Por lo tanto, en la medida que cada punto del difusor vibra, el cristal recibe una intensidad promediada del speckle modulado que se ha desplazado en cada punto de la imagen, produciendo así la correspondiente degradación de la red de índices. Finalmente en el proceso de reconstrucción la eficiencia de difracción de esta red de índice degradada es prácticamente nula.

- **Dependencia Con Respecto a las Amplitudes de Vibración.** Evaluaremos la reconstrucción de la imagen de la superficie reflecto-difusora vibrando cuando los patrones de speckle modulados correspondientes son almacenados en el cristal BSO. En nuestro caso, una membrana circular o superficie difuso-reflectora vibrante se sujeta en su borde. Esta membrana elástica experimenta un movimiento modal bidimensional de vibraciones armónicas y el modo excitado es (0,1) el cual corresponde a un antinodo en el centro de la membrana, ver figura 5.9(b).

La figura 5.10 muestra la reconstrucción del objeto difusor correspondiente a diferentes amplitudes de vibración. Notemos que este resultado es obtenido filtrando uno de los órdenes de difracción en el plano de Fourier y empleando una lente adicional; finalmente se obtiene la imagen de la superficie reflectora almacenada en el cristal. Para evitar luz parasita, se utiliza un polarizador lineal. Observando la figura 5.8 es claro que la región sujeta en el borde de la circunferencia de la superficie vibrante corresponde a una imagen de anillo brillante. Esto indica que estos puntos permanecen estáticos en todos los casos. La figura 5.10 (a) confirma que en situación estática todos los puntos son brillantes. De otro modo, la región central brillante en la figura 5.10 (c) pertenece a un máximo de amplitud, esta región no cambia la pendiente en la superficie la cual se mantiene nula mientras vibra confirmando el comportamiento de la figura 5.6. La región oscura en la figura 5.10 (c) corresponde a puntos de la superficie que experimentan una inclinación (pendiente) que varía periódicamente.

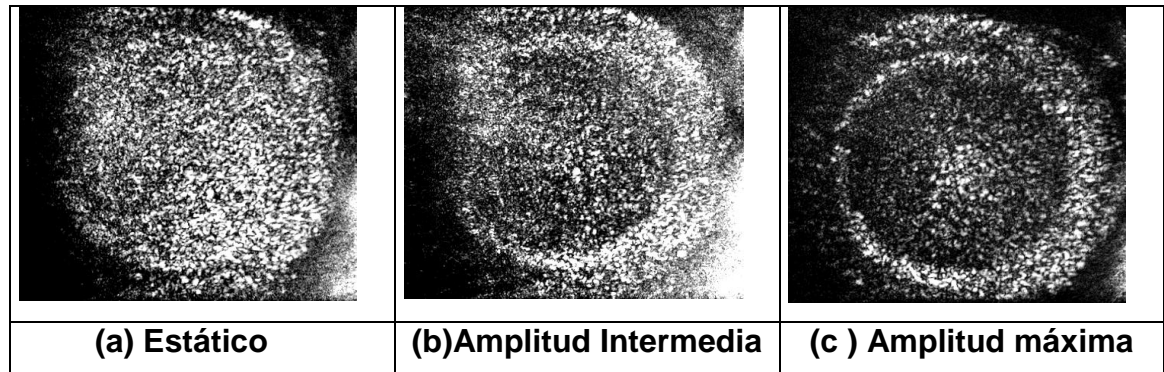


Figura 5.10: Reconstrucción del objeto de vibración (2900 Hz, dimensiones del cristal BSO 10x10x10mm, $D=2.65\text{mm}$, $d=5.35\text{mm}$, $V=8\text{kV}$)

- **Análisis en términos del diámetro de las aberturas.** La figura 5.11 muestra situaciones estáticas y vibrantes para pupilas de aberturas con diferentes diámetros. Un cambio en el diámetro de la abertura en la pupila modifica el tamaño del speckle promedio lo cual es evidenciado cuando se forma la imagen del objeto difuso-reflector. El tamaño del speckle influye en la resolución del sistema.

En este punto es necesario discutir algunas características y el rango de validez del método. El número de franjas por speckle es $N_{sp} = d/D$ (tabla 4.2). Como es usual en la técnica de speckle la capacidad del sistema para mantener una buena resolución de la superficie difusora de la cual se forma imagen, implica tamaños de speckle muy pequeños lo cual esta gobernado por el diámetro de la apertura de la pupila. Por otro lado, en la geometría fija de lectura, si se requiere una baja selectividad angular, es necesario mantener un speckle grande, para que la región de superposición sea comparable al tamaño del cristal y una modulación de franjas de baja frecuencia. Entonces, se debe considerar un compromiso entre ambos hechos. Sin embargo, existe la posibilidad de reconstruir en condición on-Bragg, lo cual permite filtrar y transmitir un alto flujo de energía para reconstruir la superficie vibrante almacenada en el cristal. No obstante, si se utilizan franjas de modulación de alta frecuencia, surgen problemas asociados con la estabilidad y el ajuste. Nuestra propuesta de geometría de reconstrucción fija implica una situación de off-Bragg.

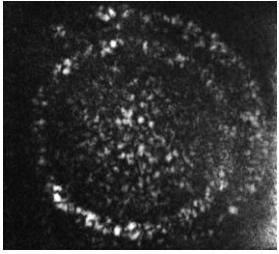
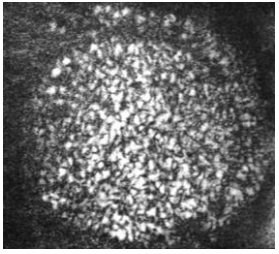
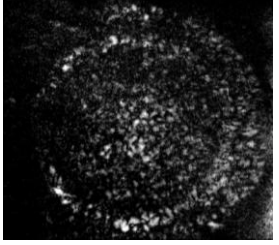
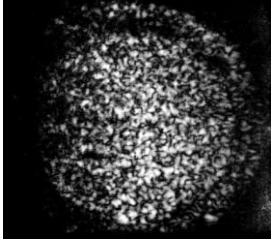
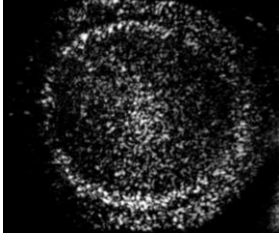
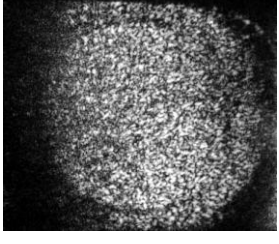
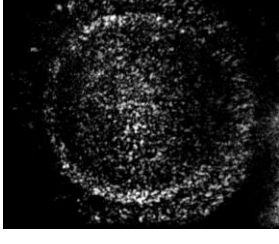
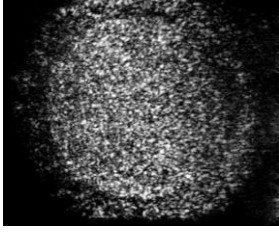
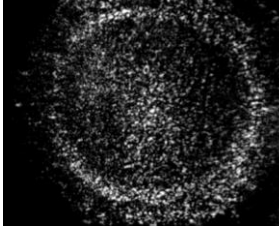
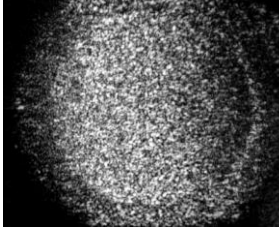
D	OBJECTO VIBRANDO	OBJECTO ESTATICO
1.5 mm		
1.75 mm		
2.65 mm		
3.0 mm		
3.5 mm		

Figura 5.11: Reconstrucción de la superficie difusora correspondiente a casos vibrantes y estáticos con diferente diámetro de apertura D para la pupila ($d=5$ mm, $V=7$ kV, $w=2900$ Hz, amplitud máxima, BSO dimensiones del cristal $10 \times 10 \times 10$ mm³).

La figura 5.12 muestra la reconstrucción del objeto difusor correspondiente a diferentes frecuencias de vibración. La amplitud de vibración de la membrana cambia con la frecuencia y en la figura 5.12 (b) la situación de resonancia es alcanzada (esto corresponde al modo de vibración de la membrana).

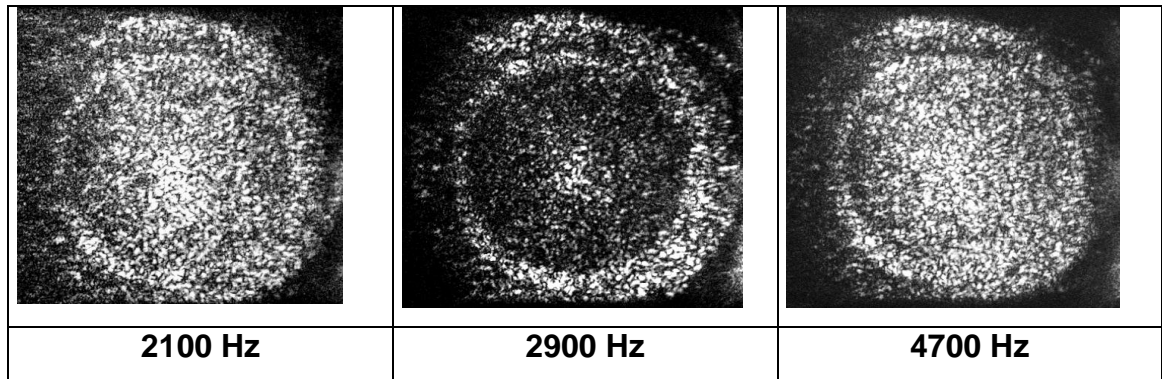


Figura 5.12: Reconstrucción del objeto para diferentes frecuencias de vibración (a) 2100 Hz; (b) 2900 Hz and (c) 4700 Hz (amplitud máxima, dimensiones del cristal BSO 10x10x10mm, V= 8kV, D=2.65mm, d=5.35mm).

5.3.4. Discusión de los resultados. Otra característica a tratar es la sensibilidad del método. En nuestro caso la membrana vibrante es mapeada como un promediado en el tiempo de las franjas que modulan los speckle lo cual en efecto es almacenado como redes de índices. Supongamos que mientras el desplazamiento de las franjas no supere $1/10$ de su periodo la visibilidad permanece inalterada. Es decir este desplazamiento no podría ser distinguido de la situación asociada con el caso estático que corresponde a la pendiente nula. (ver figura 5.6). Este comportamiento indistinguible es debido a la fuerte tolerancia en la dirección axial (figura 5.5) la cual contribuye a mantener speckles altamente correlacionados y de este modo los sistemas de franjas asociados. Nótese que la profundidad del speckle promedio es mayor que los valores máximos de amplitud. Por lo tanto, la disminución de visibilidad depende solamente de desplazamientos transversales producidos por las distintas pendientes que adopta la superficie desenfocada mientras vibra. Nótese que la tolerancia de la dirección axial

depende directamente de la profundidad del speckle la cual es gobernada por el diámetro de la apertura.

Es importante conocer el ángulo de la pendiente de la superficie vibrante que cumple la condición de cambio en las franjas $\Delta/10$. Considerando un desenfoque de la superficie difusora de 5mm y una membrana vibrante de 8 mm, el ángulo limite (pendiente) es aproximadamente 0.08 grados. Esto significa que una pendiente de 0.08 grados o menor es asimilada como una pendiente nula. Este ángulo está relacionado con la amplitud mínima que el sistema puede detectar.

Considérese que la superficie difusora está enfocada siendo el tamaño del speckle registrado en nuestras experiencias $S_z = 14.66\text{mm}$. En esas condiciones, para que exista decorrelación en los speckle debido al desplazamiento del objeto, es necesario que el desplazamiento en el plano del difusor, sea aquel que produzca en el plano del cristal un desplazamiento mayor o igual a S_z . Ese desplazamiento, está dado por $\delta Z_0 = 10\text{ mm}$.

5.4. BIBLIOGRAFÍA

- [5.1] D. E. Duffy. Moire Gauging of In-Plane Displacement Using Double Aperture Imaging, Applied Optics, Vol. 11, No. 8. August 1972
- [5.2] M. Francon, Laser Speckle and Applications in Optics, Academic Press, New York, 1979.
- [5.3] J.C. Dainty (Ed.), Laser Speckle and Speckle Phenomena, Springer-Verlag, Berlin, 1975.
- [5.4] R.K. Erf, Speckle Metrology, Academic Press, New York, 1978.
- [5.5] M. Tebaldi, L. Angel Toro, M. C. Lasprilla, N. Bolognini, Image multiplexing by speckle in BSO, Opt. Commun. 155 (1998) 342-350.

- [5.6] L. Angel, M. Tebaldi, M. Trivi, N. Bolognini, Optical operations based on speckle modulation by using a photorefractive crystal, *Opt. Commun.* 168 (1999) 55-64.
- [5.7] M. Tebaldi, L. Angel Toro, M. Trivi, N. Bolognini, New multiple aperture arrangements for speckle photography, *Opt. Commun.* 182 (2000) 95-105.
- [5.8] F. D. Chiang, R. P. Khetan, Strain analysis by one-beam laser speckle interferometry 2: multiple aperture method, *Appl. Opt.* 18 (1979) 2175-2186.
- [5.9] L. Angel Toro, M. Tebaldi, N. Bolognini, M. Trivi, Speckle photography with different pupils in a multiple exposure scheme, *Journal of Opt. Soc. of Am. A*, 17 (2000) 107-119.
- [5.10] L. Angel, M. Tebaldi, N. Bolognini, Multiple rotation assessment through isothetic fringes in speckle photography, *Appl. Opt.* 46 (2007) 2676--2682 .
- [5.11] L. Angel, M. Tebaldi, N. Bolognini, Multiple-aperture speckle method applied to local displacement measurements, *Opt. Commun.* 274 (2007) 23-31.
- [5.12] P. Gunter, J. P. Huignard (Eds), *Photorefractive Materials and Their Applications II*, Springer-Verlag, Berlin, 1989.
- [5.13] K. Nakagawa, T. Takatsuji, T. Minemoto, Measurements of the displacement distribution by speckle photography using BSO crystal, *Opt. Commun.* 76 (1990) 206-212.
- [5.14] H. J. Tiziani, K. Leonhardt, J. Klenk, Real-time displacement and tilt analysis by speckle technique using $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals, *Opt. Commun.* 34 (1980) 327-331.
- [5.15] H. J. Tiziani, J. Klenk, Vibration analysis by speckle techniques in real time, *Appl. Opt.* 20 (1981) 1467-1470.
- [5.16] M. Tebaldi, A. Lencina, N. Bolognini, Analysis and applications of the speckle patterns registered in a photorefractive BTO crystal, *Opt. Commun.* 202 (2002) 257-270.
- [5.17] A. Salazar, M. Tebaldi, N. Bolognini, Analysis of high frequency modulated speckle in a BSO crystal, *Opt. Commun.* 223 (2003) 1-9.

- [5.18] **Martha Molina**, María del C. Lasprilla, Myrian Tebaldi, y Nestor Bolognini, “Optimización del Esquema experimental para registro de speckle generados a partir de superficies reflectantes”, *Bistua*. Vol 7 (2) (2009). ISSN. 0120-4211.
- [5.19] Kiyofumi Matsuda, Bi Qing Ye, et al, “Holographic vibration measurements of rough surfaces using a LCSLM”, *Optics Communications* 275 (2007) 53–56.
- [5.20] A. Salazar, M. Tebaldi, N. Bolognini, Experimental study of volume speckle in four-wave mixing arrangement, *Opt. Commun.* 221 (2003) 249-256.
- [5.21] E. Archbold, A. E. Ennos, Displacement measurement from double-exposure laser photographs, *Optica Acta* 19 (1972) 253-271.
- [5.22] H. Tiziani, A study of the use of laser speckle to measure small tilts of optically rough surfaces accurately, *Opt. Commun.* 5 (1972) 271-276.

CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS

Demostramos que el modelo de speckles volumétricos propuesto previamente para el caso de difusores de transmisión, también es aplicable al caso de difusores reflectivos.

Analizamos las propiedades de los registros de patrones de speckle modulados de objetos reflecto-difusores en medios fotorrefractivos, específicamente en cristales BSO. Examinamos teórica y experimentalmente la naturaleza de volumen de tales registros haciendo un paralelo con la holografía de volumen en geometría de transmisión e investigamos la influencia de la aplicación de un campo eléctrico de registro sobre el cristal. Se observó, como el mecanismo de arrastre de cargas predomina ampliamente sobre el de difusión y que la amplitud de la modulación de las redes de índices formadas y su eficiencia de difracción dependen fuertemente de la magnitud del campo aplicado y de la orientación de las franjas de interferencia (o vector de red) respecto al campo. En las experiencias realizadas se determinó que la formación de las redes de índices en el cristal depende de la componente del campo eléctrico paralela al vector de red.

También investigamos el comportamiento de la eficiencia de difracción de los registros en función de del apartamiento del haz de lectura respecto al ángulo de Bragg y del espesor del cristal. Los registros de speckle modulados para difusores reflectivos, pueden interpretarse como un conjunto de micro-hologramas de volumen distribuidos aleatoriamente en el cristal, análogamente a lo que ocurre en el caso de los difusores de transmisión. Las micro-redes de índices registradas, cuyo espesor efectivo coincide con el tamaño del cristal, tienen una alta selectividad angular que aumenta en proporción al espesor del cristal y disminuye con el periodo de las redes registradas.

Se encontraron de este modo las condiciones experimentales de trabajo que permiten un registro eficiente. Debemos mencionar que el uso de un espejo adaptado frente al empleo de un divisor de haz convencional (50-50) aumenta en un 75% la energía disponible que llega al medio de almacenamiento favoreciendo un registro eficiente y contribuyendo a disminuir notablemente el tiempo de exposición, evitando los problemas asociados a las perturbaciones mecánicas.

En su momento advertimos del limitado número de aplicaciones derivadas de los registros fotorrefractivos de speckle modulados para difusores reflectivos y marcamos la ausencia de estudios alrededor de las vibraciones de estas superficies basadas en dichos registros. Así, en el Capítulo 5 reportamos una aplicación novedosa relativa al análisis de vibraciones, implementada a partir de registros de speckle modulado de superficie difuso-reflectora, en cristales BSO.

Presentamos un método de speckle que permite visualizar regiones de igual pendiente de una superficie vibrante. Tomamos ventaja de la naturaleza de volumen del medio de registro combinado con la naturaleza de volumen de la estructura del speckle. Bajo esta condición, una inclinación (pendiente de la superficie) en el objeto reflectivo desenfocado es mapeada como un speckle cambiando en el volumen del cristal. Por otro lado, el sistema tiene la ventaja de la tolerancia al desplazamiento en la dirección axial. Entonces, los puntos que corresponden a una pendiente nula pero con amplitud alta pueden ser fácilmente detectados. En efecto, la profundidad del speckle gobierna el rango donde este comportamiento tiene lugar. La técnica propuesta puede ser una herramienta para el análisis óptico no destructivo y su baja sensibilidad facilita trabajar en ambientes industriales.

Los resultados obtenidos sugieren un análisis teórico y numérico de las técnicas de vibraciones de superficies reflecto-difusoras por medio de speckle modulados usando medios fotorrefractivos. Este análisis teórico podría conllevar a que el

método de sensado de pendiente, permitiese la detección simultánea del desplazamiento y rotación fuera de plano. De igual manera, se podría desarrollar métodos de multiplexado con la rotación de la pupila.

APORTES DEL TRABAJO

Algunos de los aspectos originales de este trabajo forman parte de:

Publicaciones:

- Martha Molina, Maria del C. Lasprilla, Myrian Tebaldi, y Nestor Bolognini, “Slope detection method by modulated speckle pattern”, Optik (Aceptado 10/12/2009).
- Martha Molina, María del C. Lasprilla, Myrian Tebaldi, y Nestor Bolognini, “Optimización del Esquema experimental para registro de speckle generados a partir de superficies reflectantes”, Bistua. Vol 7 (2). ISSN. 0120-4211.
- Martha Molina, Vladimir Jerez, María del Carmen Lasprilla, “Eficiencia de Difracción del Registro de Redes Holográficas en Cristales Fotorrefractivos (BTO)”. Revista Colombiana de Física (en revisión)

Participación en eventos:

- RIAO/OPTILAS 2007 (Campinas, Sao Paulo, Brazil, 21–26 Octubre 2007).
Trabajo:
 - ✓ “Diffraction Efficiency Of Holographic Grating In Photorefractive Sillenite Crystals”
- XI Encuentro Nacional de Óptica, II Conferencia Andina y del Caribe en Óptica y sus Aplicaciones. Universidad de Pamplona, Noviembre 10 – 14, 2008. Pamplona, Colombia. Trabajos:
 - ✓ “Análisis De Vibraciones Mediante Técnicas De Speckle En Un Cristal Fotorrefractivo”,
 - ✓ “Optimización del Esquema experimental para registro de speckle generados a partir de superficies reflectantes”.

Reconocimientos

- El trabajo “Diffraction Efficiency Of Holographic Grating In Photorefractive Sillenite Crystals”, llevado al evento internacional RIAO/OPTILAS 2007.

CARTA DE CESION DE DERECHOS

En la ciudad de Bucaramanga, el día 27 de Mayo de 2010 la que suscribe: **Martha lucía Molina Prado**, alumna del programa de Doctorado en Ciencias Naturales (Física) con número de carnet 205082 adscrito al posgrado en Física de la Escuela de Fisica de la U.I.S, manifiesta que es autora intelectual del presente trabajo de tesis bajo la dirección de la Dra. María del C. Lasprilla, y la codirección de la Dra. Myriam Tebaldi y el Dr. Nestor Bolognini, y cede los derechos del trabajo titulado “**Análisis de vibraciones utilizando Speckle Modulados en Cristales Fotorrefractivos**” a la Universidad Industrial de Santander para su difusión, con fines académicos y de investigación.

Los usuarios de la información no deben reproducir el contenido textual, gráficas o datos de trabajo sin el permiso expreso del autor y de los directores del trabajo. Este puede ser obtenido escribiendo a la siguiente dirección: molinaprado@gmail.com. Si el permiso se otorga, el usuario deberá dar el agradecimiento correspondiente y citar la fuente del mismo.

M.Sc. Martha Lucía Molina Prado