



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

"DETECCION DEL EFECTO DE PRESION DE
RADIACION POR PULSOS LASER"

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

F I S I C O

P R E S E N T A :

TORRES ZUÑIGA VICENTE



FACULTAD DE CIENCIAS
UNAM

DIRECTOR DE TESIS: DR. MAYO VILLAGRAN MUNIZ

2005



FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR

m344176



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

ACT. MAURICIO AGUILAR GONZÁLEZ
Jefe de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:
"Detección del efecto de presión de radiación por pulsos laser"

realizado por Torres Zúñiga Vicente

con número de cuenta 09424327-7, quien cubrió los créditos de la carrera de: Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

A t e n t a m e n t e

Director de Tesis
Propietario

Propietario Dr. Mayo Villagrán Muniz

Propietario Dr. Luis Fernando Magaña Solís

Propietario Dra. Marcela Dolores Grether González

Suplente Dr. José Rufino Díaz Uribe

Suplente Fís. Andrés Valentín Porta Contreras

Consejo Departamental de Física

Alicia Zarzosa Pérez
M. EN C. ALICIA ZARZOSA PEREZ
Coordinadora de Licenciatura

FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

A mis padres

Deseo agradecer a todos mis sinodales sus comentarios, sugerencias, preguntas, guía y apoyo en el proceso para realizar mi tesis.

Con profunda alegría reconozco la labor de mis profesores de la Facultad de Ciencias.

Agradezco a toda la gente del CCADET (antes Centro de Instrumentos) por su ayuda en tan diversos momentos.

Andrés, Karen, Carla, por su amistad.

A tu corazón padre.

Resumen

Presentamos un estudio de la detección del fenómeno de la presión de radiación, que ejerce un haz láser pulsado, sobre una superficie dieléctrica. El estudio de presión de radiación es importante desde el punto de vista de las ciencias básicas, pues el fenómeno es en esencia la interacción de la onda con la materia, por lo cual las propiedades electromagnéticas de la onda quedan al descubierto. También es importante desde un punto de vista práctico. El fenómeno es responsable del desarrollo de dispositivos que pueden cambiar el estado de movimiento de objetos, desde átomos hasta cadenas moleculares, lo que tiene aplicaciones desde la espectroscopía fina de alta resolución hasta la manipulación de organelos celulares o incluso de las mismas células.

A lo largo de la tesis mostraremos algunos puntos de vista teóricos de la presión de radiación en el campo clásico y cuántico; discutiremos en que condiciones se usa uno u otro. Adicionalmente, damos una estimación del efecto radiométrico y mostraremos un experimento en el que se detecta la presión de radiación. El experimento consiste en disparar un pulso energético de luz sobre la superficie de un brazo de un péndulo de torsión, mientras que en otro brazo, un haz continuo de baja potencia se defleca, dicha desviación se mide con un fotodetector conectado a un osciloscopio digital.

Para el experimento, utilizamos un cubre objetos de vidrio liviano Pyrex que se dispuso en la balanza de torsión, la balanza se introdujo en una cámara al vacío. Por otro lado, un láser pulsado de alta intensidad y polarizado linealmente se hizo incidir sobre la muestra. Por efecto de la transferencia de momentum entre la luz y la muestra, la balanza osciló alrededor del eje de suspensión. Dependiendo de la dirección de polarización, cambia la magnitud de la presión de la luz. Por tanto, la amplitud con la que oscila la balanza de torsión cambia. Variamos la dirección del campo mediante una lámina de $\lambda/2$, calibrando la lámina encontramos la dirección óptima para hacer la observación. Además, para determinar los efectos radiométricos se varió la presión dentro de la cámara, desde presión atmosférica hasta $2,3 \times 10^{-1}$ Torr. Los desplazamientos se midieron por medio de la deflexión de un haz continuo de láser He-Ne y aumentamos la sensibilidad del detector por medio de la *técnica de la navaja*.

Entre los resultados obtenidos, mostramos la relación de la presión de radiación con el ángulo de incidencia sobre el vidrio, encontramos que las señales son más contrastantes cuando la luz incide sobre la muestra al ángulo de Brewster y para un ángulo, donde la diferencia es máxima entre los coeficientes de Fresnel de ondas polarizadas paralela y perpendicularmente respecto al campo eléctrico. Adicionalmente, encontramos la frecuencia e intensidad de los pulsos láser donde los efectos radiométricos

II

cos no son tan grandes y la señal de presión de radiación es clara. Finalmente con esta información mostramos que se puede detectar el efecto de presión de radiación a presión atmosférica y diferenciarla de efectos térmicos.

Objetivo y metodología.

El objetivo de la tesis es proporcionar una prueba experimental del fenómeno de presión de radiación, mediante el uso de un haz láser pulsado de alta intensidad sobre una superficie dieléctrica macroscópica. Además, diferenciar el fenómeno de presión de radiación del efecto radiométrico. Lo anterior mediante un arreglo experimental relativamente sencillo en comparación con trabajos anteriores a los que se hace referencia.

Descripción del contenido de la tesis.

La tesis está dividida en 4 capítulos y una bibliografía. El capítulo 1 trata de la definición del fenómeno, del desarrollo histórico del estudio de la presión de radiación y mencionamos algunas de las aplicaciones más importantes.

El capítulo 2 trata de la relación de las ecuaciones de Fresnel, que son la base de este método de detección de la presión de radiación. Se expone la teoría alrededor de la presión de radiación, desde el marco de la mecánica cuántica y clásica, es aquí donde se desarrolla la idea de tensor de esfuerzos de Maxwell, que es la semilla de expresiones para la presión de radiación en diversas condiciones iniciales.

Encontramos una expresión de presión de radiación (muy citada por los libros de texto de electromagnetismo), extendemos la descripción para el caso no elástico, a incidencia no normal y en un material transparente. Luego, presentamos una ecuación que toma en cuenta el efecto del haz incidente, el haz reflejado y el transmitido. Finalmente, se considera que el haz incidente es un pulso.

Adicionalmente, se habla de uno de los efectos térmicos de la luz sobre las superficies: el efecto radiométrico, el cual frecuentemente se confunde con el efecto de presión de radiación. Y finalmente, situamos un marco teórico para la detección de una fuerza pequeña actuando sobre un oscilador mecánico clásico, el cual nos da una idea de la capacidad experimental expuesta en la presente tesis.

En el capítulo 3, Mostramos el desarrollo experimental, listamos los materiales e instrumentos empleados, su construcción (cuando se requirió), acondicionamiento y caracterización. Después, explicamos el arreglo experimental y las mediciones realizadas, finalmente, exponemos una discusión de los resultados alcanzados.

El capítulo 4 está dedicado a las conclusiones del trabajo. Se discute el trabajo, se exponen los puntos que consideramos más importantes frente a la información que

IV

ya existía, esto es, justificamos la labor. Finalmente, mencionamos algunas medidas a considerar para trabajos futuros e interesantes.

Índice general

| | |
|---|----------|
| 1. Introducción | 1 |
| 1.1. Desarrollo histórico del concepto de presión de radiación. | 1 |
| 1.2. Aplicaciones de la presión de radiación. | 4 |
| 1.2.1. Astrofísica. | 4 |
| 1.2.2. Pinzas ópticas. | 4 |
| 1.2.3. Trampas atómicas. | 5 |
| 1.2.4. Otras aplicaciones. | 6 |
| 2. Teoría. | 7 |
| 2.1. Luz y dieléctricos. | 7 |
| 2.1.1. Ecuaciones de Fresnel. | 7 |
| 2.2. Marco teórico de la presión de radiación. | 11 |
| 2.2.1. Punto de vista de la mecánica cuántica. | 12 |
| 2.2.2. Punto de vista clásico. | 14 |
| 2.3. Efecto radiométrico. | 22 |
| 2.4. Detección de una fuerza pequeña. | 24 |

| | |
|---|-----------|
| 2.4.1. Parámetros físicos medibles. | 26 |
| 2.5. En resumen. | 27 |
| 3. Marco experimental. | 29 |
| 3.0.1. Fuentes láser. | 29 |
| 3.0.2. placa de $\lambda/2$ | 30 |
| 3.0.3. Muestra. | 31 |
| 3.0.4. Sistema de vacío | 34 |
| 3.0.5. Sistema detector. | 38 |
| 3.0.6. Identificación y minimización de fuentes de ruido. | 41 |
| 3.0.7. Desarrollo experimental | 43 |
| 3.1. Mediciones. | 43 |
| 3.1.1. Relación entre las señales R_{\parallel} y R_{\perp} | 43 |
| 3.1.2. Efecto del vacío en la medición. | 44 |
| 3.1.3. Efecto al cambiar el ángulo de incidencia. | 46 |
| 3.1.4. Señal de deflexión contra ángulo del haz. | 46 |
| 3.1.5. Efecto de la periodicidad de emisión. | 48 |
| 3.2. Discusión de resultados. | 50 |
| 4. Conclusiones. | 53 |

Índice de figuras

| | |
|--|----|
| 1.1. Comportamiento del radiómetro | 2 |
| 1.2. Balanza de torsión usada por Levedev. | 3 |
| 2.1. Un rayo de luz con polarización perpendicular incide en un dieléctrico. | 8 |
| 2.2. Un rayo de luz con polarización paralela incide en un dieléctrico. | 9 |
| 2.3. Diferencia de las reflectancias | 10 |
| 2.4. Proceso radiométrico. | 25 |
| 3.1. Calibración de la placa de $\lambda/2$ | 32 |
| 3.2. Muestra utilizada. | 32 |
| 3.3. Absorbancia de la muestra. | 33 |
| 3.4. Diagrama de conexiones de la cámara de vacío. | 34 |
| 3.5. Detalle de la cámara de vacío. | 35 |
| 3.6. Tiempo de evacuación de la cámara. | 37 |
| 3.7. Recuperación de presión en la cámara. | 37 |
| 3.8. Principio de medición. | 40 |
| 3.9. Arreglo experimental. | 44 |

| | |
|--|----|
| 3.10. Señales de deflexión. | 45 |
| 3.11. Señal de deflexión relativa y normalizada contra presión. | 46 |
| 3.12. Señal de deflexión relativa y normalizada contra variación del ángulo de incidencia. | 47 |
| 3.13. Señal de deflexión relativa y normalizada contra intensidad del láser. . | 48 |
| 3.14. Señal de deflexión relativa y normalizada contra período entre pulsos de salida. | 49 |

Lista de símbolos

- λ Longitud de onda.
- ϵ_0 Constante eléctrica.
- ϵ_{ijk} Tensor de permutaciones.
- ξ Razón de decaimiento espontáneo.
- θ Angulo entre el haz de luz y la línea normal a la superficie.
- Γ Torca.
- R Reflectancia.
- T Transmitancia.
- h Constante de Planck.
- $\hbar = h/2\pi$
- p Momentum lineal.
- k Número de onda.
- e Carga del electrón.
- r Distancia entre dos puntos.
- r_{\perp} Coeficiente de amplitud de reflexión perpendicular.
- r_{\parallel} Coeficiente de amplitud de reflexión paralela.
- t_{\perp} Coeficiente de amplitud de transmitancia perpendicular.
- t_{\parallel} Coeficiente de amplitud de transmitancia paralela.
- E Campo eléctrico.
- B Campo magnético.
- v Velocidad lineal.
- T Tensor de esfuerzos de Maxwell.
- n Índice de refracción.

- F Fuerza.
- P Presión.
- ω Frecuencia angular.
- δ Función delta.
- ρ Densidad de carga eléctrica.
- J Densidad de corriente.
- H Campo magnético en el interior de un material.
- D Campo eléctrico en el interior de un material
- μ Permeabilidad eléctrica.
- \vec{S} Vector de Poynting.
- u Densidad de energía.
- \underline{n} Número de partículas.
- n índice de refracción.
- m Masa.
- k Constante universal de los gases.
- A Area.
- V Volumen.
- \underline{T} Temperatura.
- Ξ Coeficiente de rozamiento.
- \aleph Unidad adimensional.
- I Potencia de un haz de luz.

Capítulo 1

Introducción

La presión de radiación es el efecto resultante de la interacción de la radiación electromagnética ¹ con la materia, tal que el momentum asociado a las ondas electromagnéticas cambia el estado de movimiento de la materia observada; cuando el momentum es lineal el cambio es en la misma dirección de la propagación de la onda.

Las ondas electromagnéticas tienen una energía intrínseca cuando ésta se deposita por cualquier mecanismo, pueden cambiar las propiedades físicas de la materia. Como ejemplos de interacción luz materia encontramos: la creación de pares, el efecto fotoeléctrico, los espectros de absorción, entre otros. La presión de radiación se diferencia de los anteriores en su capacidad de cambiar el estado de movimiento del sistema por efectos exclusivamente electromagnéticos, para ello su descripción debe incluir suposiciones sobre la frecuencia de la luz, la intensidad de la luz, la duración de la interacción, etc.

El presente trabajo trata de la presión de radiación provocada por pulsos láser de alta energía sobre una superficie dieléctrica macroscópica.

1.1. Desarrollo histórico del concepto de presión de radiación.

En 1619 Johannes Kepler, sugirió que las colas de los cometas, que apuntan en dirección contraria a la del Sol, son arrastradas por la presión de la luz solar [1]. Casi

¹la cual, a lo largo del documento, será sinónimo de la palabra luz

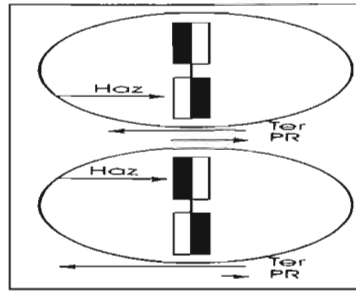


Figura 1.1: Comportamiento del radiómetro a la exposición de un haz de luz. *Haz* representa el haz de luz incidente en las veletas del radiómetro, *Ter* representa a la presión radiométrica y *P.R.* a la presión de radiación. Observe que las magnitudes y los sentidos son distintos, tanto para luz incidiendo en la veleta blanca como en la veleta oscura.

200 años después, J. C. Maxwell, al desarrollar la teoría electromagnética, muestra una expresión que describe el efecto de la presión de radiación en el vacío sobre una superficie, perpendicular a la dirección de propagación de la onda, 100 % reflejante y otra interface 100 % absorbente [2].

En 1875, Crookes construye el radiómetro; que consiste en un bulbo de vidrio evacuado. En su interior hay una veleta suspendida de la punta de una aguja muy afilada. Cada una de las caras de la veleta están pintadas alternadamente de negro y blanco. Cuando el radiómetro se expone a una fuente de luz, como la del Sol, la veleta gira en torno al eje de suspensión, pero su movimiento es en dirección opuesta a la que predice la teoría electromagnética de Maxwell [3]. La figura 1.1 muestra la diferencia entre los movimientos ocasionados por la presión de radiación y el calentamiento de las caras de la veleta. Se puede ver un haz (*Haz*) incidiendo en una de las caras de la veleta, la flecha apuntando hacia las letras (*Ter*) representa el vector fuerza producido por efectos térmicos y la flecha apuntando hacia (*P.R.*) es el vector fuerza por la presión de radiación. Observamos que la magnitud del efecto térmico es mayor que el efecto de presión de radiación, por lo cual la presión de radiación no se observa en los radiómetros de bulbo². La mecánica estadística muestra que el remanente de gas en el bulbo crea una corriente de convección debido a la diferencia de temperaturas entre las caras oscuras y blancas de la veleta, suficiente para vencer el efecto de la presión de radiación, produciendo el movimiento que normalmente observamos en el aparato al exponerlo a la luz solar o una lámpara intensa, [4].

En 1901, de forma independiente, el ruso Peter Levedev, y los americanos Ernest Fox Nichols y Gordon F. Hull realizaron las primeras mediciones de la presión de

²Por medio de bombas de piston con liquidos, en 1876, Crookes no alcanzo vacios mayores a 10^{-3} Torr.

1.1. DESARROLLO HISTÓRICO DEL CONCEPTO DE PRESIÓN DE RADIACIÓN.3

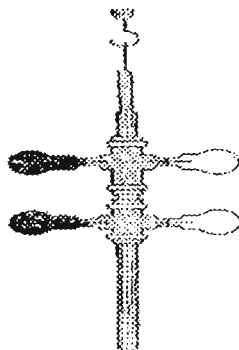


Figura 1.2: Balanza de torsión usada por Levedev.

radiación. Ambos equipos usaron una balanza de torsión en una cámara evacuada de gas y con un sistema muy sensible para realizar la observación [3]. Lograron medir el fenómeno por medio de la torsión de la fibra de cuarzo que sostenía a la balanza, ver fig. 1.2. Entre las conclusiones más importantes que obtuvieron destaca que: **La presión de radiación es independiente de la longitud de onda.**

Por otro lado, la teoría de la presión de radiación en medios refractivos ha estado sujeta a controversias por más de un siglo. La primera expresión para las condiciones anteriores la encontramos en el tensor de Minkowski (1910), este tensor no es simétrico y predice un momentum de nU/c [5] para una onda electromagnética monocromática de energía U en materiales de índice de refracción n y la velocidad de la luz en el vacío es representada por c . Después Abraham (1914) dio razones por las cuales el tensor debe ser simétrico, construyó una forma alternativa y concluyó que el momentum es U/nc . [6]. Ya utilizando láseres, en 1978, V. Jones y B. Leslie hacen las mediciones de la presión de radiación en medios densos; concluyendo estar de acuerdo con lo predicho por Minkowski [7]. Hoy en día se consideran condiciones de frontera tales que reconcilian ambas expresiones [8], pero dada la cantidad y calidad de pruebas, la idea de Minkowski parece la correcta.

Alrededor de la década de los años ochenta, se construyeron las primeras trampas atómicas, donde a las partículas se les disminuye, sólo por efectos electromagnéticos, más del 90 % de su velocidad inicial, [9]. En los últimos 10 años han aparecido importantes experimentos que utilizan la luz para disminuir la velocidad de los cuerpos, de esta forma se enfrían espejos, se desarrollan cavidades más estables (destinadas a hacer interferómetros muy sensibles), entre otras aplicaciones [10].

1.2. Aplicaciones de la presión de radiación.

Mencionaremos sólo algunos temas en que se debe tomar en consideración el efecto de presión de radiación. Con el ánimo de mostrar la diversidad y relaciones que tiene este fenómeno con otras ramas de la ciencia y la técnica.

1.2.1. Astrofísica.

Entre las primeras y más aventuradas aplicaciones encontramos el tópico del transporte interplanetario. La idea consiste en construir naves espaciales con grandes velas reflejantes de la luz solar, las naves son empujadas por la presión de radiación del Sol. La idea más de una vez ha sido tomada por las historias de ciencia-ficción. Las bases del ingenio anterior son correctas, pero tecnológicamente no es aún plausible, pues la fuerza es muy pequeña en comparación con las corrientes de plasma del medio interplanetario. En la misma línea espacial, la presión de radiación tiene gran importancia en el entendimiento de muchos fenómenos astronómicos, como es la formación de las colas de los cometas, o en la estabilidad del núcleo de estrellas muy masivas [11, 1], lo cual es una aplicación más real que los “veleros de luz”.

1.2.2. Pinzas ópticas.

Cuando sobre una partícula incide un haz de luz de gran intensidad, dos fuerzas actúan sobre ella. La más evidente es la fuerza provocada por el esparcimiento y absorción de fotones por la partícula, por lo regular la dirección de la fuerza es aleatoria. La segunda fuerza, es proporcional a la polarizabilidad eléctrica de la partícula y al gradiente de intensidad de la luz [12]. En este caso, la fuerza actúa hacia la dirección de más alta intensidad luminosa, hacia donde la partícula es arrastrada, por ello el instrumento es llamado pinza óptica. Si ambas fuerzas se compensan, se provoca que las partículas pequeñas queden atrapadas de forma estable. Para conseguir el acentuado gradiente de intensidad, responsable de la trampa y que permite dicha estabilidad, un haz láser se enfoca por medio de un microscopio. Entonces, se consigue una intensidad del campo electromagnético elevada en el foco del objetivo y un acentuado decremento de la intensidad en la vecindad [13].

En breve, la partícula, cuando sus dimensiones son mayores que la longitud de onda, actúa como una simple lente que refleja y trasmite los haces incidentes. La deflexión de los haces cambia su momentum y debido a la ley de conservación del momentum, el resultado es una fuerza que mueve la partícula hacia la región de más

alta intensidad. Una desviación de la posición estable del centro de la trampa óptica, provoca una fuerza opuesta que la conduce de nuevo al centro.

Para partículas cuyo tamaño es del mismo orden de magnitud que la longitud de onda (como en sistemas biológicos del orden de $1.06 \mu\text{m}$), los modelos teóricos tienen problemas en predecir la fuerza neta. La fuerza depende de la forma de la partícula y por medio de experimentos se ajustan las ecuaciones correspondientes.

Algunas aplicaciones de las pinzas ópticas son las siguientes:

- Atrapar, manipular, clasificar bacterias.
- Manipular órganos intracelulares en vivo. Incluyendo la inserción de materiales dentro de la célula.
- Atrapar cadenas de ADN

Entre otras aplicaciones en nano y biotecnología.

1.2.3. Trampas atómicas.

La trampa atómica es un sistema electromagnético, donde se crean y mantienen campos capaces de disminuir la velocidad de partículas (como átomos e iones). Más adelante mostraremos el principio básico para obligar a un átomo de dos estados de energía a bajar su velocidad [9, 14]. Las trampas atómicas son dispositivos capaces de contener a unos cientos de miles de átomos en regiones definidas, lo que representa un avance dado que en un centímetro cúbico de aire, a presión atmosférica, se tienen más de 10^{19} partículas. De esta forma podemos hacer estudios más profundos del comportamiento del átomo ante diversos estímulos, entre ellos, los que implican a la misma luz, tal como interferencia atómica o espectroscopía. El desarrollo del tema de las trampas atómicas va de la mano en el desarrollo de otras ramas como son la computación cuántica, espectroscopía fina y el desarrollo de la nanotecnología. Sólo hay que pensar en el impacto de crear un campo electromagnético similar a un tablero de ajedrez, de nodos y antinodos alternados, donde los átomos puedan yacer por mucho tiempo y solo tengan interacción a través de pulsos de unos pocos fotones.

1.2.4. Otras aplicaciones.

En los últimos años se han diseñado cavidades destinadas a crear láseres más potentes y estables [15, 16], los cuales tienen aplicaciones en la óptica relativista y la emisión de rayos X.

Por medio del estudio de la presión de radiación se diseñan mejores cavidades ópticas, más estables y más eficientes. El desarrollo de cavidades muy estables tiene aplicación en la construcción de interferómetros destinados a la detección de ondas gravitacionales, por ejemplo, proyecto LIGO (*Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory*) [10, 17, 18]. También el fenómeno es importante para entender la física de nubes, la dispersión de luz por pequeñas partículas, caso especial es la ciencia de aerosoles, además, se puede usar presión de radiación para levitar el material combustible de una fusión nuclear [19]. Estas son las aplicaciones a las que recurrimos para mostrar la importancia del tema, pero siempre existirán nuevas ideas.

Capítulo 2

Teoría.

2.1. Luz y dieléctricos.

La radiación electromagnética es una onda transversal y por tal razón puede polarizarse, esto es, se pueden manipular los campos electromagnéticos para que vibren en direcciones preferenciales. Este es el hecho que explotaremos para detectar la presión de radiación. A continuación describiremos la situación de una onda plana que incide sobre un dieléctrico, cuantificaremos la parte transmitida y reflejada para polarización perpendicular y paralela respecto al plano de incidencia de un material, mencionaremos el ángulo de Brewster y las láminas retardadoras, materiales usados para cambiar la polarización de las ondas. Los elementos anteriores nos ayudarán a realizar el experimento deseado.

2.1.1. Ecuaciones de Fresnel.

Agustín Jean Fresnel dedujo un conjunto de expresiones que permiten calcular la cantidad de luz reflejada y transmitida en la interfaz entre dos dieléctricos. Consideremos una onda luminosa armónica plana incidiendo sobre la superficie de separación de dos medios dieléctricos, con el campo \vec{E} perpendicular¹, (ver figura 2.1. Las condiciones límite requieren que la onda incidente $E_i(r, t)$, reflejada $E_r(r, t)$ y transmitida $E_t(r, t)$ cuenten con la misma frecuencia. En el desarrollo de la idea de Fresnel, encontramos las leyes de la reflexión y de la refracción. Adicionalmente, por medio de

¹La polarización lineal perpendicular a la interfase usualmente es etiquetada con la letra S, la cual se deriva de la palabra *senkrecht* que en alemán significa vertical.

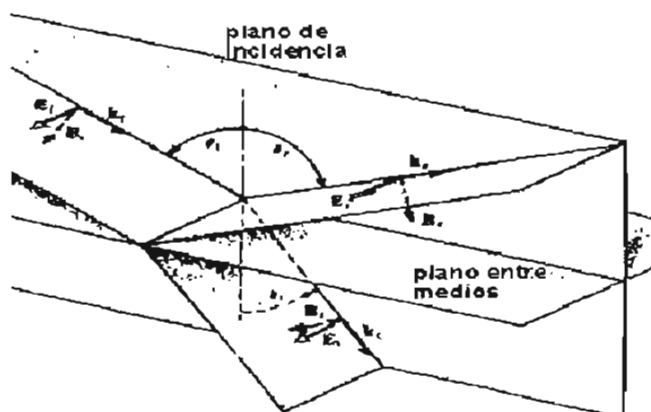


Figura 2.1: Un rayo de luz con polarización perpendicular, respecto al plano de incidencia, ilumina un dieléctrico. Observe la dirección de los vectores del campo \vec{E} después de la transmisión y la reflexión.

las condiciones de contorno sobre los campos \vec{E} y \vec{B} en la interfaz, cada uno a su turno, encontramos las ecuaciones de Fresnel [20]; así E_{0i} , E_{0r} , E_{0t} son amplitudes de las ondas incidentes, reflejadas y transmitida correspondientemente. El desarrollo nos conduce:

$$r_{\perp} \equiv \left(\frac{E_{0r}}{E_{0i}} \right)_{\perp} = \frac{n_i \cos \theta_i - n_t \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t}$$

$$t_{\perp} \equiv \left(\frac{E_{0t}}{E_{0i}} \right)_{\perp} = \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t}$$

que son respectivamente las expresiones de los coeficientes de amplitud de reflexión y de transmisión para campo perpendicular al plano de incidencia. De forma similar, se deben considerar las condiciones límite, ver [20], cuando el campo \vec{E} es paralelo al plano de incidencia, ver Fig. 2.2, dando por resultado otro par de coeficientes de amplitud.

$$r_{\parallel} \equiv \left(\frac{E_{0r}}{E_{0i}} \right)_{\parallel} = \frac{n_t \cos \theta_i - n_i \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t}$$

$$t_{\parallel} \equiv \left(\frac{E_{0t}}{E_{0i}} \right)_{\parallel} = \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t}$$

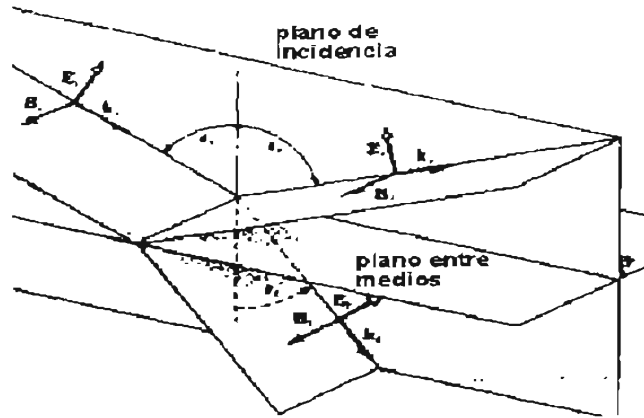


Figura 2.2: Un rayo de luz con polarización paralela, respecto al plano de incidencia, ilumina un dieléctrico. Observe la dirección de los vectores del campo E después de la transmisión y la reflexión.

Además de las relaciones de amplitud de campo, se puede definir la reflectancia R como la razón del flujo reflejado entre el flujo incidente, y la transmitancia T como la relación del flujo transmitido entre el flujo incidente. En otras palabras:

$$R = r^2 = \left(\frac{E_{0r}}{E_{0i}} \right)^2$$

y

$$T = \left(\frac{n_t \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i} \right) \left(\frac{E_{0t}}{E_{0i}} \right)^2 = \left(\frac{n_t \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i} \right) t$$

Las ecuaciones anteriores son los coeficientes de potencia reflejada y transmitida. Ahora, las expresiones para r_{\perp} y r_{\parallel} , son los coeficientes de amplitud para reflexión perpendicular y paralela al plano de incidencia, respectivamente. Las relaciones de irradiancia correspondientes, que se llaman las reflectancias, son $R_{\perp} = r_{\perp}^2$ y $R_{\parallel} = r_{\parallel}^2$ Así.

$$R_{\parallel} = \frac{I_{r\parallel}}{I_{i\parallel}} = \frac{\tan^2(\theta_i - \theta_t)}{\tan^2(\theta_i + \theta_t)} \quad (2.1)$$

$$R_{\perp} = \frac{I_{r\perp}}{I_{i\perp}} = \frac{\text{sen}^2(\theta_i - \theta_t)}{\text{sen}^2(\theta_i + \theta_t)} \quad (2.2)$$

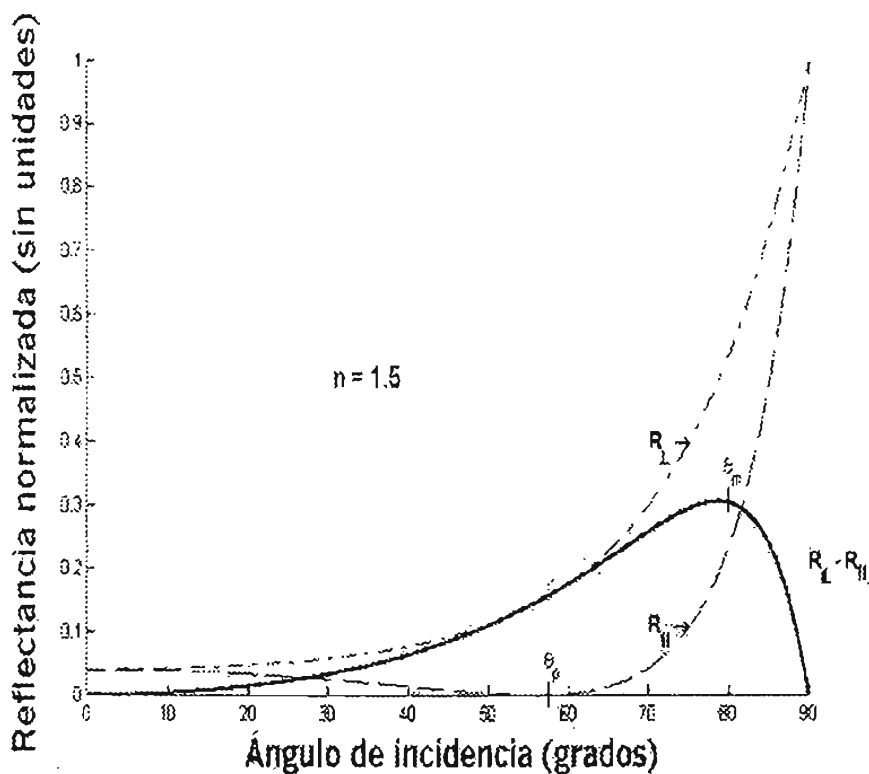


Figura 2.3: Diferencia de las reflectancias R_{\parallel} y R_{\perp} . Observe que existe un punto máximo, θ_m .

Obsérvese que $R_{\parallel} = 0$, cuando su denominador tiende a ∞ ; o sea, cuando $\theta_i + \theta_t = 90$. El valor especial del ángulo de incidencia para el cual esto es cierto se conoce como ángulo de polarización o ángulo de *Brewster*, θ_p , porque en tal ángulo la luz reflejada está completamente polarizada ortogonalmente al plano de incidencia, la localización de tal ángulo respecto a los índices de refracción transmitido, n_t , e incidente, n_i , es:

$$\tan\theta_p = \frac{n_t}{n_i}$$

la Fig. 2.3 representa las reflectancias en incidencia externa, para diferentes valores del ángulo de incidencia θ_i , en una superficie de separación aire - vidrio. La figura contiene, además, en una línea más marcada: la diferencia entre una reflectancia y la otra, $\Delta R = R_{\perp} - R_{\parallel}$. El ángulo de Brewster, para un índice de refracción de 1.5, es de $56,31^\circ$. Observe que θ_m es el ángulo de diferencia máxima entre R_p y R_s , la cual teóricamente es de 30.38 % tal que $\theta_m = 78,67^\circ$. Esto lo veremos en el capítulo 3.

Ciertamente la razón entre R_{\perp} sobre R_{\parallel} , en el ángulo de Brewster, tiende teóricamente al infinito, por lo que los fenómenos electromagnéticos se hacen evidentes en la propuesta de un experimento, pero, en la práctica el mínimo de R_{\parallel} no es cero, en algunos casos difiere mucho de tal valor. Es por ello que proponemos la diferencia de reflectancias como un medio adicional para detectar fenómenos electromagnéticos, donde el valor y dirección de la polarización lineal es importante, tal es el caso de la presión de radiación que mostraremos más adelante en la sección 3.1.1.

Dado que trabajaremos con luz linealmente polarizada y su contraparte ortogonal, necesitamos un dispositivo que cambie el estado de polarización, necesitamos un dispositivo que no altere la intensidad y la dirección del haz; para eso usaremos la lámina de $\lambda/2$.

La placa de $\lambda/2$ es también llamada retardador de onda. La placa es un dispositivo birrefringente que afecta a la polarización de la luz en forma lineal, donde el estado de polarización en la salida depende del estado de polarización en la entrada.

La lámina birrefringente, en relación a la polarización, presenta dos direcciones privilegiadas, que son ortogonales, lo cual la diferencia de la lámina *polaroid*. Cuando una onda monocromática, de polarización arbitraria, entra en la lámina, la luz se separa en dos ondas linealmente polarizadas, con vectores de onda diferentes. Además, las ondas se propagan con velocidades diferentes, En consecuencia, la fase de cada onda se propaga a lo largo de la placa son diferentes. A la salida los haces se recombinan y la diferencia de fase depende del espesor de la placa, la frecuencia inicial de la onda y los índices de refracción de los ejes ortogonales de la lámina. Cuando la diferencia de fase es de π , a la placa se le nombra de media longitud de onda ($\lambda/2$). Cuando la luz polarizada en dirección vertical entra paralela al eje de la placa de $\lambda/2$ la salida también es vertical, pero, cuando la onda entra a un ángulo de 45 grados a la lámina la salida, por el desfase con ambos ejes, sale horizontal. De esta forma obtenemos las dos polarizaciones ortogonales lineales que utilizamos más adelante en el experimento, ver la sección 3.0.7.

2.2. Marco teórico de la presión de radiación.

A continuación veremos expresiones que describen a la presión de radiación en diferentes circunstancias, cada fórmula muestra un resultado dependiente de las condiciones de frontera, las que no son triviales. Primero discutiremos el punto de vista de la mecánica cuántica, trataremos el caso del fotón que no interacciona con la materia, posteriormente, se tratará el caso de un flujo de fotones incidiendo en un átomo con un electrón amarrado al núcleo y hablaremos del caso de un pulso corto luz incidiendo

sobre un dieléctrico.

Después, desarrollaremos la teoría desde el punto de vista clásico y por medio del tensor de esfuerzos de Maxwell, llegaremos a la expresión más básica de la presión de radiación y argumentaremos el resultado para el caso donde la luz interacciona con superficies más reales: superficies que no son perpendiculares a la incidencia del haz, interfaces reflejantes y trasmisoras de luz, que absorben muy poca energía y que básicamente son dieléctricos ópticamente lineales.

2.2.1. Punto de vista de la mecánica cuántica.

La energía y la cantidad de movimiento de un fotón, que viaja en el vacío, están relacionadas por la expresión: $p = E/c = h/\lambda$. En términos vectoriales: $\vec{p} = \hbar\vec{k}$, donde $\hbar = h/(2\pi)$. Esta relación, de acuerdo con [21], es válida para fotones incidiendo en partículas que no están sujetas a potenciales intrínsecos. Por ejemplo, el modelo se usa para describir el cambio de momentum en el efecto Compton, donde el choque es entre fotones y electrones libres. En los siguientes modelos teóricos tomaremos en cuenta que los fotones interactúan con electrones sujetos al potencial proveniente del núcleo.

Ahora, calcularemos la fuerza de presión de radiación ejercida sobre un átomo. Haremos una aproximación cuando la frecuencia del campo eléctrico oscilante es cercana a la frecuencia asociada con la energía de excitación del estado inmediatamente superior del estado base. Suponemos que la intensidad del láser no es muy grande, de forma que la absorción y el decaimiento son eventos lo suficientemente separados en el tiempo, [21]:

$$\begin{aligned}\xi &= \frac{2\pi}{\hbar} |\langle 1 | e\vec{r} \cdot \vec{E} | 0 \rangle|^2 \delta(E_1 - E_0 - \hbar\omega) \\ &= \frac{2\pi}{\hbar} |\langle 1 | e\vec{r} \cdot \vec{E} | 0 \rangle|^2 \delta(\omega_1 - \omega)\end{aligned}\quad (2.3)$$

Donde ξ es la razón de decaimiento espontáneo; $e\vec{r}$, es el operador de momentum dipolar, las omegas son las frecuencias de excitación de los niveles de energía cero y uno, respectivamente. Tenemos que tomar en cuenta el ancho de banda de la excitación del estado $| 1 \rangle$ por lo que modificaremos la función delta, ver [21], por:

$$\pi\delta(\omega_0 - \omega_1) \longrightarrow \frac{\xi/2}{(\omega_0 - \omega_1)^2 + \xi^2/4}$$

la fuerza de presión de radiación es

$$F = \frac{\hbar\omega}{c} \frac{2}{\hbar^2} |\langle 1 | e\vec{r} \cdot \vec{E}_0 | 0 \rangle|^2 \frac{\xi^2/4}{(\omega_0 - \omega_1)^2 + \xi^2/4}$$

Introducimos la cantidad adimensional siguiente:

$$\aleph = \frac{|\langle 1 | e\vec{r} \cdot \vec{E}_0 | 0 \rangle|^2}{(\hbar\xi/2)^2}$$

entonces

$$F = \frac{\hbar\omega}{c} \aleph \xi \frac{\xi^2/4}{(\omega_0 - \omega_1)^2 + \xi^2/2} \quad (2.4)$$

Para campos grandes, \aleph , la emisión estimulada supera a la espontánea, y bajo estas circunstancias la oscilación de los átomos es rápida entre el estado base y el estado excitado [22, 14]; en particular la emisión de fotones es coherente con los fotones absorbidos, así el átomo no absorbe cualquier momentum neto. Para un átomo moviéndose en la misma dirección hay un corrimiento Doppler, adicional, que cambia la longitud de onda relativa.

$$F = \frac{\hbar\omega}{c} \aleph \xi \frac{\xi^2/4}{(\omega_0 - \omega_1 - \omega v/c)^2 + \xi^2/4} \quad (2.5)$$

Si consideramos una onda estacionaria, esto es, un láser con la misma frecuencia pero en dirección contraria, tenemos una fuerza opuesta en dirección, con la frecuencia corrida al azul, $\omega(1 + v/c)$; la fuerza neta en el haz es:

$$F_{net} = \frac{\hbar\omega}{c} \aleph \xi \left[\frac{\xi^2/4}{(\omega_0 - \omega_1 - \omega v/c)^2 + \xi^2/4} - \frac{\xi^2/4}{(\omega_0 - \omega_1 + \omega v/c)^2 + \xi^2/4} \right] \quad (2.6)$$

para el orden más bajo en v/c obtenemos por medio de una expansión de Taylor:

$$F_{net} = \frac{\hbar\omega \aleph \xi}{c^2} \frac{\xi^2/4}{\delta^2 + \xi^2/4} \frac{4\omega\delta}{\delta^2 + \xi^2/4} v$$

Aquí, delta representa la diferencia de frecuencias y es $\delta < 0$, la frecuencia del láser se escoge en la región roja del pico de resonancia [21]; entonces la fuerza en la dirección opuesta a v , tiene la forma $F = -Av$, tal que A es una constante; es decir, la fuerza es disipativa, que depende de la frecuencia y es máxima cuando $dF/d\delta = 0$, que es cuando el módulo $\delta = \omega_0 - \omega = \xi/2\sqrt{3}$. Si en lugar de tener un rayo en una dirección, como mencionamos arriba, tenemos tres direcciones ortogonales; crearemos una región del espacio donde el movimiento de la partícula se verá muy disminuido, y el sistema se conoce como *melaza óptica*, la cual es importante para construir trampas atómicas. De acuerdo con [21] el máximo valor de la fuerza será:

$$F \simeq -\sqrt{\frac{27}{4}} \frac{h\omega_0^2}{c^2} v \quad (2.7)$$

Observemos que la fuerza depende explícitamente de la energía de los fotones y un término parecido al inverso del índice de refracción (v/c). La discusión es válida para átomos e iones. La extensión de esta idea para sólidos es más compleja, pues requiere hablar de las características del material y de la duración de pulso láser, tal como lo hace la referencia [8]. Más adelante (en la sección 2.5) compararemos la ecuación 2.7 con el resultado desde el punto de vista de la mecánica clásica.

2.2.2. Punto de vista clásico.

Dado que las fuerzas electromagnéticas son conservativas, podemos suponer que tienen asociado un momentum, en cual (en ausencia de fuerzas externas) se conserva; por otro lado, de existir fuerzas, ellas se presentarán en la interface [22]. Supondremos que la interacción de la onda y la muestra están en un volumen finito, y encontraremos la fuerza F en el volumen, integrando el esfuerzo en la superficie a través de la frontera completa, para ello usaremos el punto de vista del tensor de esfuerzos de Maxwell.

El tensor de Maxwell

Encontraremos la fuerza en el sistema aislado en términos de los campos en la frontera del sistema. La componente i de la fuerza actuando en un elemento de superficie dS_j está dado por $dF_i = -T_{ij}dS_j$ [22] donde el tensor de esfuerzos \vec{T} tiene componentes T_{ij} ; de acuerdo a la notación de Einstein. La componente i de la fuerza en el volumen completo es:

$$F_i = - \oint T_{ij} dS_j \quad (2.8)$$

Usando el teorema de la divergencia para tensores

$$\oint T_{ij} dS_j = \int (\delta_i T_{ij}) d^3r$$

si $F_i = -\delta_i T_{ij}$. La relación con la divergencia del tensor de esfuerzos es similar a menos el gradiente de la energía potencial. Expresando la fuerza por unidad de volumen sobre el espacio como la divergencia del tensor de segundo grado, la componente i de la densidad de fuerza f_i es:

$$\begin{aligned} f_i = \rho E &= (\epsilon_0 \nabla \cdot \vec{E}) E_i \\ &= \epsilon_0 (\delta_j E_j) E_i = \epsilon_0 [\delta_j (E_j E_i) - E_j \delta_j E_i] \end{aligned} \quad (2.9)$$

donde ρ es la densidad de carga. El primer término de lo anterior está en la forma requerida y el segundo termino lo transformamos usando $\nabla \times \vec{E} = 0$, o en la forma tensorial $\delta_j E_i = \delta_i E_j$, multiplicando ambos lados por E_j

$$E_j \delta_j E_i = E_j \delta_i E_i = \frac{1}{2} \delta_i (E_j E_j) = \frac{1}{2} \delta_{ij} \partial_j E^2$$

con esta sustitución tenemos:

$$F_i = -\delta_j \epsilon_0 (-E_i E_j + \frac{1}{2} \delta_{ij} E^2) \quad (2.10)$$

La cual es una fuerza intrínseca que puede ejercer el campo eléctrico, ahora veremos su relación con el momentum.

Momentum y el tensor de esfuerzos de Maxwell.

Anticipamos que el flujo de energía tiene un flujo de momentum asociado con él, entonces habrá una fuerza actuando en el volumen precipitando el cambio de momentum. Consideremos

$$\begin{aligned}
F &= \frac{d}{dt} \int p d^3r = \int (\rho \vec{E} + \vec{J} \times \vec{B}) d^3r \\
&= \int ((\nabla \cdot \vec{D}) \vec{E} + (\nabla \times \vec{H} - \frac{\partial}{\partial t} \vec{D}) \times \vec{B}) d^3r \quad (2.11)
\end{aligned}$$

expandimos y reemplazamos $\partial \vec{B} / \partial t \rightarrow -\nabla \times \vec{E}$ y juntando todas las derivadas del tiempo en el lado izquierdo y la densidad de momentum del campo, como antes, podemos expresarlo como la divergencia del tensor de segundo grado.

$$\vec{F} = (\nabla \cdot \vec{D}) \vec{E} - \vec{B} \times (\nabla \times \vec{H}) - \vec{D} \times (\nabla \times \vec{E})$$

y usando una notación más cómoda, con el tensor de permutaciones, obtenemos

$$F_j = \partial_k D_k E_j - \epsilon_{ijk} B_k \epsilon_{lmn} \partial_m H_n - \epsilon_{ijk} D_k \epsilon_{lmn} \partial_m E_n$$

reacomodando índices y extendiendo las derivadas parciales

$$F_j = \partial_k D_k E_j - B_n \partial_j H_n + B_k \partial_k H_j - D_n \partial_j E_n + D_k \partial_k E_j$$

esta expresión puede ser simétrica, a través de la adición del término nulo $(\nabla \cdot \vec{B}) H_j = (\partial_k B_k) H_j$ al lado derecho de la ecuación, entonces podemos escribir

$$F_j = \partial_k (D_k E_j) + \partial_k (B_k H_j) - (B_n \partial_j H_n + D_n \partial_j E_n)$$

para materiales lineales, y no necesariamente isotrópicos [22], el último término se puede escribir.

$$B_n \partial_j H_n + D_n \partial_j E_n = \frac{1}{2} \partial_k \delta_{kj} (\vec{B} \cdot \vec{H} + \vec{D} \cdot \vec{E})$$

dando como resultado

$$F_j = \partial_k [D_k E_j + B_k H_j - \frac{1}{2} \partial_{jk} (\vec{B} \cdot \vec{H} + \vec{D} \cdot \vec{E})] = -\partial_k \tilde{T}_{kj} \quad (2.12)$$

Luego, el tensor de esfuerzos de Maxwell escrito de forma general es:

$$\tilde{T}_{ij} = -[D_i E_j + B_i H_j - \frac{1}{2} \delta_{ji} (\vec{B} \cdot \vec{H} + \vec{D} \cdot \vec{E})] \quad (2.13)$$

El momentum para campos no estáticos.

Tomemos en cuenta las implicaciones de conservación de momentum cuando los campos no son estáticos, lo cual nos ayudará para el caso de una onda. Consideremos una fuerza por unidad de volumen ejercida por un campo electromagnético, las cargas o corrientes contenidas en un volumen τ y descrito con una densidad de carga ρ y por una densidad de corriente \vec{J} . Escribimos la divergencia como el tensor de 2do grado después de eliminar $\rho \vec{J}$ por medio de las ecuaciones de Maxwell. La derivada en el tiempo de la densidad de momentum \dot{p}_i , es dada por la expresión de Lorentz ²

$$\begin{aligned} \dot{p}_i &= \rho E_i + \epsilon_{ijk} J_j B_k \\ &= \epsilon_0 (\partial_j E_j) E_i + \epsilon_{ijk} \left[\frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \vec{B}) \right] B_k \end{aligned} \quad (2.14)$$

Si expanden los términos, se agrupan las derivadas en la izquierda y se acomodan los campos, se obtiene:

$$\dot{p}_i + \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} (\vec{E} \times \vec{B}) = \partial_j [\epsilon_0 (E_j E_i - \frac{1}{2} \delta_{ji} B_k) + \frac{1}{\mu_0} (B_j B_i - \frac{1}{2} \delta_{ij} B^2)]$$

Nos anticipamos a la conclusión, abreviamos con la notación de tensor de esfuerzos

$$\begin{aligned} d/dt \int_{\tau} \dot{p}_i d^3 r \tau \dot{p}_i + \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} (\vec{E} \times \vec{B}) \\ &= \int_{\tau} d^3 \tau - \delta_i T_{ij} \\ &= - \int_{\Gamma} dS_j \delta_i T_{ij} \end{aligned} \quad (2.15)$$

²utilizar la fuerza de Lorentz es la base de cualquier desarrollo de la presión de radiación.

escogiendo el volumen de integración lo suficientemente grande para que el campo y los elementos T_{ij} desaparezcan

$$\frac{d}{dt} \int [\dot{p} + \epsilon_0(\vec{E} \times \vec{B})] d^3r = 0 \quad (2.16)$$

Como no hay fuerzas externas actuando, el momentum total se conserva.

$$\dot{p}_{electromagnetico} = \epsilon_0(\vec{E} \times \vec{B}) \quad (2.17)$$

La ecuación es la densidad de momentum del campo electromagnético. La densidad de momentum es igual a $\mu_0\epsilon_0 = S$, el flujo de energía dividido por c^2 . Si el momentum total del sistema cambia, entonces una fuerza externa aparece en lugar del cero en el lado derecho de la ecuación 2.16, conllevando un flujo:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{B} / \mu_0 = \frac{E^2}{2\mu_0 c} \quad (2.18)$$

Campo oscilante: Onda.

De acuerdo con ??, la energía por unidad de volumen almacenada en el campo electromagnético es:

$$u = \frac{1}{2}(\epsilon_0 E^2 + \frac{1}{\mu_0} B^2)$$

En el caso de una onda plana monocromática en el vacío

$$B^2 = \frac{1}{c^2} E^2 = \mu_0 \epsilon_0 E^2$$

Entonces, podemos rescribir la ecuación de energía anterior, considerando que los campos electromagnéticos oscilan cosenoidalmente.

$$u = \epsilon_0 E^2 = \epsilon_0 E^2 \cos^2(kz - \omega t + \delta)$$

La onda lleva energía a lo largo de su camino; la densidad de flujo de energía (energía por unidad de área, por unidad de tiempo) transportada por el campo está dada por el vector de Poynting, 2.18.

En coordenadas cartesianas, las ondas monocromáticas planas, propagándose en la dirección de z toman la forma:

$$\vec{S} = c\epsilon_0 E_0^2 \cos^2(kz - \omega t - \delta) \vec{z} = cu\vec{z}$$

Es de notar que S es la densidad de energía por la velocidad de la onda. Para un tiempo Δt y una longitud $c\Delta t$ atravesando una área A , llevando una energía $uAc\Delta t$. La energía por unidad de tiempo, por unidad de área, transporta por unidad de densidad el momentum del campo. Esto es:

$$\vec{p} = \frac{1}{c^2} \vec{S}$$

para una onda monocromática tenemos:

$$\vec{p} = \frac{1}{c^2} \epsilon_0 E_0^2 \cos^2(kz - \omega t + \delta) \vec{z} = \frac{1}{c^2} u \vec{z}$$

Para campos electromagnéticos visibles la frecuencia de la onda es muy grande, del orden de 10^9 Hz. Para hacer una medida macroscópica, es necesario cubrir varios ciclos de la onda. Además de que no estamos interesados en las fluctuaciones, estamos interesados en el efecto promedio temporal, en tal caso, la intensidad es:

$$I \equiv \langle \vec{S} \rangle = \frac{1}{2} c \epsilon_0 E_0^2 \vec{z}$$

$\langle S \rangle$ Representa el promedio temporal de S . Si la luz incide en un material perfectamente absorbente; entregará su momentum a la superficie en un tiempo Δt , momentum transferido $\Delta p = PAc\Delta t$, P es conocido como presión de radiación

$$P = \frac{1}{A} \frac{\Delta p}{\Delta t} = \frac{1}{2} \epsilon_0 E_0^2 = \frac{I}{c} \quad (2.19)$$

Ahora, tomaremos diferentes casos de la muestra: cambio del ángulo de incidencia, absorción de la muestra, abordaremos el caso de un material dieléctrico y pulsos de luz

incidiendo en el material. Demostraremos que la presión de radiación, en el régimen de las ondas electromagnéticas monocromáticas que inciden en una superficie, se puede escribir como:

$$P = \frac{I}{c}(1 + R) \cos^2(\theta) \quad (2.20)$$

donde I es la potencia de la onda incidente, c es la velocidad de la luz en el vacío, R es la reflectancia y θ representa el ángulo entre la normal a la superficie y la dirección de la onda incidente.

Ahora pensemos en el caso donde la incidencia no es normal. Si el choque de la luz con la muestra es elástico y la dirección de la onda con la superficie rota θ grados respecto a la normal, en tal caso, aplicamos la conservación del momentum para las componentes de cada dirección (para el rayo incidente y el rayo reflejado), la simple manipulación algebraica indica que la magnitud de la diferencia de momentum es:

$$\Delta p = 2p \cos(\theta)$$

y el área efectiva del choque, cuando la superficie rota, es $A \cos(\theta)$. Suponiendo que el sistema es estacionario, el cambio temporal sigue siendo el mismo, por la segunda ley de Newton, tenemos:

$$\frac{F_x}{A} = 2 \frac{I}{c} \cos^2 \theta$$

Ahora, si el choque es no elástico, después del choque, el momentum habrá disminuido en una cantidad comprendida entre uno y cero, donde cero indica que la superficie no proporciona momentum, entonces la presión de radiación es:

$$\frac{F_x}{A} = \frac{I}{c}(1 + R) \cos^2 \theta$$

R depende de la capacidad de la superficie de absorber la luz; I es energía sobre unidad de tiempo (potencia de la fuente de luz). Una extensión de lo anterior se muestra en el modelo de Vassilev (ver [23]) donde se incluyen las propiedades ópticas del medio, no sólo como absorbente. Tomando en cuenta la energía radiante en el medio

(incidente, reflejada, transmitida, no la absorbida) para cada dirección de polarización, la distribución de momentum será:

$$P_q = (\sigma^i + \sigma_q^r) \cos^2(\theta_i) - \sigma_q^t \cos^2(\theta_t) \quad (2.21)$$

donde $\sigma^i, \sigma_q^r = R\sigma^i, \sigma_q^t = T\sigma^i$, son el momentum asociado a la densidad de energía de del haz incidente, reflejado y transmitido, respectivamente. El sufijo q indica el estado de polarización, el cual se considera como paralela (\parallel) o perpendicular (\perp). R y T son la reflectancia y la transmitancia, respectivamente, expresadas en términos de los coeficientes de Fresnel. El término negativo es muy fácil de explicar, imagine que un átomo del material emite un fotón, igual que un rifle que dispara una bala, el átomo retrocede en dirección contraria de la luz.

Vassilev toma en cuenta el pulso de luz que interacciona con el medio, pues considera que haces continuos de luz deben ocasionar efectos térmicos. El pone de condición $tc/n_0 \gg \lambda$, donde t es la duración del pulso. La magnitud del momentum es $p = (2n_0/c)U \cos \theta$. Luego, la presión es

$$P_q = \frac{2n_u E_q u}{c \delta t} \cos(\theta_u)$$

n_u es el índice de refracción del medio, E es la energía por pulso, δt es el tiempo efectivo de interacción de cada pulso con el material. Ahora el tiempo de interacción, $\delta t = t_0 + (d/c)(n_i \tan \theta_i)$, es la suma del tiempo con cada pulso, (t_0) y el cambio de la dirección con cada pulso de incidencia. Sin pérdida de generalidad, [24, 25], podemos considerar que cada pulso tiene una geometría cilíndrica con eje paralelo a la dirección de propagación, donde d es el diámetro del pulso³. Para una área efectiva tenemos como el caso anterior

$$P_q = \frac{I_i}{c} \left| [n_i(1 + R_q) \cos \theta_i - n_t T_q \cos \theta_t] \frac{\cos \theta_i}{B} \right| \quad (2.22)$$

donde

$$B = 1 + \frac{d}{ct_0} n_i \tan \theta_i$$

³la tangente proviene de las proyecciones de el diámetro del pulso por el seno del ángulo y la proyección del largo del pulso por el coseno del ángulo

Esta última fórmula se puede llevar a la práctica, las variables se pueden medir y tiene parámetros que se pueden mantener constantes en el experimento. Será la ecuación que se utilizará en el presente trabajo.

Observemos un poco más, de acuerdo con la experiencia de Levedev [3], la presión de radiación no depende de la longitud de onda utilizada, pero tácitamente al considerar una superficie real hay que tomar en consideración que hay materiales transparentes para unas longitudes de onda y serán opacos para otras frecuencias. La ecuación 2.7 pone de manifiesto la importancia de la longitud de onda, pues para ciertas energías el átomo no absorberá al fotón. Finalmente en las ecuaciones macroscópicas (en particular 2.22) la trasmittancia y la reflectancia dependen directamente del índice de refracción y éste depende de la longitud de onda usada. Por tanto, Levedev no estaba en lo correcto, la presión de radiación en verdad depende del color de la luz.

2.3. Efecto radiométrico.

El efecto radiométrico es causado por el calentamiento de las partículas circundantes a la muestra. Al ser calentadas por el haz de luz, las partículas aumentan su velocidad promedio, algunas chocan contra la muestra, transfiriendo su momentum, y en consecuencia pueden mover a la muestra. El efecto radiométrico es, por su magnitud, un fuerte competidor de la presión de radiación. A continuación daremos una estimación de la magnitud de la presión sobre la muestra ocasionada por el efecto radiométrico.

La mecánica estadística [4] nos muestra que la presión ocasionada por el choque de partículas indistinguibles, representada en términos de la velocidad es:

$$P = \frac{F}{A} = \frac{1}{3} \underline{n} m \hat{v}^2$$

Donde P es la presión radiométrica, \underline{n} es el número de partículas, m es la masa de cada partícula, \hat{v} es la velocidad *rms* (siglas en inglés de *random mean speed*). La velocidad *rms* en términos de la temperatura es:

$$\hat{v}^2 = \frac{3kT}{m} \Rightarrow P = \underline{n} k T$$

En el desarrollo de ideas de la física estadística, se encuentra la relación entre la temperatura de las partículas y la energía donada por el haz de luz.

$$E = \frac{2}{3}kT \Rightarrow T = \frac{3E}{2k}$$

E no es propiamente la energía del láser, si lo fuera, implicaría que las partículas en la vecindad de la muestra absorberían toda la energía y no habría transmisión ni reflexión desde la muestra. Tampoco, las partículas reflejan o esparcen, toda la energía, pues, hay transmisión a través de la muestra. Entonces, definimos E como la fracción de energía transmitida al ángulo normal, posterior a la última cifra registrada. Es decir, si la energía del láser que se trasmite, a incidencia normal, es de 0.999 unidades; este E será 0.001unidades⁴. Sustituyendo apropiadamente, tenemos

$$P = \frac{3}{2}nE \quad (2.23)$$

Para obtener el número de partículas calentadas por el haz de luz y que chocan contra la muestra, n , usamos la ecuación de gas ideal.

$$P = \frac{nkT}{V} = \frac{nkT}{Al}$$

En este caso P es la presión en el volumen de las partículas calentadas, A es el área de la sección transversal del haz de luz; l es el recorrido libre medio. De acuerdo con [26], el recorrido libre medio es:

$$l = \frac{1}{\sqrt{2}\pi\rho_n d^2}$$

donde ρ_n es la densidad de partículas, N/V , y d es el diámetro molecular. Usando la ecuación de gas ideal.

$$\rho_n = \frac{N}{V} = \frac{P}{kT}$$

obtenemos

⁴también se puede usar un criterio similar con la energía esparcida y absorbida por la muestra

$$l = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi P d^2}$$

Sustituyendo la anterior ecuación en nuestra última expresión de la presión, despejamos n :

$$n = \frac{A}{\sqrt{2}\pi d^2}$$

Suponiendo que el área transversal del haz es un círculo, $A = \pi r^2$.

$$n = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{r}{d}\right)^2$$

Finalmente, la presión radiométrica es:

$$P_{\text{radiometrica}} = \frac{3}{2\sqrt{2}} E \left(\frac{r}{d}\right)^2 \quad (2.24)$$

Repetimos, E es el porcentaje de energía que calienta a las partículas, r es el radio del área transversal del haz, d es el diámetro molecular de la partícula en cuestión. En la búsqueda bibliográfica no encontramos una expresión satisfactoria para estimar la presión radiométrica y compararla con nuestra propuesta. De los artículos encontrados los que más se acercan a la anterior discusión son [27, 28], pero, la naturaleza de su investigación es en el interior de una cavidad óptica, a una presión que ellos estiman tan considerable como para usar la fuerza de arrastre ocasionada por la viscosidad. Nosotros no consideramos términos de viscosidad, dado que la presión a la que trabajamos es relativamente alta (de 670 hasta 10^{-4} Torr) y el rango de movimiento de las partículas es inmediato a la interfaz. Por ello tomamos el modelo propuesto y observaremos en la sección sobre discusión de resultados lo que los números, provenientes del experimento, tengan que decir (ver sección 3.2).

2.4. Detección de una fuerza pequeña.

Ya que tenemos ecuaciones que nos refieren al experimento y sus mediciones, ahora, hablaremos de la estimación del límite físico de detección. mostraremos una

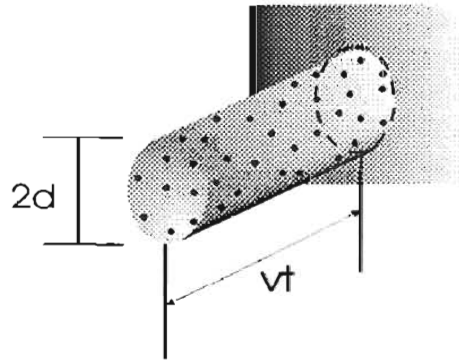


Figura 2.4: Proceso radiométrico. Un haz, con forma de cilindro, calienta las partículas alrededor de la muestra, la velocidad de las partículas crece y chocan con la muestra; moviéndola por intercambio de momentum.

expresión para describir la detección de una fuerza pequeña que actúa sobre un oscilador mecánico clásico.

Imaginemos que es necesario detectar la influencia de la fuerza $F(\tau)$, finita en el tiempo (τ), sobre la masa m que esta ligada con rigidez k y que tiene una disipación correspondiente al coeficiente de rozamiento H . La $F(\tau)$ puede ser una fuerza regular, un tren de ondas cosenoidal o es un impulso. A continuación sólo nos va interesar el nivel de sensibilidad posible de detectar a la fuerza sobre el oscilador. Supongamos, además, que actúa una fuerza estacionaria fluctuante F_f dependiente a la densidad espectral, De acuerdo con [29], tenemos:

$$(F_f)_\omega^2 = 4kHT$$

Donde k es la constante de Boltzmann y T es la temperatura. Los ruidos que no son térmicos se pueden disminuir. Las fluctuaciones térmicas del oscilador mecánico, en principio, no son eliminables, [29, 30]. Si se lograsen eliminar las influencias fluctuantes no térmicas sobre la masa m se podría afirmar que la condición aproximada de detección de F tiene el siguiente aspecto

$$F(\tau) \gg \sqrt{4kTH\Delta f} \quad (2.25)$$

Donde Δf es la banda de frecuencias dentro de la cual se localiza la parte fundamental del espectro $F(\tau)$. Para obtener mayor sensibilidad hay que disminuir la temperatura y H , la magnitud de Δf se determina conociendo la forma de $F(\tau)$,

la condición anterior es una estimación, que no indica el método de medición de la repuesta del oscilador ante la fuerza. Por otro lado, el efecto radiométrico puede crear una rigidez diferencial complementaria, luego, la inercia térmica de la masa del oscilador puede ser relativamente grande.

2.4.1. Parámetros físicos medibles.

A través de la mecánica clásica podemos conocer algunos parámetros físicos e interpretarlos en las medidas del experimento. Sabemos que el movimiento buscado es el movimiento de un péndulo de torsión para ángulos pequeños y cuando el eje de rotación pasa por el centro de masa. Entonces la torca:

$$\Gamma = -k\Theta$$

tal que

$$k = \frac{4\pi I}{T^2}$$

Donde el momento de inercia de una laja rectangular, con su eje de rotación sobre el centro de masa y el eje menor es

$$I = \frac{Mr^2}{3} \quad (2.26)$$

La torca como escalar es: $\Gamma = r \text{sen}(\alpha)F$ y combinando las anteriores ecuaciones, encontramos:

$$\boxed{\langle F \rangle = \frac{-4\pi^2}{3} \frac{Mr}{\text{sen}\alpha} \langle \frac{\Theta}{T^2} \rangle} \quad (2.27)$$

Donde M es la masa de la muestra, r es el brazo de palanca α es el ángulo de incidencia de la perturbación, Θ es el ángulo que rota el péndulo y T es el período de oscilación, obtenible por medio de un análisis de Fourier. El uso de la última ecuación se mostrará en la sección de resultados.

2.5. En resumen.

Primero, revisamos las ecuaciones de Fresnel, pues necesitamos hacer una distinción entre el fenómeno electromagnético y los radiométricos. La distinción se puede hacer mediante la comparación de los efectos ocasionados por la polarización perpendicular y la polarización paralela, esto lo veremos en la sección 3.1.4, ya que los efectos radiométricos no son sensibles a la polarización de la luz. Siendo lo anterior una de las ideas fundamentales de la presente tesis.

Después, desarrollamos la teoría de la presión de radiación, desde el punto de vista de la mecánica cuántica y la física clásica. El resultado de la mecánica cuántica es la fórmula de melaza óptica 2.7. El punto de vista clásico comenzó, con la expresión precursora de la descripción de la presión de radiación: el tensor de esfuerzos de Maxwell. Desarrollamos la idea para obtener las expresiones básicas del fenómeno, para al fin obtener una expresión que contiene términos de incidencia, reflexión y transmisión, la cual es la ecuación clave del presente trabajo 2.22.

Finalmente, dimos una expresión, básica del efecto radiométrico 2.24, el cual es la competencia de los efectos electromagnéticos. Mostramos el límite físico y describimos la fuerza total con la que se mueve el péndulo de torsión 2.27, obtenible del espectro de frecuencias. De este modo, tenemos todas las herramientas para desarrollar el experimento e interpretar los resultados.

Capítulo 3

Marco experimental.

A continuación mencionaremos el equipo utilizado, describiremos sus principales características y daremos los valores de los parámetros que nos interesaron de los instrumentos. Posteriormente, explicamos el arreglo experimental y mostramos los resultados de las mediciones realizadas.

3.0.1. Fuentes láser.

Se utilizó un láser marca *Continuum*, modelo *Surelite I*, de Nd:YAG, el cual es un láser pulsado (su frecuencia de pulsación es de 0.1 hasta 10 Hz), clasificado de alta potencia y con emisión en 1.06 μm . Por medio de un sistema doblador de frecuencia el sistema láser emite en 532 nm, longitud de onda que se usó en los experimentos. La energía máxima del láser es 215 mJ con un ancho de pulso de 5 a 7 ns, [31], el haz de luz es polarizado linealmente; por ello lo utilizamos como el agente que ejerce la presión de radiación sobre la muestra. El rango de energía usado con este láser fue de 179 mJ a 12.7 mJ. Entonces, el número promedio de fotones por pulso es de 89×10^{23} , cantidad lo suficientemente grande para usar el marco teórico clásico.

En el cuadro 3.1 aparecen los valores de estabilidad en la emisión del Nd:YAG, es decir, se muestra la repetibilidad de la energía del láser, para un frecuencia de 0.1 Hz. Es notorio que a medida que la energía es menor, el láser es cada vez más inestable, pero siempre es por debajo del 5%, adecuado para nuestros propósitos de estabilidad.

También se utilizó un láser He-Ne de emisión roja ($\lambda = 632,8\text{nm}$), este es un láser continuo de muy baja potencia (1mW), en comparación con la potencia del Nd:YAG (en los experimentos la energía promedio mínima fue de 12.7 mJ, a los 7

Cuadro 3.1: Energías promedio emitidas por el láser Nd:YAG y su error en términos de la desviación estándar (σ)

| Energía promedio (mJ) | $\pm 2\sigma$ % |
|-----------------------|-----------------|
| 179 | 0.6 |
| 167 | 0.7 |
| 158 | 0.8 |
| 146 | 0.8 |
| 129 | 0.9 |
| 120 | 1 |
| 108 | 1.4 |
| 96.6 | 1.5 |
| 87.3 | 1.3 |
| 75.9 | 1.5 |
| 65.1 | 1.9 |
| 56.3 | 2.1 |
| 46.1 | 2 |
| 36.7 | 2 |
| 28.8 | 3.1 |
| 20.4 | 4.1 |
| 12.7 | 4.8 |

ns la potencia promedio es igual a 1.8 MW). Cuando se enciende este tipo de láseres son muy inestables, por lo que debemos esperar alrededor de una hora para que las fluctuaciones de potencia¹ sean menores al 0.1 %.

3.0.2. placa de $\lambda/2$

La placa $\lambda/2$ utilizada es un cristal de una pulgada de diámetro y de 0.2 cm de grosor. La caracterización de la placa se hace para conocer el promedio de eficiencia de polarización.

El arreglo es el siguiente: el láser (que es polarizado linealmente por sus dispositivos internos) incide sobre un polarizador lineal, su eje óptico se coloca perpendicular a la dirección de polarización del láser, como resultado se obtiene un mínimo en

¹midiendo directamente de la fuente de luz al fotodiodo conectado al osciloscopio digital.

la recepción de la señal de un fotodetector. Ahora entre el láser y el polarizador, colocamos la placa (la cual cambia la dirección de polarización del láser), entonces, en el detector obtendremos una señal distinta al mínimo. La caracterización consiste en rotar a la placa y comparar con la señal del fotodetector. La relación debe ser la misma que indica la ley de Malus [20].

En la figura 3.1 podemos ver el resultado de la caracterización de la placa. Observamos que la pendiente de un ajuste lineal es la eficiencia de la placa, por medio el método de mínimos cuadrados encontramos que la placa tiene una eficiencia del 96 %, con respecto a la ley de Malus, por tanto consideramos que es adecuada para realizar el experimento.

Ahora, hay que señalar que los polarizadores lineales usados eran placas *polaroid*, que son plásticos que son dañados debido a la exposición de altas energías de emisión láser, por lo que el Nd:YAG incidía sobre los polarizadores con sólo 12.7 mJ. Suponemos que las características de la lámina refringente son las mismas cuando aumentamos la energía, el fabricante [32] nos garantiza que las propiedades de la placa son las mismas por abajo de los 100 MW/cm^2 para pulsos de *ns*, en los experimentos, el láser alcanza una densidad de potencia promedio de 100.9 MW/cm^2 (el radio de la mancha láser es de 0.25 cm, la longitud temporal es de 7ns, y la energía máxima empleada en los experimentos fue de 179 mJ).

3.0.3. Muestra.

La muestra es un cubre objetos de 2.5 por 5 ± 0.059 cm y un peso 431.71 ± 0.005 mgr, de un espesor de 0.72 ± 0.03 cm, que son las dimensiones típicas de un cubreobjeto. A la mitad de la muestra se pegó una fibra de vidrio de $0.25 \mu\text{m}$ de radio, ello de acuerdo con las especificaciones del vendedor [32]. Una mitad de la muestra fue aluminizada. El peso de la capa fue de 5.54 mg lo que significa un aumento de masa del 1.3 %, por tanto, suponemos que el centro de masa se sigue localizando en el eje de rotación². Los extremos de la fibra se sujetaron mediante unas pinzas, cuidando de no doblar el material, las pinzas eran parte de la montura que se muestra en la figura 3.2. Antes de cada experimento el dieléctrico se limpio con alcohol y papel óptico.

Veremos a continuación como se obtuvieron los parámetros de absorbancia, reflexión y transmisión de la muestra; pues estos afectan directamente en el fenómeno como indica la ecuación 2.22.

²el centro de masa se recorrió una mm hacia el recubrimiento.

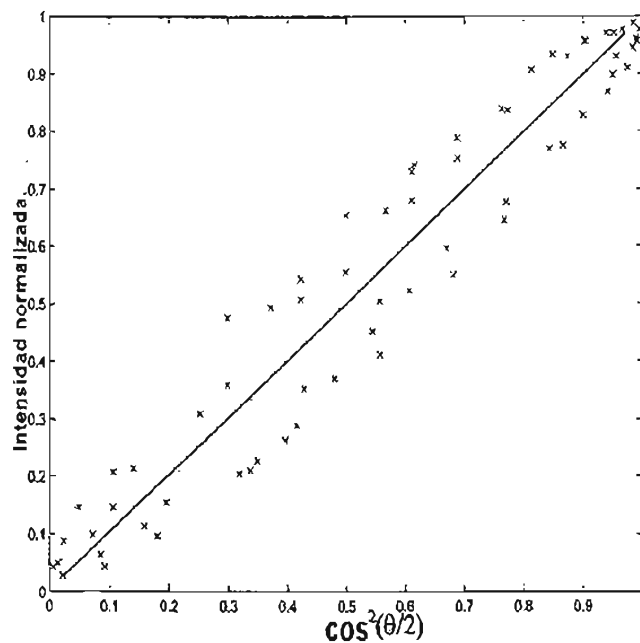


Figura 3.1: Calibración de la placa de $\lambda/2$, con 12.7 mJ de energía y 10 Hz entre pulsos.

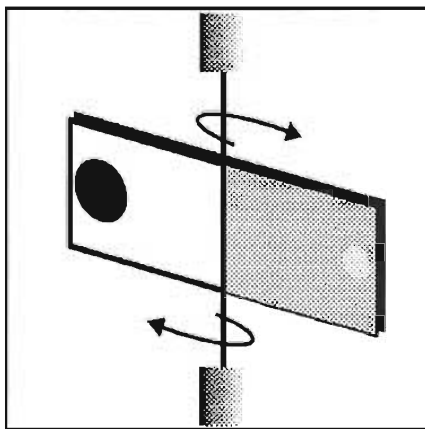


Figura 3.2: Muestra utilizada. La mancha grande y oscura representa al haz pulsado de alta energía incidiendo en el dieléctrico y la mancha pequeña y clara representa al haz continuo de referencia incidiendo en una película de aluminio.

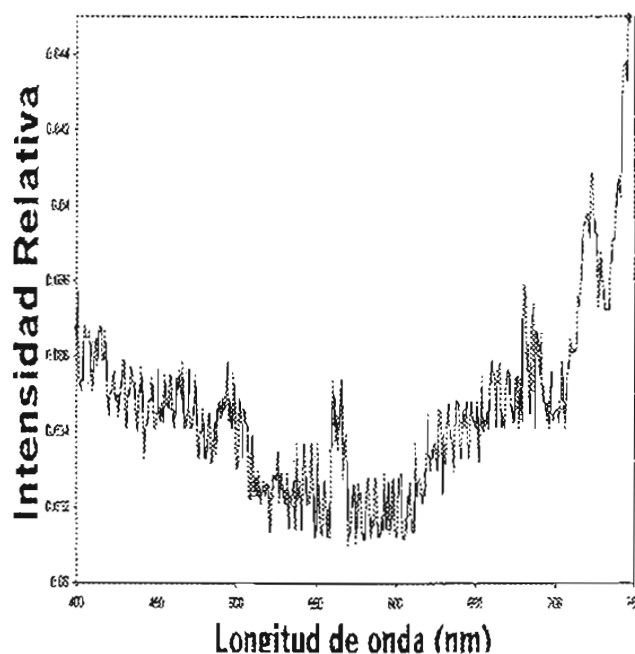


Figura 3.3: Absorbancia de la muestra.

Absorción y esparcimiento del material.

Utilizamos un espectrofotómetro (Shimatzu, UV160OU) que mide la relación de absorbancia en función de la longitud de onda para una muestra en particular. Así, como se puede apreciar en la fig. 3.3, la muestra absorbe 0.32% alrededor de los 532 nm, a incidencia normal³ respecto a la superficie. En conclusión, la muestra llega a absorber hasta 6 mJ cuando el láser emite a su máxima energía. Dicha energía será absorbida y se transformará en calor, causando el efecto radiométrico.

El anterior porcentaje se podría disminuir usando una muestra dieléctrica multicapas, diseñada para la longitud de onda de 532 nm, pero, lamentablemente las muestras se mandan construir especialmente y su precio es elevado.

Reflexión y transmisión de la muestra al ángulo de Brewster y θ_m .

Para encontrar el ángulo de Brewster se buscó el punto donde la reflexión de la luz fuera mínima para polarización paralela. La muestra tiene un índice de refrac-

³para otros ángulos la sección eficaz cambia proporcional al coseno, por lo que disminuye la absorción.

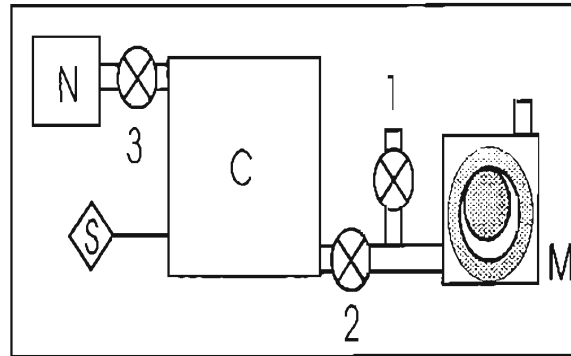


Figura 3.4: Diagrama de conexiones de la cámara de vacío. Los números señalan la posición de las válvulas, M es la bomba mecánica, C es la cámara de vacío, S es el medidor Pirani y N es el reservorio de venteo.

ción de 1.52, por lo cual el ángulo de Brewster está alrededor de 56° . Durante la medición encontramos que en dicho ángulo hay 1.3 mJ de energía mínima reflejada con polarización paralela. Por otro lado, el hecho de que el mínimo no sea un cero, afecta en la resolución de la observación a través de la división de la señal paralela sobre la perpendicular, y es por ello que usamos una alternativa extra. Como lo mencionamos en la teoría hay un ángulo para el cual la diferencia algebraica entre la reflectancia paralela y perpendicular es máxima, ver la figura 2.3, al medir la energía en ese ángulo encontramos una diferencia de 25 mJ entre polarización lineal paralela y perpendicular.

En cuanto al esparcimiento del material, existe una función del espectrofotómetro para medir esta propiedad, pero la resolución del instrumento mostró nulo esparcimiento, debido a la poca energía con la que el aparato trabaja. Ciertamente no es cero, pues cuando la muestra es iluminada con toda la intensidad disponible del láser y a simple vista se observa el esparcimiento de luz.

3.0.4. Sistema de vacío

En la presente tesis llamamos vacío a toda presión que es menor a la presión atmosférica a nivel del mar (760 Torr). Caracterizar al sistema de vacío significa, principalmente, conocer la presión más baja que se puede lograr, el comportamiento de la presión contra el tiempo (cuando se encienden y después cuando se apagan las bombas involucradas), el tipo de molécula remanente en el sistema de vacío, etc.

Nuestro sistema de vacío, como se aprecia en la figura 3.4 consta de una bom-

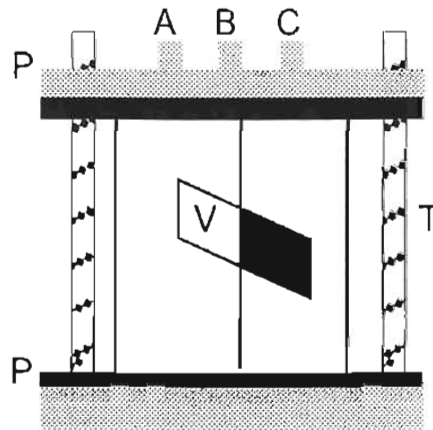


Figura 3.5: Detalle de la cámara de vacío. P representan la placa metálica, A, B y C representan tubos para hacer conexiones al detector, a la bomba de vacío y la llave de venteo; T representa a los tubos de sujeción y V representa a la muestra dieléctrica.

ba mecánica de aceite (M), conexiones de aluminio (representada con números), una cámara cilíndrica de vidrio (C), de 16 cm de diámetro y 18 cm de largo, que originalmente era un frasco grande para mayonesa. La cámara es prensada entre dos anillos de neopreno y dos placas de aluminio, con 1 cm de espesor cada una. La prensa se ejerce mediante seis postes con tuercas y tornillos, colocados en un hexágono regular alrededor del cilindro. Una de las placas de la prensa tiene orificios para fijarla por medio de tornillos a la mesa holográfica. La otra placa (la superior) presenta tres orificios: La conexión hacia la bomba mecánica, la conexión hacia el medidor de vacío y la conexión a la llave de venteo, la cual sirve para recuperar la presión atmosférica cuando sea necesario. La figura 3.5 representa el detalle de la cámara de vacío, las P representan las placas metálicas con neopreno (rectángulo oscuro), V representa al péndulo de torsión en el interior de la cámara de vacío, T son los tornillos con los que se ajustan las tapas y la cámara.

El medidor utilizado fue un *Pirani* (representada en la figura 3.4 con S), él cual nos da la medida de la presión por medio de la variación de la conductividad térmica del gas, el instrumento consta de un filamento metálico suspendido en un tubo y conectado a una fuente eléctrica. El alambre puede ser un material cuya resistencia varíe mucho con la temperatura (como el tungsteno). Al aumentar el vacío, se reduce la pérdida de calor por conducción a través del gas, entonces, aumenta la temperatura y la resistencia del conductor, que se mide con el dispositivo adecuado, en general un puente de *Wheatstone*. El intervalo de operación del medidor Pirani es de 760 a 10^{-3} Torr y su medición depende del tipo de gas que permanece dentro del sistema de vacío [26].

Cuadro 3.2: Estabilidad del detector a cambios de vacío.

| Vacío Inicial Torr | Tiempo ± 0.5 minutos | Desplazamiento ± 0.5 mm |
|-----------------------|-----------------------------|--------------------------------|
| 2×10^{-2} | 2 | 3.5 |
| 5×10^{-2} | 4 | 3 |
| 8×10^{-2} | 5 | 2 |
| 9×10^{-2} | 10 | 1 |
| 0.1 | 5 | < 1 |
| 0.2 | 60 | < 1 |

La bomba mecánica es un dispositivo que hace vacío desde 760 Torr hasta, en condiciones extraordinarias, 10^{-3} Torr; [26]. La bomba de paletas rotatorias consiste en un espacio cilíndrico llamado *estator* donde se encuentra un cilindro de diámetro menor, de modo que puede girar dentro del rotor. En él, las paletas se encuentran sujetas por medio de un resorte. La bomba posee dos ductos, uno mayor que el otro. El ducto mayor termina al exterior de la bomba, y dentro de la bomba hasta el estator. Por otro lado, en el conducto menor se coloca la válvula de descarga, la cual regula la salida de gas del estator al recipiente, él a su vez tiene una salida al exterior de la bomba. El funcionamiento es el siguiente: al girar el rotor provoca que las paletas se deslicen sobre las paredes del estator, con presión uniforme debido al resorte que sostiene a las paletas, esto permite la entrada del gas entre el estator y el rotor, después se mueve el volumen de gas contenido en esta región hasta la salida de estator.

La caracterización del sistema de vacío fue la siguiente: se conectó la bomba mecánica a la cámara de vacío, se verificó que el medidor Pirani marcara en el símbolo de presión atmosférica, se encendió el sistema y se anotó la presión medida contra tiempo, hasta el momentum en que la velocidad de succión era demasiado pequeña, los datos se pueden ver en la gráfica 3.6. Posteriormente se cerró la válvula entre cámara y bomba mecánica y se midió la presión contra tiempo, ver la gráfica 3.7.

Recordemos que la cámara es rodeada por la presión atmosférica y las partículas del aire entran por los poros, grietas, etc. de la cámara (técnicamente llamadas fugas), y es por ello que se eleva la presión dentro de la cámara. Nosotros buscamos un intervalo de presión donde el flujo de aire sea mínimo, esto no significa necesariamente el mayor vacío, pues las corrientes del aire remanente y que entran a la cámara pueden ser las responsables mover nuestra muestra durante el experimento, es decir, darnos una señal de ruido. Por otro lado la vibración de la bomba mecánica fue una importante fuente de ruido, por ello se tenía que apagar; la relación entre la señal y la vibración provocada por la bomba se discutirán más adelante. Los parámetros

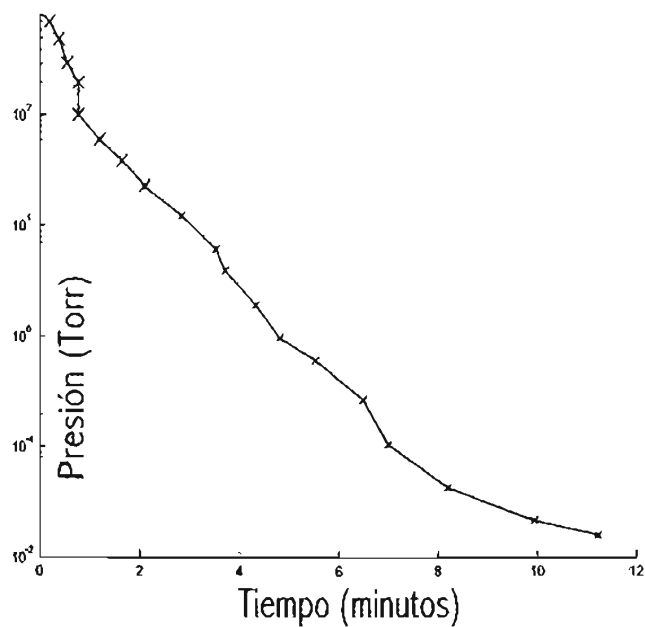


Figura 3.6: Tiempo de evacuación de la cámara.

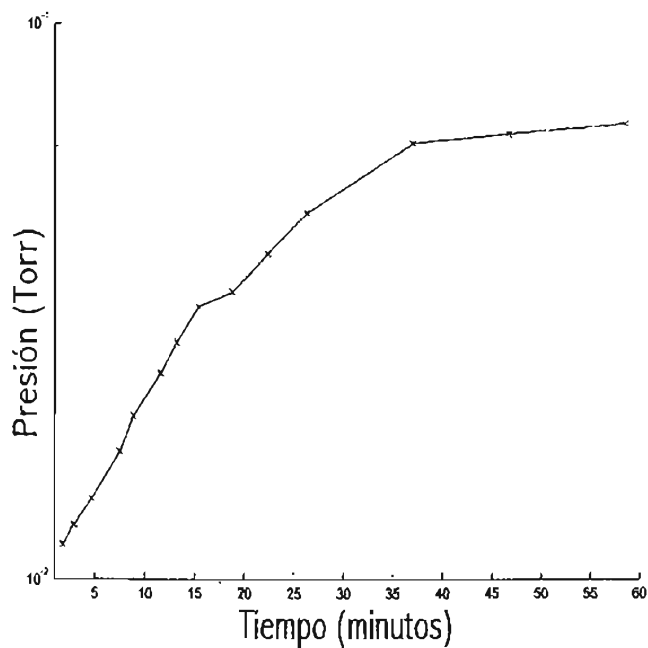


Figura 3.7: Recuperación de presión en la cámara, después de apagar la bomba.

se mejoraban encontrando y cubriendo las fugas, esto es atornillando más fuerte, cubriendo con resina alguna grieta, etc.

3.0.5. Sistema detector.

Se utilizó un fotodetector MRD500 marca Motorola, el instrumento originalmente se diseñó para responder ante los cambios rápidos de la señal, mas para nuestro propósito fue adecuado usarlo, ya que el tiempo de subida (*rise time*) es menor a un nanosegundo. Para recabar la señal se empleo un osciloscopio digital Tektronix TDS540A de 500 MHz, en él se grabaron las señales de reflexión provenientes del fotodetector y después se analizaron en una computadora personal. El osciloscopio tiene características de procesamiento de señales que resultaron útiles para nuestro trabajo, tales como obtener automáticamente la señal promedio después de cierta acumulación de corridas experimentales.

También se utilizaron espejos con recubrimiento de aluminio en su primera superficie, se requirió este tipo de espejos porque no presentan fenómenos adicionales en su reflexión. Se utilizó una mesa Holográfica marca TMC, que además de ser el soporte al cual se atornillan las monturas donde se hallan los instrumentos y la óptica, la mesa amortigua diversas vibraciones mecánicas, que son señales de ruido para el arreglo experimental.

Deflectometría.

El método de deflexión de haces de luz es una técnica simple y poderosa que puede usarse para medir una gran variedad de parámetros físicos. La técnica es muy usada para monitorear cambios térmicos que son los causantes de la deflexión del haz (por medio del cual se miden, indirectamente, las propiedades del medio). Mediante la deflectometría podemos encontrar las inhomoginades en la conductividad de superficies planas [33], para calibrar pequeños desplazamientos de actuadores, y por supuesto, nuestro caso, para medir el ángulo de rotación de balanzas de torsión.

En su forma más básica, la técnica consiste en hacer pasar un haz de luz a través de un medio que sufre un cambio en el camino óptico, que puede ser en el índice de refracción. En nuestro trabajo el haz inicialmente es reflejado por un espejo, así el haz sufre una desviación que se mide con un fotodetector. Entonces usando la trigonometría, y pensando que los ángulos son pequeños, el desplazamiento del haz y el ángulo desviado están relacionados como $\tan\theta = \sin\theta = \theta = x/L$ es decir $\Delta x = L\Delta\theta$, recordando que el ángulo de giro es el doble que de reflexión, θ .

Incluso siendo una técnica tan simple, requiere un cuidadoso análisis. Los límites fundamentales del poder de resolución son establecidos por la difracción y el *shot noise* debido al tipo de luz usada. Otros ruidos, en principio, pueden ser reducidos por abajo del *shot noise* y son de menor importancia. La resolución de la técnica, para un haz gaussiano, ver [33], esta es proporcional a la potencia del haz y es recíproca de la longitud de onda, en la practica, dichos números están definidos y limitados. En casos donde es necesaria alta resolución espacial y una pequeña cintura del haz es requerida, la resolución espacial puede definirse como cuatro veces el radio del haz donde la deflexión ocurre. Esto puede reducir la sensibilidad por abajo del mínimo necesario. Enfocar el haz posteriormente no mejora la resolución [33]. En otras palabras, una pequeña cintura puede restringir el poder de resolución.

Las variantes de la técnica, que se usan para aumentar la resolución son, en general:

- Detector dividido o biselado. Consiste en dos detectores pegados de forma que la iluminación se reparte entre sus correspondientes circuitos, los cuales analizan la señal de forma diferencial.
- Iluminación parcial del detector. El haz se dirige de forma que ilumine parte del detector, cuando el haz se desvía se mide una diferencia mayor en la señal que si el haz cubre todo el detector. Imaginemos al haz desplazándose cierta cantidad, la señal tendrá mayor resolución a los desplazamientos cuando la iluminación sea al filo del área sensora, que si el desplazamiento se hace sin salir del área.
- Técnica de borde de navaja. Consiste en iluminar al detector y por medio de un objeto de borde recto y bien definido, como el filo de una navaja, se bloquea parcialmente el haz, buscando que sea la mitad de la luz. Esta fue la técnica empleada en el experimento.

Ahora daremos una expresión para calcular el limite del poder de resolución del haz gaussiano que tiene su cintura un radio de w_0 y potencia P_0 . Para un diferencia de desplazamientos, $\Delta x = L\Delta\theta$ y para una distancia tal que $L \gg \pi w_0^2/\lambda$, de acuerdo con [33], la diferencia de la señal respecto al ángulo mínimo que se puede detectar es:

$$dS/d\theta = 2\sqrt{2\pi}kP_0\frac{w_0}{\lambda} \quad (3.1)$$

donde dS es la diferencial de la diferencia de la señal $\Delta S = \Delta(i_2 - i_1)$ donde las i corresponden a la intensidad del haz en momentum de desplazamiento y referencia, y $k = q\eta/h\nu$, donde q es la carga elemental, η es la eficiencia cuántica, h es la constante de Planck, ν la frecuencia de la onda. Extendamos un poco más, con el fin de tener

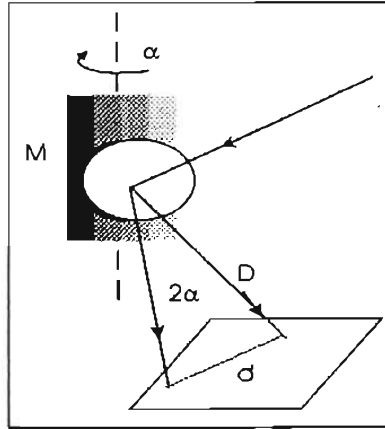


Figura 3.8: Principio de medición a través de la deflexión de la luz. Un haz incide en un espejo M, El haz se deflectara el doble de grados que el espejo gira y después de una distancia D, el haz se desplazara d.

un número representativo. La cintura de un haz gaussiano, de acuerdo con [34] que ha recorrido una distancia z es:

$$w(L) = w_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.2)$$

cuando la distancia es mucho más grande que $\pi w_0/\lambda$ tal que el contorno de irradiancia se puede aproximar a un cono de radio θ , tenemos

$$\theta = \frac{w(L)}{L} = \frac{\lambda}{\pi w_0}$$

de la anterior ecuación despejamos w_0 y junto con $k = qn/h\nu$ las insertamos en 3.1 y arreglando en términos de la longitud de onda, se tiene:

$$dS/d\theta = 2\sqrt{\frac{2}{\pi}} P_0 \frac{qn\lambda}{hc} \quad (3.3)$$

Utilizando los valores de nuestro láser de He-Ne, y tomando $\eta = 1$, tenemos que este limite es de: $0.862 \mu V$.

3.0.6. Identificación y minimización de fuentes de ruido.

Llamamos ruido a toda aquella señal que no pertenece al sistema estudiado. Entre las fuentes de ruido que son relevantes para el experimento están:

Ruido Térmico. Este sólo se pudo reducir disminuyendo la cantidad de moléculas en los alrededores de la muestra.

Bomba Mecánica. Durante el desarrollo del trabajo observamos que el motor de la bomba mecánica causa vibraciones, las cuales se transmiten a la muestra haciéndola oscilar de los puntos de los que se sujeta. Cuando la bomba mecánica esta encendida, el haz muestra desplazamientos verticales y no horizontales (como en el caso de la rotación, que es el que buscamos), una de las formas de disminuir la acción de la bomba mecánica es colocando a la misma bomba sobre material aislante, pero la vibración mecánica también es transmitida a través la tubería de vacío. Se optó por apagar la bomba mecánica y esperar que no cambiara considerablemente el vacío en los alrededores de la muestra. Adicionalmente, la muestra se encontraba sujeta por dos puntos sobre la misma vertical, por lo que los desplazamientos horizontales fueron minimizados.

Fugas de la cámara. Aún cuando la bomba mecánica se encontrara funcionando, en general, las cámaras de vacío tienen grietas, aberturas y porosidades por las que el aire entra a la cámara. Dependiendo de la necesidad de alcanzar cierto vacío, estos factores tendrán mayor o menor importancia y se toman medidas pertinentes al respecto.

Nosotros teníamos que apagar la bomba de vacío, por las razones ya expuestas, así que la presión alcanzada no fue la deseada y al apagar la bomba, muy rápido, se recuperaba la presión; por lo que, en el interior se creaban corrientes de aire que movían al péndulo de torsión. La solución adoptada fue la de esperar a que los cambios de la presión no fueran demasiado grandes como para detectarse, y en consecuencia no había corrientes de aire que movieran considerablemente al péndulo de torsión, ver cuadro 3.2.

Micro-temblores. Las vibraciones propias de las placas tectónicas fueron despreciables, pues la zona donde se realizó el experimento no muestra importantes movimientos telúricos. Sin embargo, el dispositivo de medición es muy sensible, por lo que se alcanzaba a detectar movimientos como el tráfico pesado o portazos. La acción para evitar dichas perturbaciones, fue la de hacer las mediciones en los fines de semana y en horarios nocturnos. Esta solución fue eficaz, pero no agradable.

Variaciones de la intensidad del láser. Como ya se mostró, el láser de alta potencia muestra variaciones de intensidad menores del 5% para bajas energías, y las

variaciones son más pequeñas aun cuando se trabaja con las altas energías que alcanza el instrumento. Debido a la estabilidad del láser es mejor trabajar con altas energías, pero, hay que considerar los efectos térmicos que puede desembocar en un movimiento detectable.

Por otro lado, el láser de He-Ne, con el que sensabamos el movimiento de la muestra, tiene importantes variaciones de intensidad que disminuyen con el tiempo, los cuales son atribuibles a la termodinámica fuera de equilibrio del gas contenido en la cavidad. Como estábamos familiarizados con el comportamiento del láser, bastaba esperar una hora para que las variaciones fueran despreciables, es decir esperamos hasta que se calentara el láser.

Variaciones en la dirección de polarización del láser. El láser trabaja mediante un mecanismo de termodinámica fuera del estado de equilibrio, una manifestación colateral de dicho mecanismo es el cambio de polarización del haz, esto es muy común en los láseres de gas como el He-Ne [34]. Por lo que se utilizan polarizadores fuera de la cavidad que disminuyen estos cambios. En nuestro caso el láser Nd:YAG es de estado sólido y es polarizado por un cristal no lineal, el cual no es parte de la cavidad óptica. La variación de la polarización del Nd:YAG es menor del 1 %, menor a las variaciones del láser por lo que la incertidumbre asociada es menor del 5 %. Para hacer la medida se colocó un polarizador lineal, con su eje óptico perpendicular a la dirección de polarización de la fuente y por medio de un fotodetector se detectaban las variaciones de intensidad a lo largo del tiempo.

Fuerza boyante. Con este término describimos al efecto de flotación (a cierta presión atmosférica) de la muestra. La muestra siempre es golpeada, sin importar el vacío en la cámara, por partículas en sus alrededores; de forma que en equilibrio mecánico el peso y la fuerza boyante se compensan entre si. Cuando se hace vacío, hay menos partículas golpeando la superficie inferior de la muestra, por lo que esta incide un poco, provocando la desalineación del arreglo experimental. Sólo se puede disminuir el efecto si se coloca la muestra verticalmente, con lo que las correcciones de alineación son menores.

Luz esparcida por los distintos elementos ópticos. El láser Nd:YAG incide sobre espejos, la placa de $\lambda/2$, el vidrio de la cámara de vacío, la muestra, al final del viaje, entra a un tubo de cañería, doblado de forma que la luz no salga y su esparcimiento sea mínimo en la zona visible del espectro, a dicho tubo se le llama "trampa de luz". Mediante cartones y cortinas negras se evita que la luz esparcida alcance al detector, adicionalmente un filtro interferencial para 632.8 nm, con un ancho de banda de 10 nm, colocado frente al detector evita que se contamine la señal.

3.0.7. Desarrollo experimental

Como se muestra en la figura 3.9, el láser pulsado atraviesa la placa retardadora de $\lambda/2$ (P), que puede dejar pasar la luz con polarización perpendicular o paralela, el haz láser pasa por la cámara de vacío (V), la cual puede estar a presión atmosférica o por debajo de ella, y el láser alcanza a la muestra dieléctrica (B), que se puede hallar al ángulo de Brewster, al ángulo θ_m , u otro. Finalmente, el láser que proviene del Nd:YAG sale de la cámara y es absorbido por una "trampa de luz" (T). La trampa de luz consiste en un tubo doblado de forma que la luz incidente se absorba en su interior, con ello evitamos que algún haz se esparza en un dirección no deseada.

Por otro lado, un láser continuo He-Ne, incide sobre la parte aluminizada de la muestra (B) el haz sale de la cámara hacia un par de espejos (M) y después de realizar un recorrido, por el que atraviesa un filtro interferencial (F), el haz es enfocado con una lente positiva (L) y parte del haz es obstruido a la navaja (C). Finalmente, ilumina al detector, la señal de voltaje es registrada con un osciloscopio.

Como se puede apreciar en el diagrama del diseño experimental, una parte pequeña de la energía transmitida por el láser de alta potencia se reflejaba a otro fotodetector esta señal nos sirvió sincronizar la adquisición de datos entre la oscilación del péndulo de torsión y los pulsos láser.

3.1. Mediciones.

Los parámetros que se pueden cambiar son los siguientes: energía del láser, dirección de polarización (presentamos los casos de polarización perpendicular y paralela), ángulo de incidencia (ángulo de Brewster, θ_m , otros), vacío en la cámara y período de salida de los pulsos. A continuación daremos detalles de las mediciones.

3.1.1. Relación entre las señales R_{\parallel} y R_{\perp}

En fig. 3.10 se muestran tres señales promediadas de 300 Puntos, obtenidas en el osciloscopio. A) es la señal del ruido de fondo, es decir, es la señal cuando el láser Nd:YAG no golpea la muestra, pero el láser He-Ne hace su recorrido desde la muestra hasta el detector. B) es la señal cuando el haz proveniente del Nd:YAG es polarizado paralelo a la superficie de la muestra y C) cuando el haz es polarizado perpendicular a la misma superficie. Las señales B) y C) fueron filtradas del ruido y se obtuvieron

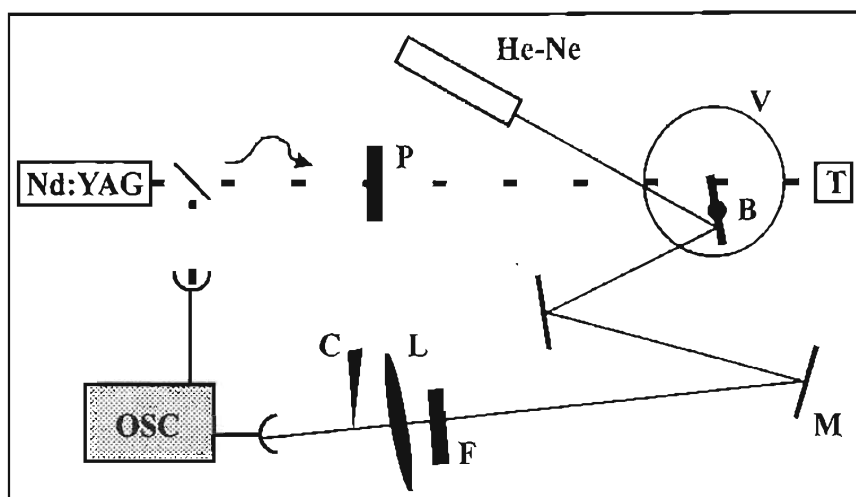


Figura 3.9: Arreglo experimental. El láser pulsado (YAG) pasa por un polarizador (P), atraviesa la cámara de vacío (V) y llega a la muestra dieléctrica (B). Al mismo tiempo un haz de referencia (He-Ne) se desvía de uno de los brazos de la muestra, se direcciona con espejos (M), atraviesa un filtro interferométrico (F), una lente (L), el haz es cortado con una navaja (C) e incide en un fotodiodo, luego a un osciloscopio y la señal se procesa en una computadora (PC).

de una misma corrida experimental. Se mantuvo constante la presión a 200 Torr, al igual que el ángulo de Brewster y la energía a 150 mJ.

En las siguientes figuras se muestra la manipulación de datos. La señal de fondo se restó a todas las señales correspondientes a las polarizaciones; después para cada caso y punto, se dividió la señal correspondiente a la polarización perpendicular entre la señal correspondiente a la polarización paralela. Finalmente, debido a que estamos comparando la intensidad de los efectos en el experimento al cambiar la polarización, los datos del experimento se dividieron entre el valor máximo de ese caso, en otras palabras, se normalizaron las gráficas.

3.1.2. Efecto del vacío en la medición.

La señal normalizadas de deflexión para polarización lineal paralela y perpendicular en función de la presión de la cámara se muestra en la figura 3.11. Esta gráfica se obtuvo al ángulo de Brewster y a intensidad de 150 mJ. Los puntos provienen de un promedio de 10 señales, pero no de la misma corrida, esto porque el cambio de presión conlleva al flujo de partículas que pueden mover a la muestra del ángulo de

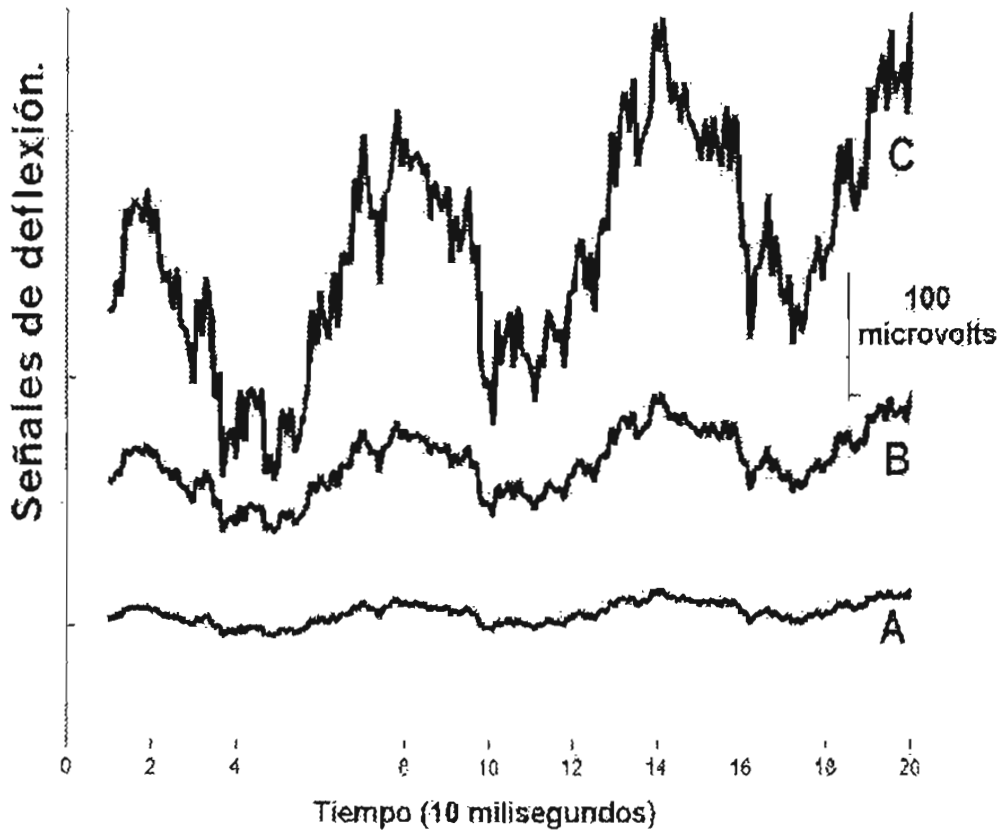


Figura 3.10: Señales de deflexión para 2.00 Torr, incidencia al ángulo de Brewster y 150 mJ. A) Ruido de fondo, B) para polarización paralela $R_{||}$, y C) para polarización perpendicular R_{\perp} .

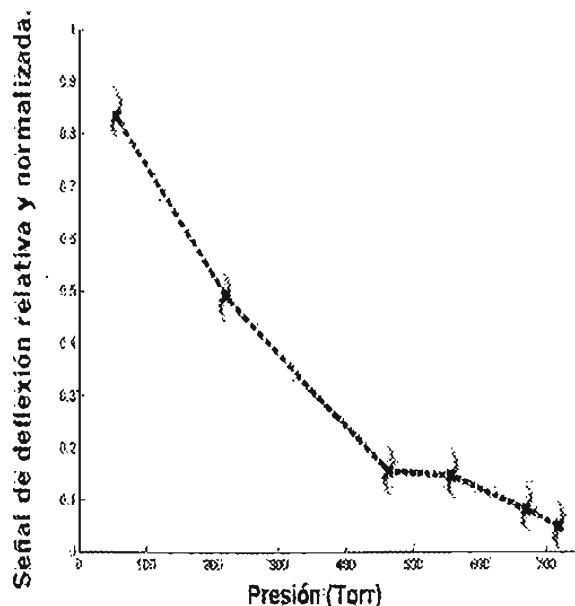


Figura 3.11: Señal de deflexión relativa y normalizada contra presión. Pese a que no se alcanzan altos vacíos se observa más sensibilidad mientras menos partículas hay cerca de la muestra.

equilibrio y se tiene que repetir la medición; por lo que lentamente se varió la presión y se disparaba el láser de alta potencia, repitiendo la acción para cada polarización.

3.1.3. Efecto al cambiar el ángulo de incidencia.

La fig. 3.12 representa la relación entre la señal relativa y el ángulo al que la muestra se colocó. La medición se realizó a 0.5 Torr, y con una energía 120 mJ. Para cada ángulo se requirió realinear completamente al sistema detector. Observamos dos máximos, donde el contraste de las señales es mayor, el primero cerca de θ_p y el segundo en θ_m .

3.1.4. Señal de deflexión contra ángulo del haz.

Se decidió fijar al ángulo de equilibrio a θ_m , pues el sistema es más sensible que en cualquier otro ángulo, además se mantuvo constante la presión a 0.1 Torr. Observando la fig. 3.13 apreciamos una señal creciente con la energía, pero, después de un punto

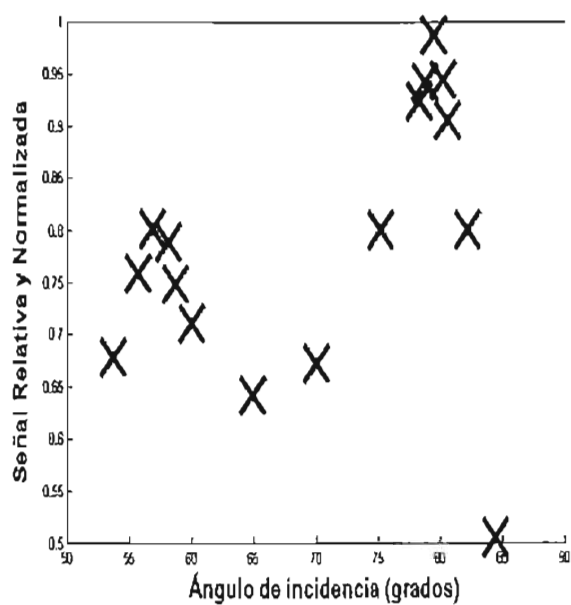


Figura 3.12: Señal de deflexión relativa y normalizada contra variación del ángulo de incidencia. Con presión de 0.5 Torr y intensidad de 120 mJ. El ángulo de Brewster y θ_m son los mejores para detectar la desviación del haz de referencia.

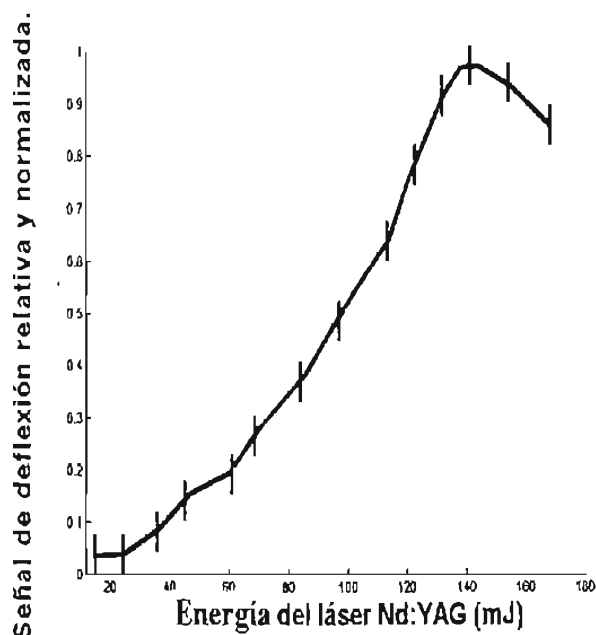


Figura 3.13: Señal de deflexión relativa y normalizada contra intensidad del láser de alta potencia (el ángulo θ_m y la presión a 0.1 Torr se mantuvieron constantes). Como lo señala las teorías, mayor son los efectos de presión de radiación cuando mayor es la intensidad del haz, pero mostramos tres puntos donde disminuye la señal detectada, esto puede suceder por efecto radiométrico.

desciende.

3.1.5. Efecto de la periodicidad de emisión.

De acuerdo con la discusión alrededor de la ecuación 2.22, un haz continuo provocaría un acentuado efecto radiométrico; por lo que el efecto de un pulso solitario es adecuado para observar la presencia de presión de radiación. Por lo anterior, decidimos variar el período con la que cada pulso láser sale de la fuente, para observar su efecto en la señal, con el ánimo de comprobar las precedentes ideas acentuadas, pues siempre usamos $0,5Hz$. La fig. 3.14 es el período de emisión de la fuente Nd:YAG contra la señal relativa, la intensidad de la fuente fue máxima y la presión fue de 0.5 Torr. Observe que la señal es pequeña en períodos pequeños (altas frecuencias de salida) y se eleva cuando el período entre pulsos es grande.

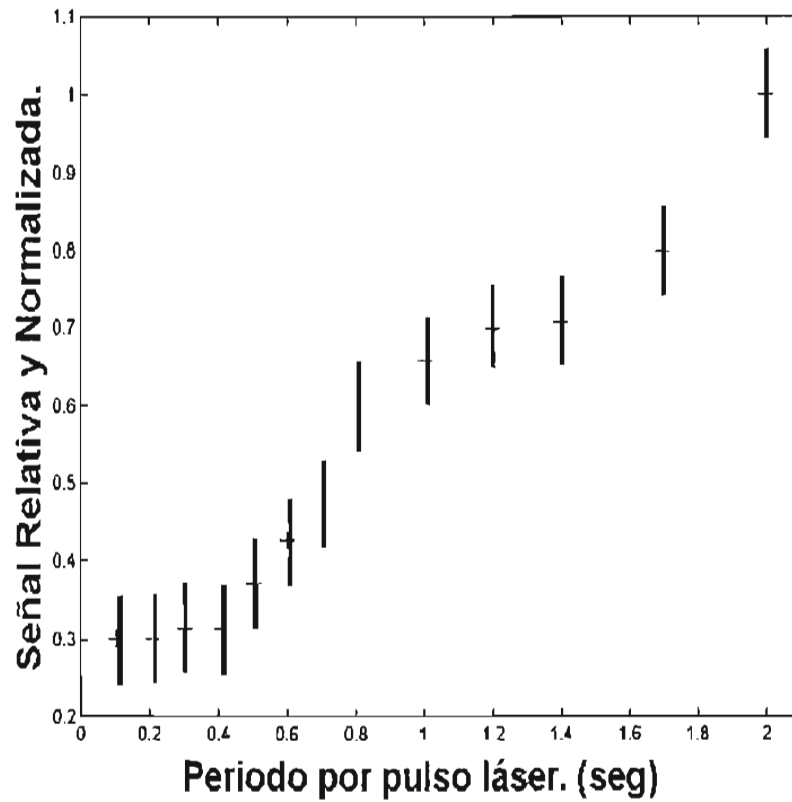


Figura 3.14: Señal de deflexión relativa y normalizada contra período entre pulsos de salida. Mientras más grande es el período menor son los efectos radiométricos y la muestra termina su oscilación, por lo que el instrumento es más sensible.

3.2. Discusión de resultados.

En la fig. 3.10 se observa claramente la distinción entre las tres señales. En dicha figura observamos un incremento en el voltaje de la señal de deflexión, basados en la experiencia con otros sistemas oscilatorios [35], el incremento representa el desplazamiento de la muestra por el láser, lo que implica que el ángulo de equilibrio de la muestra cambia.

Claramente, el contraste entre las señales paralela y perpendicular aumenta cuando mayor es el vacío, ver figura 3.10, lo cual concuerda con las ideas de referencias precedentes. Es notable que podamos, aún en el intervalo de incertidumbre, detectar el efecto de la presión de radiación para vacíos bajos. De acuerdo con [29] es sólo factible la medición de presión de radiación en vacíos de 10^{-5} Torr. Pero, es necesario que trabajos futuros confirmen esta aseveración. Los efectos de presión de radiación se captan mejor cuando disminuye la presión de alrededor, donde las partículas circundantes a la muestra son muy pocas.

Encontramos que el ángulo de Brewster y θ_m son ángulos adecuados para detectar la presión de radiación. Encontramos que θ_m es un poco más sensible a los efectos de presión de radiación. Otros ángulos son menos apropiados, pues el contraste de señales es menor. La gráfica 3.12 se realizó en el intento de colocar el sistema al ángulo de Brewster y el ángulo θ_m . Pero, por las fuentes de ruido, anteriormente discutidas, la muestra giraba y desalineaba el sistema. En consecuencia, teníamos que rehacer el sistema detector. En la figura 3.12 claramente se observa un punto con contraste nulo. El punto posiblemente se encuentre más relacionado con la alineación del sistema que el comportamiento oscilante del blanco; por lo que puede considerarse un error experimental.

Una vez que se decidió cuales eran las mejores condiciones, se midió la señal de deflexión relativa normalizada contra la intensidad del haz láser. Como predice la teoría al aumentar la energía aumenta el efecto de presión de radiación, pero para energías mayores a 140 mJ, el contraste entre señales disminuye. Asociamos este efecto con un aumento de las fuerzas radiométricas. Este inesperado efecto permite hacer una estimación de los fenómenos térmicos.

De forma similar, al analizar los efectos del período de emisión de pulsos sobre el movimiento de la muestra (ver la figura 3.14), encontramos que hay un aumento en el contraste entre señales cuando el período es grande. En caso de períodos cortos el contraste es pequeño y no responde significativamente a los cambios. Interpretamos lo anterior no sólo como una manifestación térmica. Más bien, los pulsos arribaron antes de que la muestra presentara una oscilación completa.

La estimación de la máxima presión de radiación⁴, detectable con la técnica descrita a una energía $E = 140$ mJ, sustituimos en la ecuación 2.22, la presión es de radiación $P_{radiacion} = 1,07 \times 10^{-2} Pa$ ⁵. Recordemos que el haz láser al atravesar los componentes ópticos se expande, luego, el haz láser de alta potencia al impactar a la superficie de la muestra presenta un radio $r = 0,5 cm$. Dicha presión de radiación multiplicada por el área de la mancha del láser es igual a la fuerza máxima de presión $F_{radiacion} = 0,840 \times 10^{-6} N$.

Suponiendo que la señal de deflexión registrada en osciloscopio y la presión de radiación se relacionan linealmente, además, suponiendo que el periodo de pulsación del láser es igual al periodo de desplazamiento del péndulo de torsión⁶, es así, como estimamos el ángulo desplazado por un pulso (ver la ecuación 2.27). El cual es alrededor de $3,66 \times 10^{-5} \circ$.

Por otro lado, De acuerdo con [26], las partículas remanentes en la cámara a 0.1 Torr tienen un diámetro de $3,72 \times 10^{-8} cm$ y hay $3,3 \times 10^{12}$ moléculas en cada μm^3 y sabemos que la muestra absorbe 0.032 de la energía total, entonces, cuando el láser emite con una energía de 140 mJ, 0.032 de esa energía se convertirá en energía disipada, es decir, en total se disipara 4.78 mJ de los 140 mJ. Tal energía disipada será absorbida por las partículas que están cerca de la superficie de la muestra, la energía será trasformada nuevamente en energía cinética y algunas partículas de los alrededores chocaran con diferentes moléculas y la superficie de la muestra; la transmisión de ímpetu entre las partículas y la muestra desemboca en el movimiento del péndulo de torsión debido al efecto radiométrico. Todo este proceso radiométrico se presenta a distancias similares a los diámetros de moleculares, no consideramos la acción de efectos radiométricos de las moléculas alejadas al péndulo de torsión.

Luego, la estimación de la presión radiométrica utilizando la ecuación 2.24 considera: la energía disipada $E = 4.78$ mJ, el radio de la mancha láser al arribar al dieléctrico ($r = 0.5$ cm) y el diámetro de la molécula promedio de aire es de $3,72 \times 10^{-8}$ cm. Sustituyendo valores obtenemos una presión de $636,69 \times 10^{10}$ Pa. Sin embargo. La anterior presión es la que experimenta una sola partícula, como mencionamos arriba hay más partículas, la energía disipada no es absorbida por una sola molécula, también absorberán las que se encuentren alrededor de un micrómetro cúbico son las que absorben la energía disipada de la muestra; por lo cual, dividimos la anterior presión entre la moléculas en un μm^3 , obtenemos $P_{radiometrica} = 19,35 \mu Pa$, esta es la presión que sufren los moléculas y que después de algunos impactos transmitirán al péndulo de torsión. La distribución de la presión no solo se puede hacer para las moléculas cerca

⁴Sin tomar en cuenta la transmitancia de la muestra

⁵los cálculos se realizaron con las siguientes cantidades $n = 1,5$, el ancho temporal del pulso es de $5 \times 10^{-9} s$, $c = 3 \times 10^8 m/s$, $\theta = 78,7^\circ$, $R = 0.9968$.

⁶el periodo máximo en la presente tesis es de 2s.

de la muestra, también podemos hacerla para el área en la cual actúa tal presión, obteniendo con ello la fuerza radiométrica. Entonces no debemos de considerar el efecto en una sola partícula (como se hace en la ecuación 2.24) y conservamos el radio de la mancha del láser de alta potencia. La fuerza es igual a la presión radiométrica de $636,69 \times 10^{10}$ Pa por el área de la sección eficaz de una sola molécula remanente. Multiplicando las anteriores cantidades obtenemos que la fuerza radiométrica es igual a $F_{radiométrica} = 6,942 \mu\text{N}$. Desconocemos el modo en que se transmite la energía disipada (la muestra no es un cuerpo negro), no sabemos si la muestra acumula energía y después la libera, o si lo hace a cada pulso en la misma cantidad; tampoco sabemos si existe una dirección estadísticamente preferencial de la fuerza radiométrica, en el caso de la presión de radiación sabemos que hay direcciones preferenciales dependiendo de la reflectancia de la muestra; por las anteriores razones, no fue posible estimar el ángulo y la distancia recorrida por el péndulo de torsión por efectos radiométricos.

Resumiendo las últimas ideas, la máxima presión de radiación estimada es $P_{radiación} = 10,7$ mPa y la estimación de la presión radiométrica es $P_{radiométrica} = 19,35 \mu\text{Pa}$. Adicionalmente, la fuerza electromagnética máxima que experimenta la muestra es $F_{radiación} = 0,840 \mu\text{N}$. y la estimación de la fuerza radiométrica es $F_{radiométrica} = 6,942 \mu\text{N}$, cantidades similares una de la otra.

Capítulo 4

Conclusiones.

La presión de radiación es un fenómeno difícil de detectar, requiere equipo sofisticado, técnicas especiales y habilidad experimental. Sin embargo, mostramos la viabilidad de detectar una señal de deflexión ocasionada por la presión de radiación, en un intervalo de presión alto (10^{-1} Torr). De este modo, la presente tesis es una prueba más de la capacidad de la luz para mover objetos.

Encontramos que la detección de la presión de radiación mediante deflectometría aumenta conforme disminuye la presión, resultado esperado, pues nos señala que los efectos térmicos responsables de mover al espejo fueron disminuidos de la señal detectada. Además, pudimos medir la presión de radiación para un vacío relativamente bajo (10^{-1} Torr), resultado contrario a lo reportado en algunas referencias, ver [29], la que asegura la necesidad de vacíos altos (10^{-5} Torr). Ya que realizamos mediciones con vacíos bajos, fue posible hacer una estimación del efecto radiométrico.

Concordamos con la teoría empleada, el aumento de la intensidad del haz láser implica un aumento en los efectos de la presión de radiación. Los pulsos láser más energéticos calientan a las partículas alrededor de la muestra y podemos estimar un umbral, después del cual el efecto de la presión de radiación es rebasado por el efecto radiométrico. Encontrar tal umbral, consecuencia del bajo vacío, es importante para desarrollar trabajos futuros con gases diferentes a la mezcla de aire o N_2 puro.

También observamos la relación del período de emisión de pulsos energéticos con la señal de presión de radiación. Para períodos grandes (frecuencia de pulso baja) la detección de la presión de radiación es óptima, pues las partículas de alrededor no aumentan su temperatura considerablemente. Para períodos pequeños (frecuencia de pulso alta) las partículas se calientan gradualmente. En otras palabras, para evitar

los efectos radiométricos se necesita dejar que la muestra y las partículas de alrededor disminuyan su temperatura. Usualmente se utiliza el ángulo de Brewster para comparar la señal de presión de radiación, por medio de haces polarizados perpendicularmente y haces polarizados paralelamente, respecto a la superficie; esto es porque el ángulo de Brewster es fácil de localizar y la teoría muestra un alto contraste entre polarizaciones ortogonales. Pero en nuestros resultados observamos que hay otro ángulo en el cuál se puede encontrar un mayor contraste entre las señales: $78,7^\circ$.

Nuestro trabajo fue mostrar una técnica, relativamente sencilla, para detectar la presión de radiación de un pulso láser sobre un dieléctrico macroscópico. El sistema de detección puede mejorarse considerablemente en cuanto se asegure la estabilidad de la muestra sujeta a la montura y se acondicione la cámara de vacío para evitar corrientes. Futuros trabajos deberán tomar en cuenta lo anterior.

Comparando esta tesis con experiencias previas, el arreglo experimental puede acondicionarse para complementar la investigación de V. Jones y B. Leslie y puede aclarar puntos importantes en la controversia de Minkowski y Abraham [5, 6]. Adicionalmente, mostramos que el fenómeno no es local, esto es, no depende de la vibración estructural del material. El sistema de medición nos permite hacer estas conclusiones, mas no es el mejor para obtener una medida de presión de radiación. Un sistema de cavidad óptica puede mostrar mejor evidencia y dar más información del fenómeno, pero para llevarlo a cabo hay que asegurar que la muestra no se mueva mientras se alinea el interferómetro. Acondicionando el sistema será plausible hacer la medición de la presión de radiación en una cavidad macroscópica, tal que uno de los espejos sea susceptible a moverse y cambiar las condiciones de la cavidad. De la misma forma, se puede cambiar la muestra por un espejo dieléctrico multicapas. Los objetivos de la tesis se cumplieron y que el trabajo puede utilizarse para futuras investigaciones, a las cuáles esperamos haberles allanado el camino, el cual es excitante.

Bibliografía

- [1] P. Mulser. “Radiation pressure on macroscopic bodies: Mechanical effects of light”. *Journal Opt. So. Am. (B)* **vol. 2** , pag. 1814-1829, (1985).
- [2] Maxwell, James Clerk, 1831-1879 *A treatise on electricity and magnetism*. New York: Dover, 1954.
- [3] George E. Henry, “Radiation pressure”. *Science*, pag. 99-106,1959.
- [4] Reif, Frederik, *Fundamentals of statistical and thermal physics*. Ed. McGraw-Hill, New York, 1965.
- [5] H. Minkowski; *Math. Ann.* 68, (1910) 472 .
- [6] M. Abraham. *Rend. Pal.* 30, (1914) 33.
- [7] V. Jones, F.R.S. y B. Leslie. “The measurement of optical radiation pressure in dispersive media”. *Proc. R. Soc. Lond.* **vol 360**, pag. 347–363 (1978).
- [8] Rodney Loudon; “Theory of the radiation pressure on dielectric surfaces”; *Journal of Modern Optics*, **vol 49**, No 5/6, pag. 821 – 832, (2002).
- [9] Aboites, Vicente y José Vega. *Enfriamiento de átomos por láser*, Ed. FCE, col. La Ciencia para Todos, núm. 185, México, 2002.
- [10] E. Gustafson, D. Shoemaker, K. Strain, R. Weiss. “LSC White paper on detector research and development”. 11-09-1999, Publicado: LIGO Scientific Collaboration, Notas adicionales:LIGO T990080-00-D.
- [11] Artur, Askin and J. M. Dziedzic. “Radiation Pressure on a free liquid surface”. *Phys. Rev Lett.*, **vol 30**, pag. 139-142; (1973).
- [12] Artur, Askin. “Acceleration and tramping of particles by radiation pressure”, *Phys. Rev. Lett.*, **vol 24**, pag. 156-159, (1970).

- [13] D.N Moothoo, J. Arlt. R. S. Conroy. "Beths's experiment using optical tweezers", *Am J. Phys.*, **vol 69**, pag. 271-276, (March 2001).
- [14] Harold J. Metcalf and Peter van der Straten, *Laser cooling and trapping*; Springer, N.Y. 1999.
- [15] P.F. Cohadon, A. Heidmann and M. Pinard, "Cooling of a mirror by radiation pressure", *Phy. Rev. Lett.*, **vol 83**, num. 16, pag. 3174-3177, (1999).
- [16] Gerard A. Mourou and D. Umstater; *Extreme light. Sciam.* (www.sciam.com), pag. 63-68, May 2002.
- [17] David Shoemaker. "The debut of LIGO 2", 2000-02-06 [citado: 2003- 02-02], <http://www.phys.lsu.edu/mog/mog15/node14.html>; Louisiana State University, Dep. of Physics and Astronomy, USA.
- [18] Kikuo Ujihara. "Resonances and mirror confinement in a three - mirror phase-conjugate resonator", *J. Opt. Soc. Am.* **vol 2**, No 11, (1985).
- [19] Artur, Askin. "Applications of laser radiation pressure", *Science*; **vol. 10**, No. 44; pag. 1081-1088,(1980).
- [20] Born, Max, *Principles of optics: Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light.*, Ed 5, Oxford, eng.: Pergamon, 1975.
- [21] Gasiorowicz, Stephen *Quantum physics*; Ed. New York: J. Wiley, 1996.
- [22] Vanderlinde, Jack. *Classical electromagnetic theory*; Imprim. New york : J. Wiley, 1993.
- [23] Ya. T Vassilev, "Angular Dependence of light pressure under oblique incidence of short pulses". *Opt. Com.*, vol. 58, (1986), 59.
- [24] R. Peierls : *Proc. R. Soc. Lond. A* 533, (1977)141 .
- [25] R. Peierls: *Proc. R. Soc. Lond. A* 349, (1994) 475 .
- [26] Hector-Arturo Manjarez y Autores varios; *Notas: Técnicas de vacío*; IFUNAM, UNAM; 1972.
- [27] Eric G. Rawson and A. D. May. "Propulsion and angular stabilization of dust particles in a laser cavity"; *Appl Phys. Lett.*, **vol 8**, pag. 93-95, (1966).
- [28] A. D. May and Eric G. Rawson; "Propulsion and angular stabilization of dust particles in a laser cavity II", *J. Appl. Phys.* **vol 38**, No 13; pag. 5290-5292, (1967).

- [29] A. B. Manukin, Vladimir Borisovich Bragisky; *Medición de fuerzas pequeñas en experimentos físicos*. Ed. MIR. Moscú, 1977.
- [30] Weisstein, Eric W.; "Experimental physics". Eric Weisstein's World of Physics., (citado 10 febrero 2003) Disponible: <http://scienceworld.wolfram.com>
- [31] Operation and maintenance manual, Surelite laser, Continuum, Jan 1992.
- [32] Edmond Scientific Company, Edmond Optics, <http://www.edmundoptics.com/>, citado el 25 de enero 2000.
- [33] Augusto García-Valenzuela, Rufino Díaz-Uribe; "Approach to improve the angle sensitivity and resolution of optical beam deflection method using a passive interferometer and a Ronchi grating", *Opt. Eng.*, bf 36 (6), pag. 1770-1778, June 1997.
- [34] Muncheryan, Hrand M. *Principles & practices of laser technology* Ed. Blue Ridge Summit, Pennsylvania, 1983.
- [35] Baird, David Carr; *Experimentation: An-introduction to measurement theory and experiment design*, Ed. Prentice Hall, 1962.
- [36] C. Garcia-Segundo, G. Ramos and M. Villagran-Muniz, "Experimental evidence of optical radiation pressure on macroscopic dielectrics", *Opt. Com.*, Vol. 225, pp. 115-122.
- [37] C. Garcia-Segundo, G. Ramos, V. Torres-Zúñiga, M. Villagran-Muniz, "Photoacoustic measurements of radiation pressure on dielectrics", *Memories of the 10th International Conference on Photoacoustics and Photothermal Phenomena*, Rome, Italy (1998), pp. 450 -455.