

TESIS CARRERA DE MAESTRÍA EN CS FÍSICAS

**OPTOMECÁNICA EN CAVIDADES CON MODOS
PLASMÓNICOS DE TAMM**

Lic. Viviana Daniela Villafañe
Maestranda

Dr. Alejandro Fainstein
Director

Miembros del Jurado

Dr. Stefan Maier
Dr. César Proetto
Dr. Martín Sirena

Diciembre de 2013

Laboratorio de Fotónica y Optoelectrónica - Centro Atómico Bariloche

Instituto Balseiro
Universidad Nacional de Cuyo
Comisión Nacional de Energía Atómica
Argentina

A mis viejos
A Lidia

Índice de contenidos

Índice de contenidos	v
Índice de figuras	ix
Índice de tablas	xvii
Resumen	xix
Abstract	xxi
1. Contexto y motivación	1
2. Nociones Teóricas	3
2.1. Microestructuras ópticas y acústicas: las superredes	3
2.1.1. Aspectos generales	3
2.1.2. Modelo de Rytov	5
2.1.3. Reflectividad óptica y acústica	12
2.1.4. Parámetros de diseño	13
2.2. Cavidades con modos plasmónicos de Tamm	14
2.2.1. Aspectos generales	14
2.2.2. Modelo teórico	15
2.2.3. Reflectividad óptica y acústica	18
2.2.4. Sintonización de los modos Tamm plasmónicos	19
2.2.5. Parámetros relevantes	21
2.3. Emisores en las cavidades Tamm plasmónicas: puntos cuánticos	22
2.4. Optomecánica en cavidades ópticas	23
2.4.1. Experimento típico	24
2.4.2. Constante de acoplamiento optomecánico	26
2.4.3. Caso de estudio: optomecánica en cavidades con modos plasmónicos de Tamm	26

3. Técnicas experimentales: fotoluminiscencia y acústica de picosegundos	29
3.1. Fotoluminiscencia	29
3.1.1. Descripción general	29
3.1.2. Señal típica de un experimento	30
3.1.3. Dispositivo experimental	31
3.2. Acústica de picosegundos	33
3.2.1. Descripción general	33
3.2.2. Dispositivo experimental	33
3.2.3. Señal típica de un experimento	35
3.2.4. Mecanismos de generación óptica de fonones acústicos longitudinales coherentes por pulsos ópticos ultra-breves	36
3.2.5. Cálculo de la función generación	39
3.2.6. Mecanismos de detección óptica de fonones acústicos longitudinales coherentes por pulsos ópticos ultra-breves	40
3.2.7. Cálculo de la función detección	40
3.2.8. Reglas de selección para sistemas periódicos	43
3.2.9. Reglas de selección para cavidades acústicas	46
4. Optomecánica en cavidades Tamm plasmónicas	47
4.1. Nuestro sistema: cavidades con modos plasmónicos de Tamm acopladas con puntos cuánticos de InGaAs	47
4.1.1. Cavidades con modos confinados unidimensionalmente	48
4.1.2. Cavidades con modos confinados tridimensionalmente	48
4.2. Caracterización de los modos Tamm plasmónicos	49
4.2.1. Modos ópticos unidimensionales	49
4.2.2. Modos ópticos tridimensionales	51
4.3. Resultados de los experimentos de acústica de picosegundos a temperatura ambiente	53
4.3.1. Detalles del experimento	54
4.3.2. Modo óptico confinado	55
4.3.3. Respuesta electrónica	56
4.3.4. Espectro vibracional típico: modos acústicos confinados y no confinados	58
4.3.5. Trazas temporales y espectros en función de la energía óptica de excitación	65
4.3.6. Regímenes de decaimiento y tiempos de vida media	67
4.4. Resultados de los experimentos de acústica de picosegundos a temperatura de nitrógeno líquido	69

4.4.1. Modo óptico confinado	70
4.4.2. Respuesta electrónica	70
4.4.3. Espectro vibracional típico: modos acústicos confinados y no con- finados	72
4.4.4. Trazas temporales y espectros en función de la energía óptica de excitación	73
4.4.5. Regímenes de decaimiento y tiempos de vida media	77
4.5. Cálculo de la constante de acoplamiento optomecánico	78
5. Conclusiones	81
A. Parámetros de los cálculos	85
Bibliografía	87
Agradecimientos	93

Índice de figuras

2.1. Esquema de una superred depositada sobre un sustrato. Los materiales A y B están representados por colores diferentes. Los espesores de las capas de los materiales A y B son d_A y d_B , respectivamente, y su suma es igual a D , el período de la superred. N representa el número de períodos de la superred.	4
2.2. Relaciones de dispersión de fonones en <i>GaAs</i> (panel superior) y <i>AlAs</i> (panel inferior) para varios caminos de alta simetría de la primera zona de Brillouin. La figura fue extraída de la Ref. [8].	5
2.3. El sistema de referencia tomado para aplicar las condiciones de contorno es tal que el origen de coordenadas se encuentra al inicio de cada capa de material.	7
2.4. Relación de dispersión para una superred infinita utilizando el modelo de Rytov completo (línea roja) y una aproximación que sólo toma en cuenta el repliegamiento geométrico debido a la periodicidad D de la superred (línea azul). Se puede ver cómo en los puntos de degeneración $\Omega_p = \pi \frac{v_{eff}}{D} \gamma$, con γ un número entero, se abren brechas de energías prohibidas, sombreadas en gris.	10
2.5. Amplitud relativa de las brechas prohibidas de energía en función del parámetro $\beta = d_B/(d_A+d_B)$ para una superred compuesta de <i>GaAs/AlAs</i> . En línea punteada se destaca el caso en el que los modos de centro de zona aparecen degenerados a pesar de la modulación de las propiedades acústicas/ópticas.	11
2.6. Reflectividad óptica (a y b) y acústica (c y d) para un espejo de 40 períodos de <i>GaAs/AlAs</i> donde la relación de espesores es tal que las brechas de energía prohibida de centro de zona permanecen degeneradas (flechas negras en los paneles a y b) mientras que las de borde de zona presentan amplitud relativa máxima. En los paneles c y d realizamos una ampliación de la zona de la primera brecha de energía prohibida, correspondiente a $\gamma = 1$	12

- 2.7. Esquema de una cavidad Tamm plasmónica, compuesta por una superred depositada sobre un sustrato, cubierta por una capa uniforme de metal. Los espesores de las capas de los materiales A y B son d_A y d_B , respectivamente, y su suma es igual a D , el período de la superred. N representa el número de períodos de la superred. El espesor de la capa de metal es d_M 14
- 2.8. Esquema de una cavidad compuesta por un espaciador de material A y espesor L rodeado de dos espejos: una superred caracterizada por los parámetros d_A , d_B y N y una lámina metálica uniforme de espesor d_M . Cuando $L \rightarrow 0$ la cavidad tiende a una cavidad Tamm plasmónica. 15
- 2.9. Perfil espacial del módulo del modo de cavidad óptico (curva azul) y acústico (curva roja) para una superred de *GaAs/AlAs* de espesores $d_{GaAs} = \lambda/4n_{GaAs} = 62,5\text{nm}$ y $d_{AlAs} = \lambda/4n_{AlAs} = 75,1\text{nm}$ con $N = 40$, cubierta por una capa de *Au* de 45nm de espesor. 17
- 2.10. Reflectividad óptica de una cavidad Tamm plasmónica compuesta por una superred de *GaAs/AlAs* de espesores $d_{GaAs} = \lambda/4n_{GaAs} = 62,5\text{nm}$ y $d_{AlAs} = \lambda/4n_{AlAs} = 75,1\text{nm}$ con $N = 40$, cubierta por una capa de *Au* de 45nm de espesor. En gris, se muestra la reflectividad óptica de la superred sin *Au*. La flecha indica la energía del modo óptico confinado, cuya distribución espacial se muestra en la Fig. 2.9. 18
- 2.11. Reflectividad óptica de una cavidad Tamm plasmónica compuesta por una una superred de *GaAs/AlAs* de espesores $d_{GaAs} = \lambda/4n_{GaAs} = 62,5\text{nm}$ y $d_{AlAs} = \lambda/4n_{AlAs} = 75,1\text{nm}$ con $N = 40$, variando el espesor de la capa de *Au* que la recubre de 0 a 100nm. En el inset se muestra el factor de calidad obtenido de las curvas de reflectividad en función de d_M . 20
- 2.12. Reflectividad óptica de una una cavidad Tamm plasmónica compuesta por una capa de 45nm de *Au* depositados sobre una superred de *GaAs/AlAs* (*AlAs/GaAs*), esto es, *GaAs* (*AlAs*) adyacente al metal (casos $n_A > n_B$ o $n_B > n_A$). Los espesores nominales de la superred utilizada fueron $d_{GaAs} = \lambda/4n_{GaAs} = 62,5\text{nm}$ y $d_{AlAs} = \lambda/4n_{AlAs} = 75,1\text{nm}$ y la cantidad de períodos fue $N = 40$. Como referencia, en gris se graficó la reflectividad de la estructura sin la capa metálica. Las flechas indican la posición del modo confinado. 21
- 2.13. Primeras funciones de Bessel esféricas. Se puede ver como las funciones de tipo $y_l(kr)$ divergen para $r = 0$ 23

2.14. Sistemas optomecánicos experimentales. De izquierda a derecha: proyecto LIGO, espejos armónicamente suspendidos, cantilevers de microscopios de fuerza atómica, microespejos, membranas de SiN_3 , microcavidades ópticas y resonadores de microonda superconductores. La figura fue extraída de la Ref. [31].	24
2.15. Esquema de una cavidad óptica con uno de sus espejos móviles.	24
3.1. Proceso físico subyacente al fenómeno de fotoluminiscencia. En (a) un electrón es promovido desde la BC a la BV con la llegada de un fotón de energía $h\nu > E_{GAP}$. En (b) los electrones y los huecos generados en (a) relajan hasta el fondo de las bandas. Finalmente, en (c) el electrón decae hacia la BC por emisión de un fotón de energía E_g	30
3.2. Estructura electrónica en una superred, en donde se genera un confinamiento lateral de electrones y huecos debido a las diferencias energéticas entre las bandas de conducción y de valencia de los materiales A y B.	30
3.3. Espectro de fotoluminiscencia de una superred de $GaAs/AlAs$ con $d_A = d_B = 70\text{Å}$, realizado con una energía de excitación de 2,41eV a temperatura ambiente. Se distinguen dos picos diferentes debido a la existencia de dos niveles confinados dentro de los múltiples pozos cuánticos, el hueco pesado y el liviano.	31
3.4. Esquema del dispositivo experimental utilizado para medir los espectros de fotoluminiscencia. Luego de ser filtrada, la luz del láser es focalizada sobre la muestra, y la luz dispersada es colectada en el espectrómetro triple en modo substractivo para su análisis espectral.	32
3.5. a) Esquema del dispositivo experimental utilizado para medir los espectros de acústica de picosegundos. b) Esquema de la lente que se utiliza para enfocar los haces de pump y de probe sobre la muestra.	34
3.6. Señal típica de un experimento de pump-probe. Se muestra la variación de la reflectividad de la muestra en función del tiempo de retardo entre el pulso pump y el pulso probe. El inset muestra una ampliación de la zona marcada con un rectángulo gris, en donde se puede distinguir la modulación del índice de refracción debido a los fonones acústicos coherentes generados a $t = 0$	35
3.7. Relación de dispersión acústica de una superred infinita considerando la modulación acústica de sus propiedades (curva roja) y despreciándolas (curva azul). Con círculos amarillos se marcan los modos vibracionales generados y con violeta los detectados.	45
4.1. Esquema de la cavidad Tamm plasmónica con confinamiento unidimensional estudiada en esta tesis.	48

4.2. Esquema de la cavidad Tamm plasmónica con confinamiento unidimensional (panel a) y tridimensional (panel b) estudiada en esta tesis. . . .	49
4.3. Espectros de fotoluminiscencia tomados a temperatura ambiente con un láser continuo de energía $2,41\text{eV}=514,5\text{nm}$. En el panel superior se muestra la emisión de una muestra sin Au , y en el inferior la emisión de la cavidad Tamm plasmónica presentada en la Sec. 4.1.1. El inset del panel inferior muestra una ampliación de la emisión asociada al modo óptico de cavidad.	50
4.4. Espectros de fotoluminiscencia tomados a temperatura de nitrógeno líquido con un láser continuo de energía $2,41\text{eV}=514,5\text{nm}$. En el panel principal se muestra la emisión de una muestra sin Au . En el inset se muestra la emisión asociada al modo óptico de cavidad (curva azul) y como referencia la emisión de los puntos cuánticos en ese rango de energía (curva gris).	51
4.5. En el panel a, se muestra el esquema experimental utilizado para medir la fotoluminiscencia de los microdiscos de Au . El panel b muestra un esquema del tamaño del haz del láser y del tamaño típico de los microdiscos de las cavidades Tamm plasmónicas tridimensionales. . . .	51
4.6. En el panel a se presentan los espectros de fotoluminiscencia medidos sobre la muestra Tamm plasmónica con confinamiento tridimensional, variando el radio d de los microdiscos de Au . En el panel b, se graficó la energía de los modos confinados en función de $1/d^2$	52
4.7. Pendientes de las rectas de la Fig. 4.6 b en función del valor de n . Se obtuvo que la masa del plasmón de Tamm es $m_T = (1,134 \pm 0,003) \cdot 10^{-33}\text{kg}$, o bien, $m_T = (1,244 \pm 0,003) \cdot 10^{-3}m_e$, donde m_e es la masa en reposo del electrón en el vacío.	53
4.8. Reflectividad óptica calculada (curvas llenas) y sus derivadas (curvas punteadas) para los haces de pump y de probe considerando incidencia normal para el pump y $\theta \lesssim 1,5^\circ$ para el probe. Las líneas punteadas marcan la energía en la que el mínimo en la reflectividad del pump coincide con la derivada máxima de la reflectividad del probe.	55
4.9. Reflectividad óptica de la muestra simulada con el método de matrices de transferencia (línea continua) y medida (puntos).	56
4.10. En el panel a se muestran las trazas temporales experimentales en la cavidad Tamm plasmónica con confinamiento unidimensional. El salto discontinuo a tiempo cero y el decaimiento lento posterior responden a fenómenos termo-electrónicos inducidos por el pump. En el panel b se definieron las magnitudes que dan cuenta del cambio de signo del salto electrónico, δ_1 y δ_2	56

- 4.11. Magnitud del salto electrónico en función del detuning entre la energía del modo Tamm plasmónico y la energía del pulso óptico utilizado. Se consideraron dos magnitudes distintas, δ_1 y δ_2 , definidas en la Fig. 4.10 panel b. 57
- 4.12. En el panel a se muestra la traza temporal obtenida con una energía de excitación de 920,88nm, sin la componente termo-electrónica. En el inset se muestra una ampliación para $0 < t < 500$ ps. Los paneles (b)-(d) muestran la evolución temporal de la curva de reflectividad de la muestra durante los primeros 500ps del experimento de pump-probe. (b) Posición inicial del modo Tamm plasmónico óptico. (c) Excitación del modo de cavidad hacia longitudes de onda mayores. (d) Relajación del modo de cavidad hacia su posición de equilibrio. 58
- 4.13. Transformada de Fourier de la variación normalizada de la reflectividad presentada en la Fig. 4.12. Para la FFT se consideraron tres intervalos temporales diferentes: $0 < t < 500$ ps (panel a), $500 < t < 3000$ ps (panel b) y finalmente $0 < t < 3000$ ps (panel c). Como referencia, en el panel d se encuentra la relación de dispersión de la superred que conforma la cavidad Tamm plasmónica. En los paneles e-h se realizó una ampliación de la región 36-42GHz. 60
- 4.14. Campos de desplazamiento calculados mediante el método de matrices de transferencia para el primer modo vibracional propagante, de frecuencia ~ 40 GHz (panel a) y para el primer modo vibracional Tamm, de frecuencia ~ 20 GHz (panel b). Como referencia se indican la capa metálica y la superred que conforman la cavidad Tamm plasmónica. . . 61
- 4.15. Transformada de Fourier de la traza temporal experimental ($500 < t < 3000$ ps, panel a) y transformada de Fourier de la traza temporal simulada teniendo en cuenta el mecanismo fotoelástico (panel b) y el mecanismo de desplazamiento de las interfaces (panel c). 62

- 4.16. Cálculos de la función generación y de la función detección para el mecanismo fotoelástico (paneles a-h) y de desplazamiento de las interfaces (paneles i-o). Paneles a e i: las constantes de generación en el oro K_{Au} , el arsenuro de galio K_{GaAs} y los puntos cuánticos K_{InGaAs} y las de detección P_{Au} , P_{GaAs} y P_{InGaAs} se consideraron iguales a 1. Paneles b y j: la constantes de generación en el arsenuro de galio K_{GaAs} y la de detección P_{GaAs} se consideraron iguales a 1. Paneles c y k: la constantes de generación en el oro K_{Au} y la de detección P_{Au} se consideraron iguales a 1. Paneles d y l: la constantes de generación en los puntos cuánticos K_{InGaAs} y la de detección P_{InGaAs} se consideraron iguales a 1. El resto de las constantes se consideraron iguales a 0. Los paneles e-h y m-o presentan una ampliación de la zona de 18-19,25GHz para cada caso. 64
- 4.17. Trazas temporales sin la componente termo-electrónica para distintas energías de excitación del láser (panel a). En el panel b, se realizó una ampliación del intervalo $1500 \lesssim t \lesssim 1900ps$, y se destacó el cambio de fase que sufren las vibraciones al cambiar el signo de la pendiente de la curva de reflectividad. 65
- 4.18. Transformadas de Fourier de las trazas temporales presentadas en la Fig. 4.17 (a), para el intervalo $0 < t < 500ps$ (panel a) y $500 < t < 3000ps$ (panel b). 66
- 4.19. Dependencia de la intensidad de los fonones en función de la diferencia de energía entre el modo óptico Tamm plasmónico y la energía óptica de excitación, para $0 < t < 500ps$ y $500 < t < 3000ps$ (paneles inferiores a y b). En ambos casos, el panel superior muestra la magnitud del salto electrónico en función de la diferencia de energía entre el láser y el modo óptico confinado. Las curvas negra y roja del panel intermedio representan los resultados de la simulación de la reflectividad óptica y de su derivada, y los puntos discretos los resultados experimentales. 67
- 4.20. Transformada de Fourier de las trazas temporales efectuadas por ventanas temporales sucesivas. El valor central de la ventana se desplaza a lo largo de todo el rango temoral estudiado y define la coordenada del eje denominado "Tiempo". El panel a muestra la transformada de la traza temporal experimental y el panel b muestra la transformada de la traza temporal simulada. Las flechas rojas indican la posición de los primeros dos modos vibracionales Tamm. 68

4.21. Logaritmo natural de la intensidad experimental de los fonones de la cavidad Tamm plasmónica en función del tiempo. Panel a: $f = 113,96\text{GHz}$. Panel b: $f = 76,59\text{GHz}$. Panel c: $f = 56,74\text{GHz}$. Panel d: $f = 37,81\text{GHz}$. Panel e: $f = 18,41\text{GHz}$. La primer línea vertical punteada está situada en $t = 500\text{ps}$. La segunda línea vertical punteada indica el quiebre de las curvas en los paneles a y d. Las líneas punteadas de color negro ubicadas sobre las curvas son guías para la vista y resaltan el comportamiento lineal de las mismas.	69
4.22. Reflectividad óptica de la muestra medida con la componente continua del fotodiodo que recibe la señal del haz del probe a temperatura de nitrógeno líquido.	70
4.23. Variación normalizada de la reflectividad al cambiar la energía óptica de excitación alrededor de la energía del modo óptico Tamm plasmónico.	70
4.24. Magnitud del salto electrónico en función del detuning entre la energía del modo Tamm plasmónico y la energía del pulso óptico utilizado. Se consideraron dos magnitudes distintas, δ_1 y δ_2 , definidas en la Sec. 4.3.3. En el panel superior se graficó la reflectividad óptica y su derivada, y las líneas continuas son guías para la vista.	71
4.25. En el panel a se muestra la traza temporal obtenida con una energía de excitación de $911,13\text{nm}$, y en el panel b se muestra la misma traza sin la componente termo-electrónica. En el inset del panel b se graficó el intervalo $0 < t < 500\text{ps}$	72
4.26. Transformada de Fourier de la variación normalizada de la reflectividad presentada en la Fig. 4.25 (b). Para la FFT se consideró el intervalo temporal $500 < t < 3000\text{ps}$. Como referencia, en el panel inferior se encuentra la relación de dispersión de la superred que conforma la cavidad Tamm plasmónica.	73
4.27. Trazas temporales sin la componente termo-electrónica para distintas energías de excitación del láser (panel a). En el panel b, se realizó una ampliación del intervalo $100 \lesssim t \lesssim 300\text{ps}$, y se destacó el cambio de fase que sufren las vibraciones al cambiar el signo de la pendiente de la curva de reflectividad.	74
4.28. Transformadas de Fourier de las trazas temporales presentadas en la Fig. 4.17 (a), para el intervalo $0 < t < 500\text{ps}$ (panel a) y $500 < t < 3000\text{ps}$ (panel b).	74

- 4.29. Panel a: dependencia de la intensidad de los fonones en función de la diferencia de energía entre el modo óptico Tamm plasmónico y la energía óptica de excitación para $0 < t < 500\text{ps}$. El panel superior muestra la magnitud del salto electrónico en función de la diferencia de energía entre el láser y el modo óptico confinado. En el panel intermedio se graficó la reflectividad óptica y su derivada, y las líneas continuas son guías para la vista. Paneles b y c: la línea azul continua es el resultado de la simulación de la reflectividad óptica por el método de matrices de transferencia, y la línea azul punteada es su derivada. Los puntos discretos son las intensidades simuladas de los modo Tamm y propagante, respectivamente. 75
- 4.30. Strain del primer y segundo modo vibracional Tamm (líneas negra y roja, respectivamente). Las líneas punteadas son una guía para la vista y marcan la posición de los puntos cuánticos y el cero del eje de ordenadas. 76
- 4.31. Transformada de Fourier por ventanas temporales sucesivas de la señal presentada en la Fig. 4.26. 77
- 4.32. Logaritmo natural de la intensidad experimental de los fonones de la cavidad Tamm plasmónica en función del tiempo. Panel a: $f = 113,96\text{GHz}$. Panel b: $f = 94,59\text{GHz}$. Panel c: $f = 76,59\text{GHz}$. Panel d: $f = 56,74\text{GHz}$. Panel e: $f = 37,81\text{GHz}$. Panel f: $f = 18,41\text{GHz}$. La primer línea vertical punteada está situada en $t = 500\text{ps}$. La segunda línea vertical punteada indica el quiebre de las curvas en los paneles a y e. Las líneas punteadas de color negro ubicadas sobre las curvas son guías para la vista y resaltan el comportamiento lineal de las mismas. 78

Índice de tablas

4.1. Constante de acoplamiento optomecánico para los fonones de la cavidad Tamm plasmónica. Las frecuencias marcadas con un asterisco corresponden a modos vibracionales confinados. Los cálculos fueron realizados teniendo en cuenta el término fotoelástico en la Ec. 3.27 (g_{om}^{fot}) y el término del desplazamiento de las interfaces (g_{om}^{desp}) por separado.	79
A.1. Parámetros empleados para los cálculos de la cavidad Tamm plasmónica.	85

Resumen

Recientemente se ha demostrado la existencia de modos ópticos confinados en la interface entre un reflector distribuido de Bragg (DBR) de la familia de materiales GaAs/AlAs y un metal: las cavidades plasmónicas de Tamm. Estas cavidades diseñadas para confinar fotones son también óptimas para confinar fonones acústicos en el rango de los sub-THz. En esta tesis se aprovechará el fuerte acoplamiento entre los modos ópticos y vibracionales en estas cavidades para estudiar la modulación de las propiedades ópticas del modo óptico confinado y los efectos optomecánicos no lineales que allí suceden. Se considerarán cavidades con confinamiento unidimensional y tridimensional de los campos fotónicos y fonónicos, y se acoplarán los modos Tamm ópticos con un ensamble de puntos cuánticos de InGaAs.

En primer lugar, hemos dado una descripción de las componentes que conforman las cavidades Tamm plasmónicas y hemos discutido las propiedades acústicas y ópticas tanto de las componentes por separado como del conjunto total de elementos. Posteriormente, resumimos las nociones teóricas involucradas en los fenómenos físicos de generación y de detección de fonones acústicos coherentes longitudinales con la técnica de acústica de picosegundos.

En segundo lugar, hemos realizado experimentos de fotoluminiscencia sobre las cavidades con confinamiento unidimensional y tridimensional. En el caso de la cavidad Tamm plasmónica convencional, vimos que a temperatura ambiente existe una leve superposición energética entre el modo Tamm plasmónico y los puntos cuánticos de *InGaAs* y que la eficiencia del acoplamiento aumenta a temperatura de nitrógeno líquido. En el caso de la cavidad Tamm plasmónica cubierta con microdiscos de *Au*, los espectros de fotoluminiscencia revelaron el confinamiento adicional de la luz en el plano de las interfaces. Estudiando la energía de confinamiento en función de los radios de los microdiscos de *Au*, hemos obtenido la masa del plasmón de Tamm.

En tercer lugar, nos hemos concentrado en los experimentos de acústica de picosegundos realizados a temperatura ambiente y de nitrógeno líquido sobre la cavidad Tamm plasmónica con confinamiento unidimensional de los campos eléctrico y de desplazamiento. Encontramos que la contribución electrónica a la señal temporal da cuenta del cambio de signo de $\Delta R/R$ al pasar por el mínimo de la curva de reflectividad. Luego, analizamos una traza temporal sin su contribución electrónica y explicamos el

comportamiento de la intensidad de las oscilaciones durante los primeros 500ps del experimento siguiendo la evolución temporal de la curva de reflectividad óptica de la muestra.

Hemos identificado en los experimentos de pump/probe dos clases de vibraciones diferentes: Tamm y propagantes. Mediante la realización de simulaciones numéricas analizamos el origen de la función generación y de la función detección para cada uno de los modos vibracionales, y concluimos que si bien la mayor parte de la señal acústica proviene de la superred que conforma la cavidad Tamm plasmónica, los puntos cuánticos de *InGaAs* realizan un aporte significativo en la generación y detección de los modos vibracionales confinados. Para ambos casos, temperatura ambiente y de nitrógeno líquido, vimos que es posible amplificar la respuesta vibracional de la muestra mediante la elección de la energía óptica de excitación respecto del modo Tamm plasmónico. Además, medimos los factores de calidad óptico y acústico para ambas temperaturas, y encontramos que el factor de calidad acústico aumenta considerablemente al disminuir la temperatura.

Por último, calculamos las constantes de acoplamiento optomecánico para cada una de las vibraciones de la cavidad. Observamos que los efectos de modulación de las propiedades ópticas en las cavidades son provocados en esencia por el mecanismo fotoelástico, y que los modos no confinados son más eficientes para convertir información óptica en información mecánica. También encontramos que la constante optomecánica del mecanismo fotoelástico crece cuando el strain de los modos vibracionales sobre los puntos cuánticos de *InGaAs* es más grande.

Palabras clave: OPTOMECÁNICA, PLASMONES DE TAMM

Abstract

Recently, the existence of optical confined modes at the interface of a distributed Bragg reflector and a metal has been proven. These cavities with Tamm plasmons that are designed to confine photons are also capable of confining acoustic phonons with sub-THz frequencies. In this thesis we will take advantage of the strong coupling between the optical and vibrational modes to study the modulation of the optical properties of the confined photonic state and the non-linear optomechanics effects that occur in Tamm plasmonic cavities. We will work with cavities that confine the photonic and phononic fields in two and three dimensions and couple the optical Tamm plasmon mode with a uniform layer of InGaAs quantum dots.

Firstly, we have given a description of the components of the Tamm plasmonic cavities and we have discussed the optical and acoustic properties that they have. We also discussed the theory of generation and detection of acoustic coherent phonons using pump/probe techniques.

Secondly, we performed photoluminescence experiments on the Tamm cavities with two and three dimensional confinement of the electric and displacement fields. We found that the coupling efficiency is increased when the temperature of the system is lowered. In the case of the cavity with three dimensional confinement, the photoluminescence spectra reveals the additional confinement of the electric field. By studying the confinement energy as a function of the size of the gold microdisks that form the cavity, we obtained the Tamm plasmon mass.

Thirdly, we worked on pump/probe experiments on the conventional Tamm plasmonic cavity. We performed measurements at room temperature and at liquid nitrogen temperature. We found that the electronic contribution to the temporal signal follows the change of sign of $\Delta R/R$ at the energy of the optical confined mode. Then, we analyzed a temporal signal without the thermo-electronic contribution and explained its behaviour. We paid special interest in the first 500ps of the experiment, in which the response function of the probe is modulated by the temporal evolution of the Tamm plasmon optical mode.

Furthermore, we have identified two kinds of different vibrations, Tamm and propagating modes, and performed numerical simulations to analyze the origin of the generation and detection function for both types of vibrations. We concluded that most part

of the signal comes from the Bragg reflector of the plasmon cavity, although the quantum dots make a significant contribution to the generation and detection of confined modes. For both room temperature and liquid nitrogen temperature, we amplified the vibrational response of the sample by choosing adequately the optical energy of excitation respect to the energy of the photonic confined state. Moreover, we measured the optical and acoustic quality factors for both temperatures, and found that the acoustic quality factor increases considerably when the temperature of the system is lowered.

Finally, we calculated the optomechanical constants for each of the vibrational modes of the Tamm plasmon cavity. We observed that the modulation effects of the optical properties are caused mainly by the photoelastic effect, and that non-confined modes are more efficient than the confined ones translating optical information into mechanical information. Also, we found that the optomechanic constant given by the photoelastic effect increases when the strain applied by the vibrations on the quantum dots increases.

Keywords: OPTOMECHANICS, TAMM PLASMONS

Capítulo 1

Contexto y motivación

En las décadas recientes, se han sucedido revoluciones tecnológicas importantes que han transformado la calidad y forma de vida de las personas que conforman la sociedad moderna. Estos adelantos tecnológicos se han basado en el conocimiento y manipulación de dos partículas fundamentales: electrones y fotones. La manipulación de los electrones en materiales semiconductores ha generado cambios que tienen como resultado la producción en masa de computadoras portables, teléfonos celulares y cámaras digitales. Análogamente, el desarrollo de materiales y dispositivos fotónicos ha dado lugar a la masificación de las comunicaciones por internet, con el uso de fibras ópticas que satisfacen la creciente demanda de información. Sólo en latinoamérica, la cantidad de usuarios de internet ha crecido desde 18 millones en el año 2000 a 254 millones en la actualidad [1].

Una partícula igual de importante que las anteriores es el fonón, responsable de la propagación del sonido y del calor en la materia condensada. Parte del interés en el estudio de las vibraciones de un material proviene de la interacción que dichas vibraciones mantienen con fotones y electrones y sus posibles aplicaciones tecnológicas. Es posible imaginar una nueva generación de dispositivos optoelectrónicos cuyas propiedades electrónicas y ópticas estén gobernadas por la presencia de fonones acústicos coherentes. Como consecuencia, la frecuencia de modulación de la información óptica y electrónica aumentaría hasta las centenas de gigahertz o hasta algunos pocos terahertz, superando ampliamente la frecuencia máxima actual de los procesadores electrónicos a base de silicio, actualmente en el rango de los pocos GHz [2].

Recientemente, se han desarrollado estructuras que pueden localizar en la misma región espacial a fonones y fotones incrementando las interacciones entre luz y sonido. Esto plantea la posibilidad de desarrollar una nueva clase de dispositivos acusto-ópticos que permitan controlar, manipular y detectar de forma conjunta a la luz y al sonido. Estas estructuras, que en esencia son cavidades ópticas y acústicas de manera simultánea, permitieron lograr una diversidad de nuevos fenómenos y aplicaciones, que incluyen

efectos de acoplamiento fuerte entre modos ópticos y vibracionales, enfriamiento láser de vibraciones y emisión estimulada de sonido [3–7].

La idea básica en los experimentos optomecánicos es acoplar luz a través de un modo óptico de las cavidades resonantes, la cual se confina en el resonador y excita modos vibracionales [31]. La cavidad es modulada por la acción de las vibraciones mecánicas debido al desplazamiento mecánico de sus componentes y por el efecto fotoelástico que cambia del índice de refracción de la cavidad misma. Estos efectos son conocidos como *dynamical* o *quantum backaction*, y permiten inhibir o estimular el movimiento mecánico en el seno de la cavidad. Los obstáculos de los sistemas optomecánicos más comunes, típicamente basados en osciladores y MEMS, incluyen los siguientes efectos:

1. son dispositivos complejos de construir,
2. son dispositivos con vibraciones no monocromáticas,
3. las frecuencias de los modos acústicos están en el rango de los megahertz,
4. la superposición de modos acústicos y ópticos suele ser ineficiente,
5. y la extracción de las vibraciones generadas es pobre.

Por estas razones, en esta tesis nos proponemos estudiar un sistema que responda a estos desafíos y supere los estándares actuales logrando una mayor eficiencia en la conversión de energía óptica a energía acústica y una integración natural con dispositivos optoelectrónicos. En primer lugar, nuestro objetivo será estudiar la modulación de las propiedades ópticas de una cavidad Tamm plasmónica debido a la presencia de vibraciones. En segundo lugar, estudiaremos el acoplamiento optomecánico en estos resonadores considerando dos casos distintos: modos confinados unidimensionalmente y modos confinados tridimensionalmente.

En el contexto descrito se enmarca entonces el presente trabajo de tesis de maestría. El resto de la tesis se organiza en cuatro capítulos. En el Cap. 2 resumiremos las nociones teóricas involucradas en los fenómenos físicos que encontraremos en los capítulos subsiguientes. Daremos una descripción de los componentes que conforman las cavidades Tamm plasmónicas y discutiremos las propiedades acústicas y ópticas tanto de las componentes por separado como del conjunto total de elementos. En el Cap. 3 describiremos las técnicas experimentales que se utilizarán a lo largo de esta tesis. En particular, analizaremos en detalle los procesos de generación y de detección de fonones acústicos coherentes longitudinales con la técnica de acústica de picosegundos. El Cap. 4 estará dedicado al estudio de la optomecánica en las cavidades Tamm plasmónicas. Finalmente, en el Cap. 5 sintetizaremos los resultados y las conclusiones obtenidas.

Capítulo 2

Nociones Teóricas

2.1. Microestructuras ópticas y acústicas: las superredes

En la presente sección describiremos las propiedades ópticas y acústicas de microestructuras planas denominadas superredes, en las cuales se basan las cavidades plasmónicas de Tamm. Posteriormente, estudiaremos dichas cavidades y sus aplicaciones, destacando su capacidad de confinar al campo eléctrico en una región determinada del espacio. Por último, discutiremos las propiedades acústicas de estas cavidades, llegando a la conclusión de que permiten confinar los campos de deformaciones en la misma región espacial que el campo eléctrico.

2.1.1. Aspectos generales

Una superred consiste en un apilamiento alternado de capas de dos materiales distintos, que llamaremos A y B. Dado un material, el espesor de las capas utilizadas se mantiene constante a lo largo de toda la estructura, de modo tal que la superred tiene una periodicidad D igual a la suma del espesor de la capa A, d_A , más el espesor de la capa B, d_B (ver Fig. 2.1). Por esta razón, en la dirección perpendicular al plano de las interfaces la celda unidad de la superred está compuesta por una capa de cada material y tiene longitud D . Llamaremos N al número de períodos de la superred, de modo que su longitud sea igual al producto entre D y N .

En esencia, una superred es un reflector distribuido de Bragg, y funciona como un espejo de luz para determinados rangos de frecuencias, para los cuales debe cumplirse que el haz reflejado en la primera de las interfaces de una celda unidad interfiera constructivamente con el haz reflejado en la segunda interfaz. Si la superred está diseñada para ser un espejo en el rango de frecuencias visibles, entonces $D \simeq 0,25\mu\text{m}$. Es por ello que se suele calificar a las superredes y a otras estructuras ópticas como



Figura 2.1: Esquema de una superred depositada sobre un sustrato. Los materiales A y B están representados por colores diferentes. Los espesores de las capas de los materiales A y B son d_A y d_B , respectivamente, y su suma es igual a D , el periodo de la superred. N representa el número de periodos de la superred.

microestructuras.

La calidad del espejo formado por una superred depende fuertemente del contraste de los índices de refracción de los materiales A y B utilizados, n_A y n_B , y del número de periodos N que conforma la superred, como discutiremos en la Sec. 2.1.4.

La similitud entre la ecuación de ondas del campo electromagnético y del campo de desplazamientos de la red cristalina permite aplicar el mismo principio para idear espejos de fonones acústicos. En este caso, el papel del índice de refracción $n_{A,B}$ lo cumple la impedancia acústica $Z_{A,B}$, igual al producto entre la velocidad del sonido $v_{A,B}$ y la densidad $\rho_{A,B}$ de cada material.

La Fig. 2.2 presenta las relaciones de dispersión de fonones en *GaAs* y *AlAs* para varios caminos de alta simetría de la primera zona de Brillouin, extraídas de la Ref. [8]. Para ambos materiales, se pueden distinguir las ramas de fonones ópticos y acústicos.

Debido a la diferencia de energía entre los fonones ópticos del *GaAs* y el *AlAs*, al construir una superred a partir de estos dos materiales los fonones ópticos quedan confinados a cada una de las capas. En cambio, los fonones acústicos pueden propagarse por la totalidad de la microestructura.

Como un caso modelo, las superredes semiconductoras están compuestas por arsenuro de galio, *GaAs*, y arsenuro de aluminio, *AlAs*, debido a la cercanía de sus parámetros de red ($5,6533\text{\AA}$ para el *GaAs* y $5,6611\text{\AA}$ para el *AlAs*). Son semiconductores del tipo III-V, esto es, semiconductores compuestos por un material del grupo III y otro del grupo V. La elección de la dupla de materiales *GaAs/AlAs* tiene otras dos implicancias importantes producto de una coincidencia *fortuita* [9], a saber:

1. El cociente entre sus velocidades de la luz y el sonido es casi idéntico: $c_{AlAs}/c_{GaAs} \sim v_{AlAs}/v_{GaAs} \sim 1,2$;
2. El cociente entre las impedancias óptica y acústica también es casi idéntico: $Z_{op} \sim Z_{ac} \sim 0,83$.

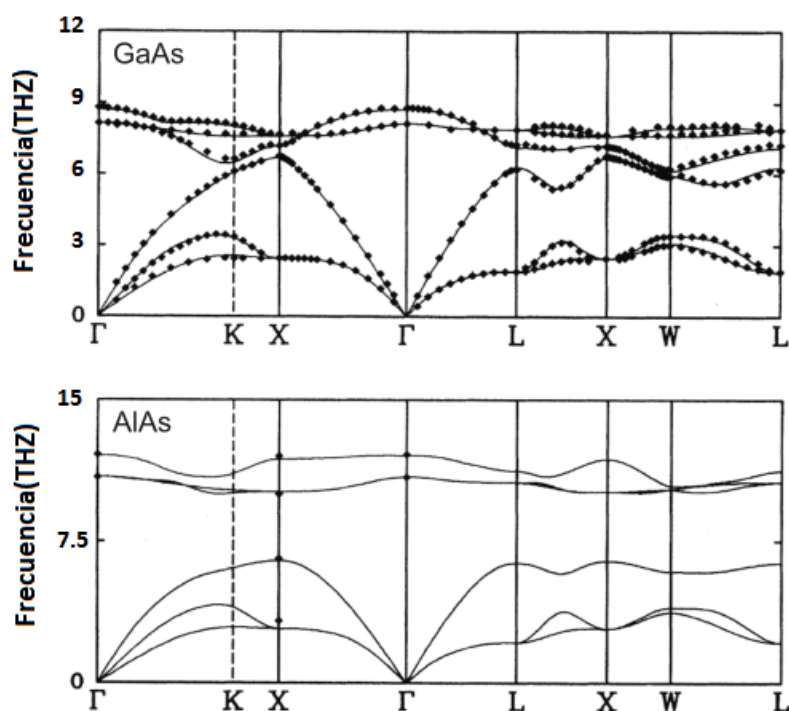


Figura 2.2: Relaciones de dispersión de fonones en *GaAs* (panel superior) y *AlAs* (panel inferior) para varios caminos de alta simetría de la primera zona de Brillouin. La figura fue extraída de la Ref. [8].

Por este motivo, tanto desde el punto de vista fotónico como desde el punto de vista acústico, el contraste de impedancias entre estos dos materiales resulta satisfactorio para concebir reflectores distribuidos de Bragg con coeficientes de reflexión muy cercanos a uno. Por ejemplo, se tiene $R = 0,995$ si $N = 20$.

La comprensión del comportamiento de los campos eléctrico y de desplazamiento dentro de una superred y la deducción de sus relaciones de dispersión puede realizarse de forma sencilla. Basta considerar a cada una de las capas que conforman a la superred como un continuo, resolver la ecuación de ondas para la luz o el sonido dentro de cada capa y acordar luego las condiciones de contorno adecuadas en cada interfaz. Este modelo fue desarrollado para el caso acústico por Rytov en 1956 [10] y se discute en detalle en la siguiente sección.

2.1.2. Modelo de Rytov

Queremos resolver la ecuación de ondas para la luz y el sonido dentro de la totalidad de la superred. Para ello, definimos a la dirección perpendicular a las interfaces de la superred como \hat{z} . Debido a la simetría de traslación en el plano de las interfaces de la superred, los campos eléctrico y de desplazamiento sólo serán función de la coordenada z .

En un medio lineal, isótropo y homogéneo (como lo son el *GaAs* y el *AlAs*), con

índice de refracción n , las ecuaciones de Maxwell [11] requieren que el vector de campo eléctrico \vec{E} de una onda electromagnética propagándose en la dirección \hat{z} sea solución de:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{v_L^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (2.1)$$

de forma tal que $\vec{E} \cdot \hat{z} = 0$, y donde $v_L = c/n$ es la velocidad de la luz en el medio (y c la velocidad de la luz en el vacío). Similarmente, la ecuación para el vector de campo desplazamiento \vec{u} propagándose en la dirección \hat{z} puede ser llevada a la forma:

$$\frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial z^2} - \frac{1}{v_S^2} \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = 0, \quad (2.2)$$

siendo $v_S = \sqrt{C/\rho}$ la velocidad del sonido en el medio en la dirección de propagación de la onda, C un módulo elástico efectivo y ρ la densidad del medio.

La equivalencia en las ecuaciones de onda para ambos campos también se extiende a las condiciones de contorno: supongamos que una onda electromagnética incide normalmente sobre una interfaz entre dos materiales, A y B, ubicada en $z = z_0$. Si se propone una solución armónica en el tiempo, de frecuencia angular ω para los dos materiales, cuya expresión matemática sea

$$\vec{E}_{A,B}(z, t) = E_{A,B}(z) e^{i\omega t} \hat{x}, \quad (2.3)$$

las condiciones de continuidad de campo eléctrico se reducen a:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_A(z_0) = E_B(z_0) \\ \frac{\partial E_A(z_0)}{\partial z} = \frac{\partial E_B(z_0)}{\partial z} \end{array} \right. , \quad (2.4)$$

en materiales en donde la permeabilidad magnética $\mu = 1$, como en el *GaAs* y el *AlAs*. Equivalentemente, si se propone para el caso acústico longitudinal una dependencia armónica en el tiempo

$$\vec{u}_{A,B}(z, t) = u_{A,B}(z) e^{i\omega t} \hat{z}, \quad (2.5)$$

las condiciones de continuidad del desplazamiento y la tensión resultarán en:

$$\left\{ \begin{array}{l} u_A(z_0) = u_B(z_0) \\ C_A \frac{\partial u_A(z_0)}{\partial z} = C_B \frac{\partial u_B(z_0)}{\partial z} \end{array} \right. . \quad (2.6)$$

Aprovecharemos estas similitudes para tratar ambos casos -óptico y acústico- de forma conjunta. Consideramos, entonces, un campo escalar general $\Lambda(z, t)$ que cumple

con una ecuación de onda para la capa de material m de la celda unidad n de la forma:

$$\frac{\partial^2 \Lambda_{n,m}(z, t)}{\partial z^2} - \frac{1}{v_m^2} \frac{\partial^2 \Lambda_{n,m}(z, t)}{\partial t^2} = 0, \quad (2.7)$$

y proponemos una solución del tipo

$$\Lambda_{n,m}(z, t) = \Lambda_{n,m}(z) e^{i\omega t}. \quad (2.8)$$

Remplazando en la Ec. 2.7 se tiene

$$\frac{\partial^2 \Lambda_{n,m}(z)}{\partial z^2} = -\frac{\omega^2}{v_m^2} \Lambda_{n,m}(z). \quad (2.9)$$

La propuesta de solución que usaremos tiene la forma:

$$\Lambda_{n,m}(z) = a_{n,m} e^{iq_m z} + b_{n,m} e^{-iq_m z}, \quad (2.10)$$

con $0 \leq z \leq d_m$, si d_m es el espesor de la capa de material m y $q_m = \omega/v_m$, con v_m la velocidad de la luz o el sonido en el material m . Por simplicidad en los cálculos,

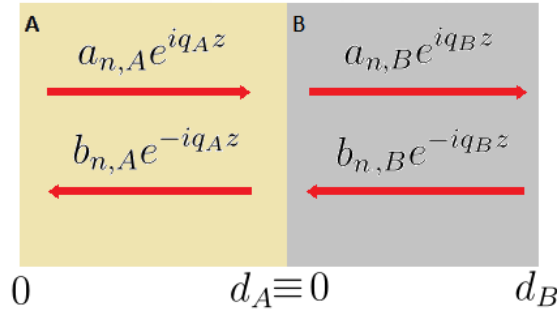


Figura 2.3: El sistema de referencia tomado para aplicar las condiciones de contorno es tal que el origen de coordenadas se encuentra al inicio de cada capa de material.

tomaremos el origen de cada capa de material como $z = 0$, como se muestra en la Fig. 2.3. Entonces, las condiciones de continuidad para las dos interfaces que forman una celda unidad se escriben:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Lambda_{n,A}(d_A) = \Lambda_{n,B}(0) \\ \xi_A \frac{\partial \Lambda_{n,A}(d_A)}{\partial z} = \xi_B \frac{\partial \Lambda_{n,B}(0)}{\partial z} \\ \Lambda_{n,B}(d_B) = \Lambda_{n+1,A}(0) \\ \xi_B \frac{\partial \Lambda_{n,B}(d_B)}{\partial z} = \xi_A \frac{\partial \Lambda_{n+1,A}(0)}{\partial z} \end{array} \right., \quad (2.11)$$

donde $\xi_{A,B} = 1$ para el caso óptico y $\xi_{A,B} = C_{A,B}$ en el caso acústico. Impuestas estas

condiciones, se llega a una relación de recursión para los coeficientes $a_{n,A}$ y $b_{n,A}$:

$$\begin{pmatrix} a_{n+1,A} \\ b_{n+1,A} \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} a_{n,A} \\ b_{n,A} \end{pmatrix}, \quad (2.12)$$

con

$$\begin{aligned} M_{11} = M_{22}^* &= \left[\cos(q_B d_B) + \frac{i}{2} \left(Z + \frac{1}{Z} \right) \text{sen}(q_B d_B) \right] e^{iq_A d_A}, \\ M_{12} = M_{21}^* &= \frac{i}{2} \left(Z - \frac{1}{Z} \right) \text{sen}(q_B d_B) e^{iq_A d_A}, \end{aligned} \quad (2.13)$$

donde $Z = \frac{Z_A}{Z_B}$, esto es, $Z = \left(\frac{C_{APA}}{C_B \rho_B} \right)^{1/2} = \frac{\rho_A v_A}{\rho_B v_B}$ en el caso acústico y $Z = \frac{n_A}{n_B}$ en el caso óptico. La matriz \mathbf{M} se denomina matriz de transferencia y permite relacionar las amplitudes de las ondas planas de la capa n -ésima con las de la capa siguiente.

Por otro lado, si se considera una superred con infinitos períodos se puede aplicar el teorema de Bloch [12] sobre los coeficientes en dos celdas consecutivas:

$$\begin{pmatrix} a_{n+1,A} \\ b_{n+1,A} \end{pmatrix} = e^{iqD} \begin{pmatrix} a_{n,A} \\ b_{n,A} \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

Las Ecs. 2.12 y 2.14 determinan una ecuación de autovalores para q :

$$|\mathbf{M} - e^{iqD} \mathbf{I}| = 0, \quad (2.15)$$

siendo \mathbf{I} la matriz identidad. La Ec. 2.15 puede llevarse a la forma:

$$\cos(qD) = \cos\left(\frac{\omega d_A}{v_A} + \frac{\omega d_B}{v_B}\right) - \frac{\epsilon^2}{2} \text{sen}\left(\frac{\omega d_A}{v_A}\right) \text{sen}\left(\frac{\omega d_B}{v_B}\right), \quad (2.16)$$

donde

$$\epsilon = \frac{1 - Z}{\sqrt{Z}}. \quad (2.17)$$

La relación de dispersión hallada en la Ec. 2.16 es válida para una superred infinita. No obstante, sus consecuencias pueden extrapolarse para N finito. El resto de los cálculos que se presentan en esta tesis (reflectividad, campo eléctrico, desplazamiento de las interfaces de la superred, etc.) son realizados de forma exacta utilizando la matriz de transferencia presentada en la Ecs. 2.12 y 2.13. En ese caso, para terminar de resolver el problema de la propagación de la luz y del sonido en una superred, resta aplicar las condiciones de contorno adecuadas al problema planteado. Por ejemplo, para estudiar la situación de la luz incidiendo desde el infinito, proponemos

$$\begin{cases} a_0 = 1 \\ b_N = 0 \end{cases}, \quad (2.18)$$

es decir, incidimos con una onda de amplitud normalizada desde uno sólo de los extremos de la estructura. En el caso acústico, para obtener los modos acústicos de una estructura en contacto con el aire, las condiciones de contorno consisten en considerar la superficie de la superred como un extremo libre con tensión nula, ya que a las frecuencias consideradas el sonido no se propaga en el aire. Imponiendo que $C_A \frac{\partial u_{1,A}(0)}{\partial z} = 0$ y usando la Ec. 2.10 se tiene que:

$$C_A q_A (a_{1,A} - b_{1,A}) = 0 \quad \Rightarrow \quad a_{1,A} = b_{1,A}. \quad (2.19)$$

La segunda condición de contorno del caso acústico es la normalización de la intensidad del campo de desplazamiento,

$$\int_0^{N \cdot D} \rho(z) |u(z)|^2 \omega^2 dz = 1, \quad (2.20)$$

donde la estructura se extiende entre 0 y ND . En el caso de una microestructura depositada sobre un sustrato masivo, la contribución de la microestructura a la integral presentada en la Ec. 2.20 es despreciable frente a la contribución del sustrato. Por lo tanto, la condición de normalización se reduce a pedir que $|u_{subs}|^2 \propto 1$.

Volviendo al resultado del modelo de Rytov, la Ec. 2.16 es la relación de dispersión de luz o de fonones para una superred. Comenzamos por analizar el significado del primer término de la relación de dispersión, ya que para la dupla *GaAs/AlAs* la modulación definida en la Ec. 2.17 es pequeña respecto a uno ($\epsilon^2/2 \sim 10^{-2}$) tanto para el caso acústico como para el caso óptico (ver Sec. 2.1.1). Se tiene, entonces, una expresión reducida

$$\cos(qD) = \cos\left(\frac{\omega d_A}{v_A} + \frac{\omega d_B}{v_B}\right), \quad (2.21)$$

o equivalentemente,

$$\omega = \pm v_{eff} q + \alpha v_{eff} \frac{2\pi}{D}, \quad \alpha \in \mathbb{N}, \quad (2.22)$$

donde v_{eff} es la velocidad efectiva de la onda en la superred y está dada por:

$$v_{eff} = \frac{v_A v_B}{(1 - \beta)v_B + \beta v_A}, \quad \text{con} \quad \beta = \frac{d_B}{d_A + d_B}. \quad (2.23)$$

De la Ec. 2.22 se puede ver que a dos vectores de onda que difieran en $2\pi/D$ les corresponde la misma frecuencia ω . Esto redefine la primera zona de Brillouin a la región $-\pi/D < q \leq \pi/D$, región menor a la zona de Brillouin original del cristal, $-\pi/a < q \leq \pi/a$ (recordemos que $a_{GaAs} \simeq a_{AlAs}$).

Como se observa en la curva azul de la Fig. 2.4, en esta aproximación los modos

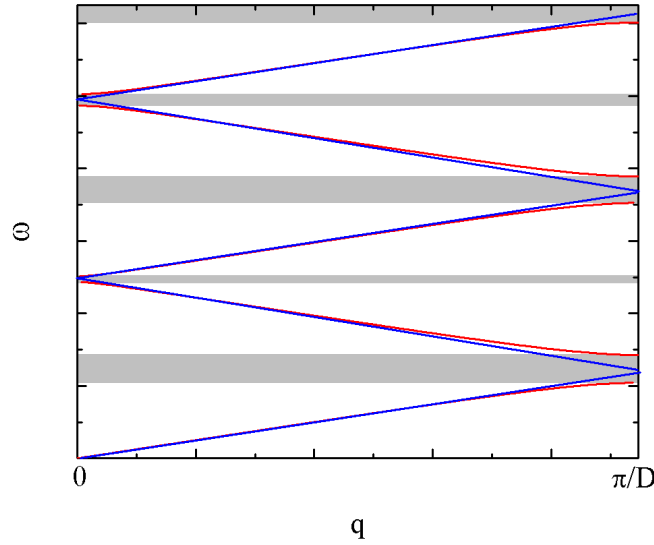


Figura 2.4: Relación de dispersión para una superred infinita utilizando el modelo de Rytov completo (línea roja) y una aproximación que sólo toma en cuenta el repliegamiento geométrico debido a la periodicidad D de la superred (línea azul). Se puede ver cómo en los puntos de degeneración $\Omega_p = \pi \frac{v_{eff}}{D} \gamma$, con γ un número entero, se abren brechas de energías prohibidas, sombreadas en gris.

ubicados a las frecuencias angulares

$$\Omega_\gamma = \pi \frac{v_{eff}}{D} \gamma \quad (2.24)$$

se encuentran doblemente degenerados, con γ tomando valores enteros pares (impares) en el centro (borde) de la zona de Brillouin. Si ahora consideramos la expresión completa dada por la Ec. 2.16, la modulación finita introducida por el segundo término tiene como efecto la ruptura de la degeneración en Ω_γ , desdoblado los niveles de energía y abriendo brechas de energía prohibida en las cuales no hay estados permitidos en la superred (ver Fig. 2.4). En el caso de una superred finita, las soluciones oscilatorias para ω perteneciente a estas brechas son ondas evanescentes que penetran en la superred con amplitud exponencialmente decreciente. Entonces, si en un medio contiguo a una superred se propaga una onda de energía perteneciente a una brecha de energía prohibida, la misma no podrá continuar su propagación por la superred y se reflejará hacia el medio inicial de propagación. En consecuencia, las superredes funcionan como espejos para las energías pertenecientes a las brechas prohibidas.

La amplitud $\Delta\Omega_\gamma$ de las brechas prohibidas de energía puede hallarse desarrollando el miembro derecho de la Ec. 2.16 a segundo orden en $\Delta\Omega_\gamma = \omega - \Omega_\gamma$, obteniéndose:

$$\Delta\Omega_\gamma = 2 \frac{v_{eff}}{D} \left| \epsilon \sin \left[\gamma \pi \frac{(1-\beta)v_B}{(1-\beta)v_B + \beta v_A} \right] \right|. \quad (2.25)$$

En la Fig. 2.5 se muestra la amplitud relativa de las brechas prohibidas de energía en función del parámetro β , para una superred de *GaAs/AlAs* [15]. Con la línea punteada se destaca el caso en el que todas las brechas prohibidas de centro de zona se anulan, y las de borde de zona son máximas. En este caso, $\beta = v_B/(v_A + v_B)$, y los espesores de los materiales A y B se conjugan de forma tal que los modos de centro de zona aparecen degenerados a pesar de la modulación de las propiedades acústicas u ópticas.

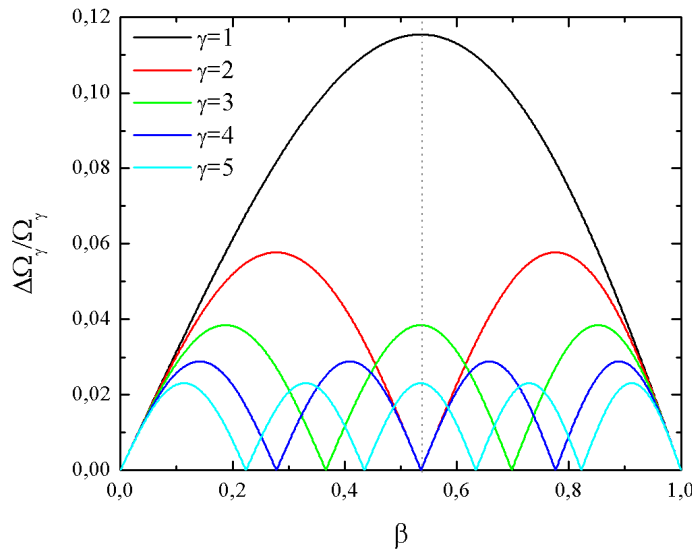


Figura 2.5: Amplitud relativa de las brechas prohibidas de energía en función del parámetro $\beta = d_B/(d_A + d_B)$ para una superred compuesta de *GaAs/AlAs*. En línea punteada se destaca el caso en el que los modos de centro de zona aparecen degenerados a pesar de la modulación de las propiedades acústicas/ópticas.

Las muestras que serán objeto de estudio en esta tesis están basadas en superredes ópticas de *GaAs/AlAs*, con espesores

$$d_{GaAs} = \lambda/4n_{GaAs} \quad \text{y} \quad d_{AlAs} = \lambda/4n_{AlAs}, \quad (2.26)$$

siendo $\lambda = 2\pi c/n_m\Omega_\gamma$ la longitud de onda en el material m para la frecuencia central de la brecha de energía prohibida γ . Esta condición de espesores es equivalente a pedir que $\beta^{\text{opt}} = v_{AlAs}^{\text{opt}}/(v_{GaAs}^{\text{opt}} + v_{AlAs}^{\text{opt}}) = n_{GaAs}/(n_{GaAs} + n_{AlAs})$, por lo que la amplitud de las brechas de energía prohibidas para el campo eléctrico debido a la presencia de la superred será la discutida en el párrafo anterior. Desde el punto de vista acústico, $\beta^{\text{acust}} \sim \beta^{\text{opt}}$, por lo que el comportamiento de las brechas de energía prohibidas para el campo de desplazamiento será casi idéntico al de las brechas de energía ópticas.

2.1.3. Reflectividad óptica y acústica

Luego de lo dicho, resulta natural caracterizar a una superred a través de su reflectividad. Para incidencia normal a las capas, la reflectividad se define como el cuadrado de la amplitud de una onda reflejada por la superred, normalizada por la amplitud incidente. En la Fig. 2.6 presentamos el cálculo de la reflectividad óptica (paneles a y b) y acústica (paneles c y d) para un espejo de 40 períodos de $GaAs/AlAs$ donde la relación de espesores es tal que las brechas de energía prohibida de centro de zona permanecen degeneradas (flechas negras en los paneles a y b) mientras que las de borde de zona presentan amplitud relativa máxima ($d_{GaAs} = 62,5\text{nm}$ y $d_{AlAs} = 75,1\text{nm}$), y cumplen que $R \sim 1$. En los paneles c y d de la Fig. 2.6 realizamos una ampliación de la zona de la primera brecha de energía prohibida, correspondiente a $\gamma = 1$. Cuando nos referimos a la reflectividad, decimos que las energías de las brechas prohibidas forman una banda de rechazo óptica o acústica, según corresponda. Resulta notable la

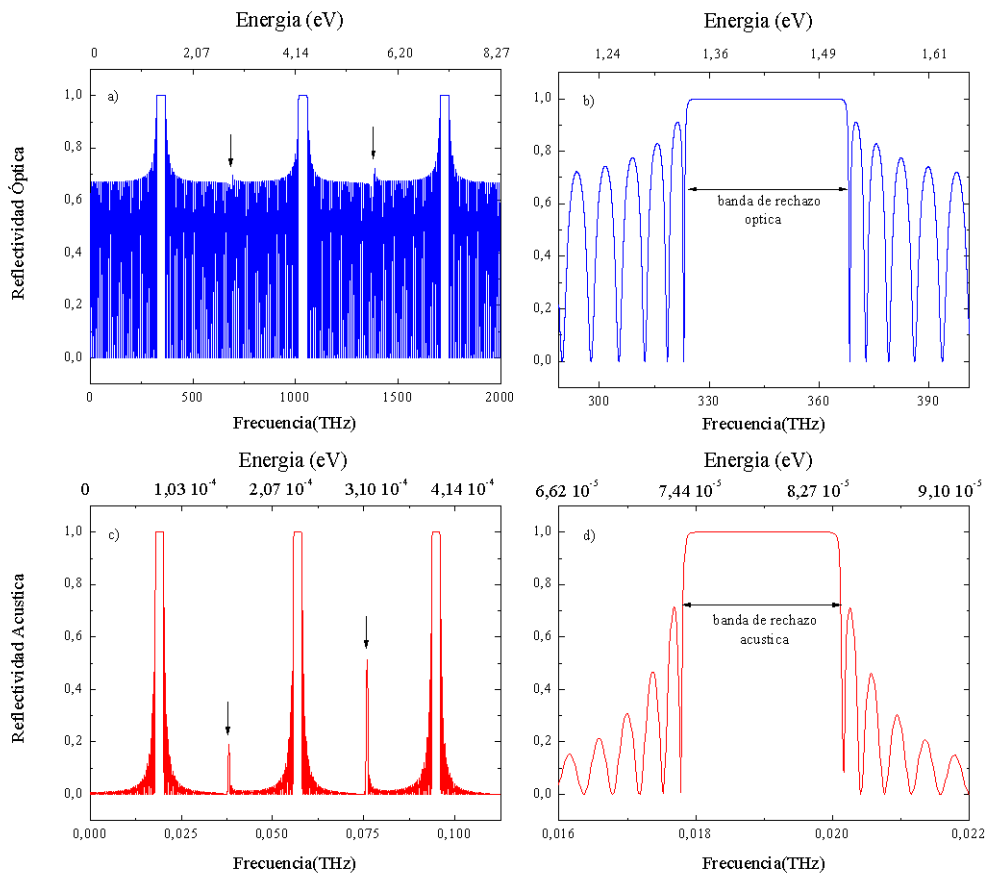


Figura 2.6: Reflectividad óptica (a y b) y acústica (c y d) para un espejo de 40 períodos de $GaAs/AlAs$ donde la relación de espesores es tal que las brechas de energía prohibida de centro de zona permanecen degeneradas (flechas negras en los paneles a y b) mientras que las de borde de zona presentan amplitud relativa máxima. En los paneles c y d realizamos una ampliación de la zona de la primera brecha de energía prohibida, correspondiente a $\gamma = 1$.

similitud de los comportamientos de la reflectividad acústica y óptica, siendo la única

diferencia importante la escala de frecuencias en las que se trabaja.

Es posible obtener una expresión analítica simple para la reflectividad en el centro de una banda de rechazo si la relación de espesores $d_{A,B}$ fue elegida para maximizar la amplitud relativa de la brecha de energía prohibida que le corresponda [15]. En ese caso,

$$R = \left(\frac{1 - \frac{Z^{2N-1}}{Z_i/Z_A \cdot Z_B/Z_f}}{1 + \frac{Z^{2N-1}}{Z_i/Z_A \cdot Z_B/Z_f}} \right)^2, \quad (2.27)$$

donde i es el material desde donde incide la onda, y f el material hacia el que se transmite. Usando la Ec. 2.27 para el caso de una superred de $GaAs/AlAs$ con $N = 20$, incidiendo desde aire y transmitiendo la onda hacia un sustrato de $GaAs$, obtenemos que:

$$R^{\text{opt}} \simeq R^{\text{acust}} \simeq 0,999. \quad (2.28)$$

Debido a que las superredes son espejos que funcionan por interferencia, una onda incidiendo en una brecha de energía prohibida tendrá un decaimiento exponencial en el interior de la superred y sufrirá un cambio de fase distinto de 0 o π . El coeficiente de reflexión r_{SR} de una onda que incide desde un medio con impedancia -óptica o acústica- Z_A sobre una superred que comienza con un material de igual impedancia es [16] [17]:

$$r_{SR} \simeq \pm e^{i\delta(\omega - \Omega_\gamma)/\Omega_\gamma}, \quad (2.29)$$

si se cumple que la onda incidente de frecuencia ω sea cercana a la frecuencia central de la banda de rechazo, Ω_γ . El signo positivo (negativo) en la Ec. 2.29 corresponde a la situación $Z_A > Z_B$ ($Z_B > Z_A$). El coeficiente δ es igual a

$$\delta = \frac{\pi}{|1 - Z^{-1}|}, \quad (2.30)$$

donde $Z^{-1} = \frac{n_B}{n_A}$ en el caso óptico y $Z^{-1} = \frac{\rho_B v_B}{\rho_A v_A}$ en el caso acústico. Las Ecs. 2.29 y 2.30 serán utilizadas en la Sec. 2.2.2 para deducir la energía de los modos confinados en las cavidades Tamm plasmónicas.

2.1.4. Parámetros de diseño

En resumen, los parámetros que deben ser tenidos en cuenta para el diseño de una superred que actúe como un espejo de luz y de sonido son:

1. Los materiales seleccionados para el crecimiento de la superred: Deben cumplir que sus parámetros de red sean similares para evitar rugosidades en las interfaces de la superred, y deben tener un contraste de impedancias acústicas y ópticas que permita obtener reflectividades cercanas a 1.

2. El período D de la superred: Debe fijarse de modo que las frecuencias a las que se desea trabajar cumplan que $\Omega_\gamma = \pi \frac{v_{eff}}{D} \gamma$.
3. El espesor de las capas de los materiales: Se pueden fijar de modo de maximizar/suprimir las brechas de energía prohibida de borde y centro de zona.
4. El número de períodos N : Debe ser grande ($N \gtrsim 20$) si se desean reflectividades cercanas a 1.

2.2. Cavidades con modos plasmónicos de Tamm

2.2.1. Aspectos generales

Una cavidad plasmónica de Tamm [18–20] consiste en un reflector distribuido de Bragg (es decir, una superred) cubierto por una lámina metálica de espesor d_M , como se muestra en la Fig. 2.7.

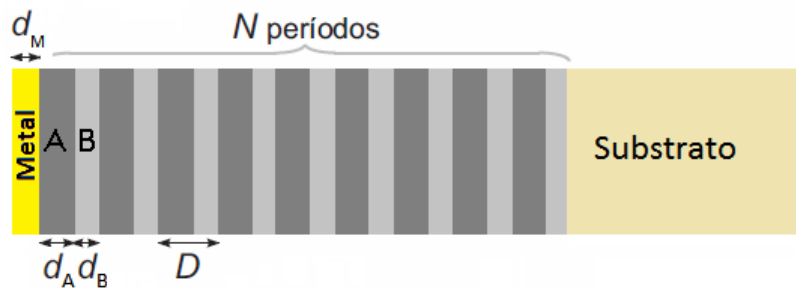


Figura 2.7: Esquema de una cavidad Tamm plasmónica, compuesta por una superred depositada sobre un sustrato, cubierta por una capa uniforme de metal. Los espesores de las capas de los materiales A y B son d_A y d_B , respectivamente, y su suma es igual a D , el período de la superred. N representa el número de períodos de la superred. El espesor de la capa de metal es d_M .

Conceptualmente, la cavidad plasmónica de Tamm sigue el mismo principio que una cavidad óptica, y sirve para confinar el campo eléctrico en una región determinada del espacio. Las frecuencias para las cuales puede existir un modo confinado son aquellas que pertenecen a la banda de rechazo óptica de la superred y se encuentran por debajo de la frecuencia de plasma del metal. En este caso, el índice de refracción del metal es complejo y no existen estados permitidos para esa energía en la superred, por lo que el campo eléctrico queda confinado entre el metal y la superred.

Un campo de desplazamiento cuya frecuencia pertenezca a la banda de rechazo acústica del material también quedará confinado entre el espejo distribuido de Bragg y la lámina metálica, ya que no existen estados permitidos en la superred y la condición de contorno de extremo libre en la interfaz *Au/Aire* tiene como consecuencia la reflexión total de los fonones hacia el interior de la estructura (ver Fig. 2.6 paneles c y d).

Para la comprensión del comportamiento de los campos eléctrico y de desplazamiento dentro de una cavidad Tamm plasmónica y la deducción de las frecuencias de los modos ópticos y acústicos confinados puede considerarse un espaciador macizo de material A encerrado entre una lámina metálica y una superred, encontrar las frecuencias que se confinan en el espaciador, y luego hacer tender la longitud del espaciador a cero. Para los modos ópticos confinados, este modelo fue desarrollado por Kaliteevski et al [16] y se discute en detalle en la siguiente sección.

2.2.2. Modelo teórico

Consideramos una estructura como la de la Fig. 2.8, compuesta por un material A encerrado entre una superred y una lámina metálica uniforme. Esta estructura es

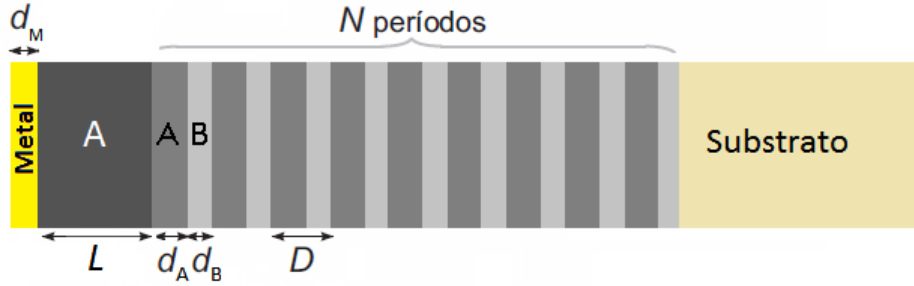


Figura 2.8: Esquema de una cavidad compuesta por un espaciador de material A y espesor L rodeado de dos espejos: una superred caracterizada por los parámetros d_A , d_B y N y una lámina metálica uniforme de espesor d_M . Cuando $L \rightarrow 0$ la cavidad tiende a una cavidad Tamm plasmónica.

una cavidad, ya que está compuesta por un espaciador rodeado de dos espejos que poseen $R \sim 1$ en la misma región espectral. La condición de resonancia para un modo confinado dentro del espaciador es

$$\phi_{total} = 2\phi_{cav} + \phi_{metal} + \phi_{SR} = 2\pi, \quad (2.31)$$

siendo $\phi_{cav} = q_A L$ la fase que suma una onda al atravesar el espaciador, y ϕ_{metal} y ϕ_{SR} la fase que afecta a la onda al reflejarse en cada uno de los espejos. Exponenciando miembro a miembro la Ec. 2.31 se tiene que

$$e^{i2\phi_{cav}} \underbrace{e^{i\phi_{metal}}}_{r_{metal}} \underbrace{e^{i\phi_{SR}}}_{r_{SR}} = 1, \quad (2.32)$$

donde r_{metal} y r_{SR} son aproximadamente los coeficientes de reflexión de una onda que incide desde el material A en el metal y en la superred, respectivamente.

Tomamos ahora el límite $L \rightarrow 0$ o equivalentemente, $\phi_{cav} \rightarrow 0$, en la Ec. 2.32 para obtener la condición de resonancia para una onda estacionaria en una cavidad

plasmónica de Tamm:

$$r_{metal} \cdot r_{SR} = 1. \quad (2.33)$$

En el caso de un modo óptico confinado, el valor del coeficiente r_{metal} puede obtenerse utilizando las fórmulas de Fresnel [11],

$$r_{metal} = \frac{n_A - n_{metal}}{n_A + n_{metal}} \simeq -1 + \frac{2n_A}{n_{metal}} \quad \text{si} \quad n_{metal} \gg n_A, \quad (2.34)$$

mientras que el valor de r_{SR} fue discutido en la Sec. 2.1.3. Según el modelo de Drude, el índice de refracción del metal n_{metal}^2 es igual a

$$n_{metal}^2 = \varepsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)} \right), \quad (2.35)$$

siendo ε_∞ la constante dieléctrica de fondo, ω_p la frecuencia de plasma del metal y ν la tasa temporal de colisiones entre electrones. Si $\omega \ll \omega_p$ y la tasa de colisiones ν es pequeña respecto de ω , entonces podemos aproximar

$$n_{metal} \simeq i\sqrt{\varepsilon_\infty} \frac{\omega_p}{\omega}. \quad (2.36)$$

Reemplazando la Ec. 2.36 en la Ec. 2.34, se tiene que

$$r_{metal} = -1 - \frac{2in_A\omega}{\sqrt{\varepsilon_\infty}\omega_p} \simeq -e^{\frac{2in_A\omega}{\sqrt{\varepsilon_\infty}\omega_p}} < 0. \quad (2.37)$$

De las Ecs. 2.29, 2.33 y 2.37 se deduce que sólo es posible obtener un modo fotónico confinado si $r_{SL} < 0$, condición que se cumple para $n_A > n_B$.¹ En ese caso, debe ser que

$$r_{metal} \cdot r_{SR} = e^{2in_A\omega/\sqrt{\varepsilon_\infty}\omega_p} \cdot e^{i\delta(\omega - \Omega_\gamma)/\Omega_\gamma} = 1, \quad (2.38)$$

o equivalentemente,

$$\frac{2n_A\omega}{\sqrt{\varepsilon_\infty}\omega_p} + \delta \cdot \frac{\omega - \Omega_\gamma}{\Omega_\gamma} = 2\pi l \quad \text{con} \quad l \in \mathbb{Z}. \quad (2.39)$$

Tomando $l = 0$ se puede despejar la frecuencia ω del modo Tamm plasmónico óptico:

$$\omega^{\text{opt}} = \frac{\Omega_\gamma}{1 + 2n_A\Omega_\gamma/\sqrt{\varepsilon_\infty}\delta\omega_p}. \quad (2.40)$$

Si la capa metálica es de *Au* [21], el material A es *GaAs* y el material B es *AlAs*,

¹Más adelante, en la Sec. 2.2.3, veremos que esta condición se relaja si la superred que conforma la cavidad Tamm plasmónica no es infinita.

entonces para la primera brecha de energía prohibida de la superred:

$$\omega^{\text{opt}} \simeq 328,91\text{THz} \simeq 912\text{nm}. \quad (2.41)$$

La solución exacta para las frecuencias ω^{opt} puede ser obtenida numéricamente de la Ec. 2.33, de donde surge que $\text{Im}(\omega^{\text{opt}}) \neq 0$. Las pérdidas de energía se producen por dos vías: absorción en la capa de metal y penetración en la superred, lo que se discutirá en detalle en la siguiente sección.

La deducción de las frecuencias para los modos acústicos confinados ω^{acust} se puede realizar de manera análoga a la presentada para los modos ópticos confinados, salvo por el hecho de que los fonones penetran en la capa metálica (la luz se refleja completamente en la capa metálica y por ello es válido el coeficiente de Fresnel presentado en la Ec. 2.34). La condición de contorno para los fonones en la interfaz *Au/Aire* es de extremo libre (ver Sec. 2.1.2) lo que implica que $r = -1$ en dicha interfaz.

Debido a que una onda de frecuencia ω^{opt} o ω^{acust} no puede propagarse en el espejo ni en la capa metálica, los campos se encuentran confinados y amplificados en la primera capa de la superred, con un perfil de intensidad que decae exponencialmente dentro del reflector distribuido. En la Fig. 2.9 se muestra el perfil espacial del modo de cavidad óptico (curva azul) y acústico (curva roja) para una superred de *GaAs/AlAs* de espesores $d_{\text{GaAs}} = \lambda/4n_{\text{GaAs}} = 62,5\text{nm}$ y $d_{\text{AlAs}} = \lambda/4n_{\text{AlAs}} = 75,1\text{nm}$ con $N = 40$, cubierta por una capa de *Au* de 45nm de espesor. La normalización para el campo

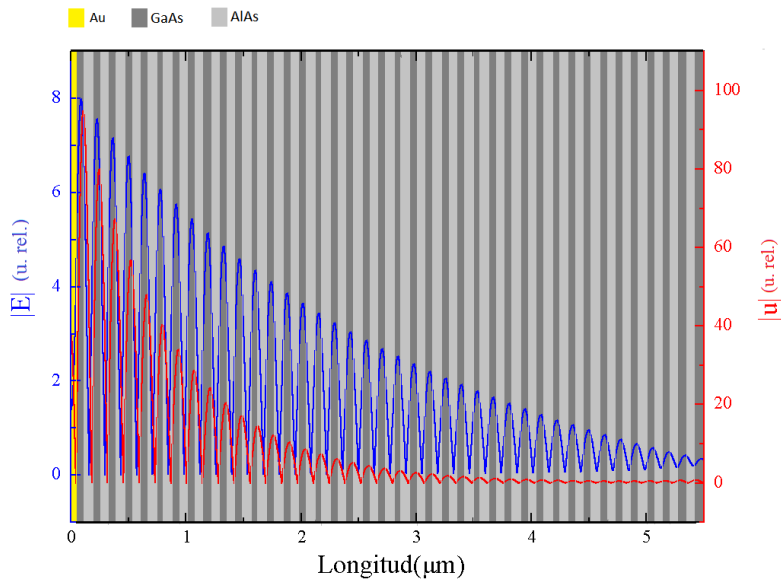


Figura 2.9: Perfil espacial del módulo del modo de cavidad óptico (curva azul) y acústico (curva roja) para una superred de *GaAs/AlAs* de espesores $d_{\text{GaAs}} = \lambda/4n_{\text{GaAs}} = 62,5\text{nm}$ y $d_{\text{AlAs}} = \lambda/4n_{\text{AlAs}} = 75,1\text{nm}$ con $N = 40$, cubierta por una capa de *Au* de 45nm de espesor.

eléctrico es tal que el módulo de la onda que incide sobre la cavidad Tamm plasmónica

desde el aire es 1. Entonces, de la Fig. 2.9 se puede leer directamente su amplificación, que resulta ser ~ 8 . El valor del campo de desplazamiento se encuentra normalizado según la Ec. 2.20.

2.2.3. Reflectividad óptica y acústica

En una cavidad plasmónica de Tamm, la presencia de la capa metálica uniforme depositada sobre la superred crea un modo permitido en la brecha de energías prohibidas del espejo. Por esta razón, una onda electromagnética o acústica de frecuencia ω^{opt} o ω^{acust} puede atravesar la estructura y acoplarse al nuevo modo confinado. Desde este punto de vista, la reflectividad de una cavidad Tamm plasmónica difiere de la reflectividad de un espejo (ver Fig. 2.6), entre otras cosas, por la existencia de un mínimo en la banda de rechazo asociado al modo plasmónico de Tamm, como se muestra en la Fig. 2.10.

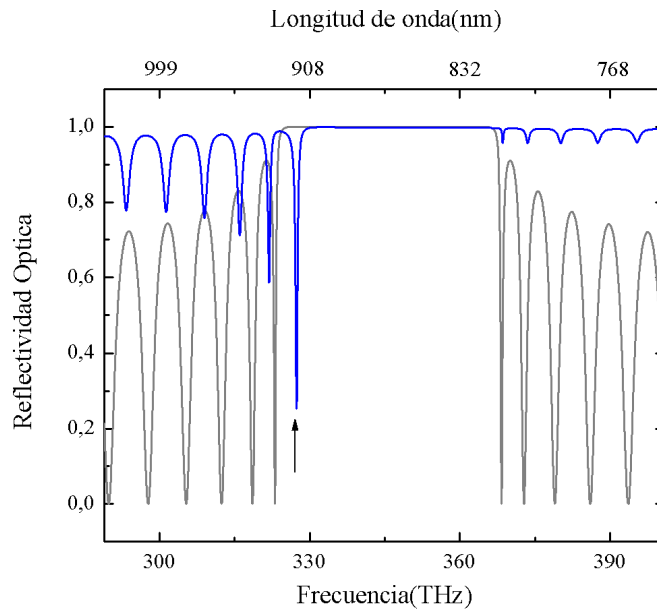


Figura 2.10: Reflectividad óptica de una cavidad Tamm plasmónica compuesta por una superred de $GaAs/AlAs$ de espesores $d_{GaAs} = \lambda/4n_{GaAs} = 62,5\text{nm}$ y $d_{AlAs} = \lambda/4n_{AlAs} = 75,1\text{nm}$ con $N = 40$, cubierta por una capa de Au de 45nm de espesor. En gris, se muestra la reflectividad óptica de la superred sin Au . La flecha indica la energía del modo óptico confinado, cuya distribución espacial se muestra en la Fig. 2.9.

La calidad de una cavidad como filtro, y su capacidad de producir o transmitir un modo monocromático está representada por su *finesse* [22]:

$$F = \frac{\omega_{cav}}{\Delta\omega_{cav}}, \quad (2.42)$$

siendo ω_{cav} la frecuencia del modo confinado y $\Delta\omega_{cav}$ el ancho altura mitad del modo de cavidad en el espectro de reflectividad del sistema. Por otro lado, la capacidad de

una cavidad para funcionar como resonador y amplificar la intensidad de una onda está medida por su factor de calidad

$$Q = 2\pi \frac{E_{alm}}{E_{perd}}, \quad (2.43)$$

donde E_{alm} (E_{perd}) es la energía almacenada (perdida) por ciclo para la frecuencia ω_{cav} . Si suponemos que la intensidad de la onda decae exponencialmente en el tiempo,

$$|\Lambda(z, t)|^2 = |\Lambda(z)|^2 e^{-t/\tau}, \quad (2.44)$$

con τ la vida media del modo y dejando de lado la evolución temporal rápida dada por el factor $e^{-i\omega_{cav}t}$, y suponemos que la energía es proporcional a la integral espacial del campo, se puede demostrar que para vidas medias largas ($\omega_{cav}\tau \gg 2\pi$) resulta

$$Q = \frac{2\pi}{1 - e^{-2\pi/\omega_{cav}\tau}} \simeq \omega_{cav}\tau. \quad (2.45)$$

El factor de calidad y la finesse están relacionados por las propiedades (energía y vida media) del estado confinado en la cavidad. Se puede demostrar [23, 24] que si el tiempo de vida media es largo, entonces el ancho $\Delta\omega_{cav}$ del modo en el espectro de reflectividad está relacionado con la vida media del mismo por

$$\Delta\omega_{cav} = \frac{1}{\tau}, \quad (2.46)$$

esto es, mayor monocromaticidad del modo se corresponde con vidas medias más largas y mayor amplificación.

Como mencionamos en la Sec. 2.2.2, las pérdidas de energía del modo óptico Tamm plasmónico se producen mayormente por absorción en la capa metálica, lo que afecta directamente su factor de calidad. Un caso crítico se produce cuando el espesor d_M es más chico que la longitud de penetración del campo eléctrico en el metal ($c/\omega_p \simeq 20\text{nm}$ en el caso del *Au*). En la Fig. 2.11 se muestra la reflectividad óptica de una cavidad Tamm plasmónica compuesta por una superred de *GaAs/AlAs* de espesores $d_{GaAs} = \lambda/4n_{GaAs} = 62,5\text{nm}$ y $d_{AlAs} = \lambda/4n_{AlAs} = 75,1\text{nm}$ con $N = 40$, variando el espesor de la capa de *Au* que la recubre de 0 a 100nm de a 1nm. Se puede observar cómo para valores pequeños de d_M el factor de calidad de la cavidad óptica es pequeño, luego aumenta y por último satura para valores cercanos a $d_M \simeq 100\text{nm}$.

2.2.4. Sintonización de los modos Tamm plasmónicos

El espesor de la capa semiconductor adyacente al metal puede ser utilizado para sintonizar la frecuencia de los modos Tamm plasmónicos. En la Fig. 2.12 indagamos

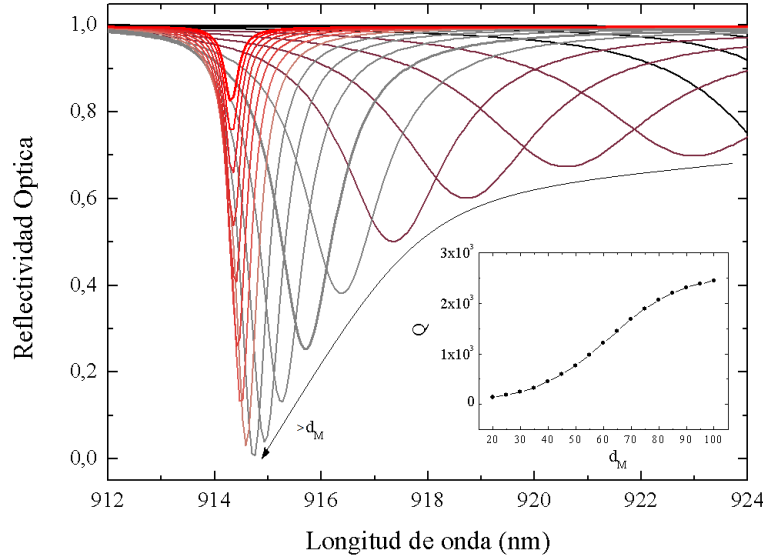


Figura 2.11: Reflectividad óptica de una cavidad Tamm plasmónica compuesta por una superred de $GaAs/AlAs$ de espesores $d_{GaAs} = \lambda/4n_{GaAs} = 62,5\text{nm}$ y $d_{AlAs} = \lambda/4n_{AlAs} = 75,1\text{nm}$ con $N = 40$, variando el espesor de la capa de Au que la recubre de 0 a 100nm. En el inset se muestra el factor de calidad obtenido de las curvas de reflectividad en función de d_M .

sobre este efecto variando su espesor en $\delta = \pm\lambda/4, \pm\lambda/8, \pm\lambda/16, 0$, esto es, variando $d_{1,A}$ de 0 a $\lambda/2$. Para el caso $n_A > n_B$ ($n_B > n_A$) utilizamos una cavidad Tamm plasmónica compuesta por una capa de 45nm de Au depositados sobre una superred de $GaAs/AlAs$ ($AlAs/GaAs$), esto es, $GaAs$ ($AlAs$) adyacente al metal. Los espesores nominales de la superred utilizada fueron $d_{GaAs} = \lambda/4n_{GaAs} = 62,5\text{nm}$ y $d_{AlAs} = \lambda/4n_{AlAs} = 75,1\text{nm}$ y la cantidad de períodos fue $N = 40$.

Observamos que en ambos casos existe un modo óptico confinado, cuya frecuencia se mueve a lo largo de la banda de rechazo, de forma tal que al llegar a uno de sus extremos vuelve a aparecer un modo confinado por el otro extremo, de forma cíclica. Entonces, la condición $n_A \geq n_B$ no es mas que distintos puntos de ese ciclo. La limitación $n_A > n_B$ discutida en la Sec. 2.2.2 es sólo válida para $\delta = 0$.

El último punto importante a considerar sobre las cavidades plasmónicas de Tamm es la dependencia de la frecuencia del modo óptico de cavidad con el ángulo de incidencia del campo eléctrico sobre la estructura. Esta dependencia es complicada, debido a que las condiciones de contorno para el campo eléctrico cambian. No obstante, para ángulos pequeños aproximaremos el comportamiento de la cavidad como la combinación de las propiedades discutidas hasta ahora para incidencia normal, y la relación de dispersión correspondiente a un material masivo efectivo en las otras dos direcciones [14]. En este caso,

$$\omega_{cav}(\theta) = \omega_{cav} \sqrt{1 + \text{sen}^2 \theta} = \sqrt{\omega_{cav}^2 + (q/v_{eff})^2}, \quad (2.47)$$

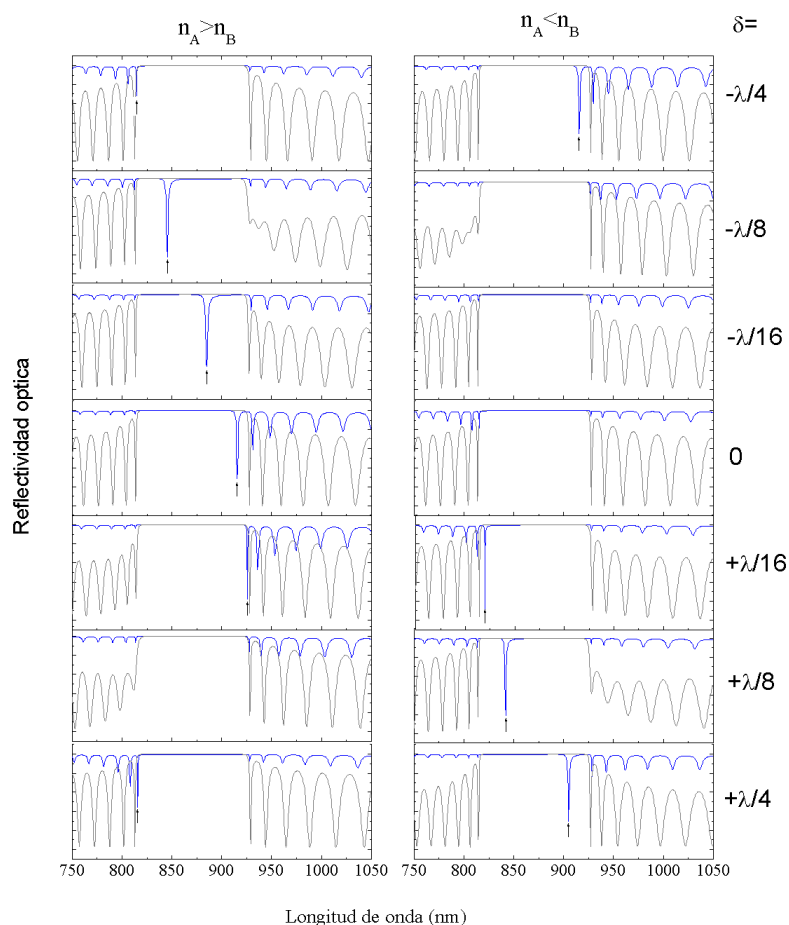


Figura 2.12: Reflectividad óptica de una una cavidad Tamm plasmónica compuesta por una capa de 45nm de *Au* depositados sobre una superred de *GaAs/AlAs* (*AlAs/GaAs*), esto es, *GaAs* (*AlAs*) adyacente al metal (casos $n_A > n_B$ o $n_B > n_A$). Los espesores nominales de la superred utilizada fueron $d_{GaAs} = \lambda/4n_{GaAs} = 62,5\text{nm}$ y $d_{AlAs} = \lambda/4n_{AlAs} = 75,1\text{nm}$ y la cantidad de períodos fue $N = 40$. Como referencia, en gris se graficó la reflectividad de la estructura sin la capa metálica. Las flechas indican la posición del modo confinado.

donde $q_{//}$ es el momento en la dirección paralela a la superficie y θ el ángulo de incidencia respecto de la normal.

2.2.5. Parámetros relevantes

En resumen, los parámetros que deben ser tenidos en cuenta al trabajar con una cavidad Tamm plasmónica, además de los discutidos en la Sec. 2.1.4 son:

1. El espesor de la capa metálica. Debe fijarse con el objetivo de optimizar el factor de calidad de la cavidad.
2. El espesor de la primera capa de la superred. Se puede variar de forma de sintonizar la frecuencia del modo óptico dentro de la banda de rechazo de la superred.

3. El ángulo de incidencia. Puede utilizarse también para sintonizar la frecuencia del modo óptico confinado.

2.3. Emisores en las cavidades Tamm plasmónicas: puntos cuánticos

Los puntos cuánticos fueron descubiertos en 1980 por Alexei Ekimov [25] en una matriz de vidrio, aunque el término *punto cuántico* fue creado por Mark Reed [26] algunos años después. Conceptualmente, un punto cuántico es un nanocristal compuesto de materiales semiconductores cuyas propiedades electrónicas se encuentran sujetas al tamaño y forma del cristal.

Una forma sencilla de comprender su comportamiento consiste en resolver el problema de un excitón confinado tridimensionalmente en un pozo de potencial esférico infinito:

$$V(r) = \begin{cases} 0 & \text{si } r < a \\ \infty & \text{si } r \geq a \end{cases}, \quad (2.48)$$

donde a es el tamaño típico del punto cuántico considerado ($a \lesssim 5\text{nm}$). El hamiltoniano para la parte radial $R_{n,l}$ de la función de onda en el recinto $r < a$ es

$$\frac{d^2 R_{n,l}}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR_{n,l}}{dr} + \left(\frac{2\mu E}{\hbar^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) R_{n,l} = 0, \quad (2.49)$$

con μ es la masa reducida del par electrón-hueco y l su momento angular orbital. Las soluciones son las funciones de Bessel esféricas, $j_l(kr)$ y $y_l(kr)$. Dado que la solución debe tomar un valor finito en $r = 0$, descartamos las funciones de tipo $y_l(kr)$. Imponemos la condición de contorno para $r = a$,

$$R_{n,l}(r = a) = j_l(ka) = 0 \quad \Rightarrow \quad ka = u_{n,l}, \quad (2.50)$$

siendo $u_{n,l}$ el n -ésimo cero de la l -ésima función esférica de Bessel. Entonces, la energía de confinamiento del excitón resulta

$$E_{\text{confinamiento}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} = \frac{\hbar^2 u_{n,l}^2}{2\mu a^2} = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2\mu a^2}, \quad (2.51)$$

para un excitón con número cuántico $l = 0$.

La energía total del excitón en el punto cuántico es

$$E = E_{\text{confinamiento}} + E_{\text{exciton}} + E_g, \quad (2.52)$$

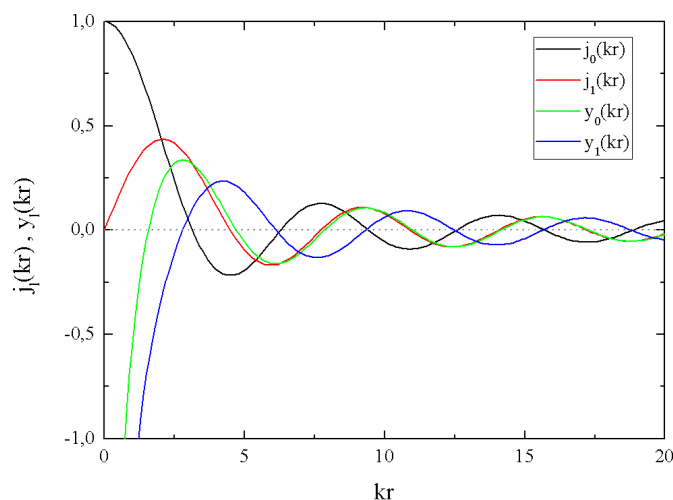


Figura 2.13: Primeras funciones de Bessel esféricas. Se puede ver como las funciones de tipo $y_l(kr)$ divergen para $r = 0$.

siendo E_g la energía del gap del semiconductor y

$$E_{exciton} = -\frac{1}{\epsilon^2} \frac{\mu}{m_e} Ry \quad (2.53)$$

con ϵ la constante dieléctrica del semiconductor, m_e la masa del electrón y $1Ry = m_e e^4 / 8\epsilon_0^2 h^2 \simeq 13,61\text{eV}$ (e es la carga del electrón, ϵ_0 la permitividad del vacío y h la constante de Planck).

Las implicaciones de la Ec. 2.52 son claras: la energía del excitón confinado en el punto cuántico, y con ello, las propiedades ópticas del mismo, dependen no sólo del material semiconductor utilizado mediante la constante dieléctrica ϵ , μ , y la energía del gap E_g , sino también del tamaño y forma del punto cuántico mediante la energía de confinamiento. Debido a la dependencia cuadrática de la energía de confinamiento con el radio del punto cuántico, el espectro de fotoluminiscencia de un ensamble de puntos cuánticos sufrirá un ensanchamiento inhomogéneo que será el resultado de promediar las energías de emisión de cada punto cuántico por separado.

2.4. Optomecánica en cavidades ópticas

El concepto de que la radiación electromagnética puede ejercer una fuerza sobre un objeto material fue concebido por Maxwell, y la presión de radiación de la luz se midió por primera vez hace más de un siglo [27, 28]. La fuerza F ejercida por un haz de luz es extremadamente endeble pero se manifiesta en circunstancias especiales; por ejemplo, en la cola de los cometas en el espacio exterior.

Recientemente, ha surgido un gran interés en la aplicación de las fuerzas de radiación

para la manipulación del centro de masa de osciladores mecánicos en un amplio rango de escalas: desde espejos macroscópicos en el proyecto LIGO [29] hasta microtoroides [30] y microcavidades semiconductoras [9] (ver Fig. 2.14).

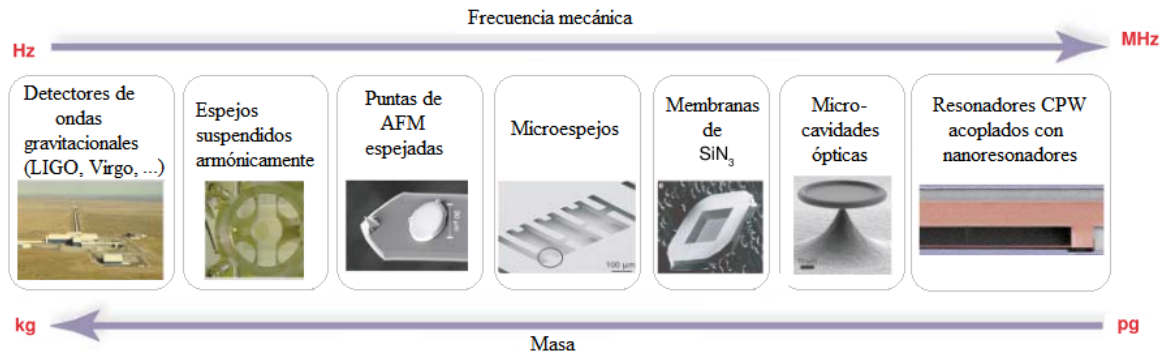


Figura 2.14: Sistemas optomecánicos experimentales. De izquierda a derecha: proyecto LIGO, espejos armónicamente suspendidos, cantilevers de microscopios de fuerza atómica, microespejos, membranas de SiN_3 , microcavidades ópticas y resonadores de microonda superconductores. La figura fue extraída de la Ref. [31].

A continuación discutiremos en qué consisten los experimentos típicos de optomecánica en cavidades ópticas, y luego aplicaremos los conceptos básicos a nuestro sistema de estudio: las cavidades Tamm plasmónicas.

2.4.1. Experimento típico

El experimento típico optomecánico consiste en una cavidad óptica donde uno de sus espejos puede moverse libremente (ver Fig. 2.15). Cuando la cavidad es iluminada

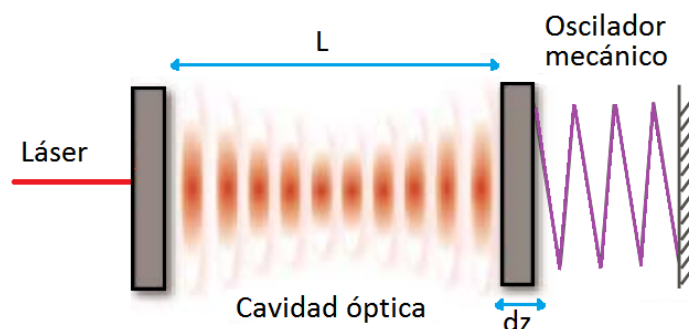


Figura 2.15: Esquema de una cavidad óptica con uno de sus espejos móviles.

por un láser de frecuencia $\omega_L = m\pi c/nL$, donde L es la longitud de la cavidad, n el índice de refracción del material del que está compuesta y m un número natural, la luz se confina en el modo de cavidad y ejerce una presión de radiación que provoca que el espejo libre comience a moverse. El desplazamiento dz cambia la longitud total de la cavidad y, por lo tanto, la frecuencia del modo óptico confinado. Si la frecuencia del

laser se mantiene fija, se pueden medir los cambios en la intensidad y fase del campo eléctrico que se transmite (o se refleja) del sistema como una medición indirecta de dz .

Básicamente, existen dos fuentes de error para medir dz . En primer lugar, se encuentra el ruido intrínseco del fotodetector producido por la llegada aleatoria de fotones, conocido como ruido shot. En este caso, para mejorar la precisión del detector se suele mejorar la relación señal-ruido aumentando la potencia del laser. Sin embargo, al aumentar la potencia del laser también aumenta la potencia de luz contenida dentro de la cavidad óptica, lo que nos conduce a la segunda fuente de error, denominada *quantum back-action*. El quantum back-action es el ruido intrínseco en el desplazamiento dz del espejo, que es provocado por las colisiones aleatorias de los fotones de la cavidad contra el mismo espejo. Aunque esta fuente de ruido puede explicarse recurriendo a herramientas de la física clásica, como un ruido por exceso de fase o amplitud, su origen es netamente cuántico.

Se puede probar [31] que la sensibilidad óptima para medir dz si la temperatura del sistema es igual a cero se alcanza en el límite cuántico estándar, en el cual la contribución al error del ruido shot y quantum back-action es igual al desplazamiento de punto cero del espejo,

$$z_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}}, \quad (2.54)$$

donde m es la masa del espejo y ω su frecuencia armónica. El efecto de quantum back-action inducido por la presión de radiación fue observado experimentalmente por primera vez en el año 2010, por Cleland et al [32].

Cuando la energía del laser no coincide exactamente con la energía del modo confinado de la cavidad óptica, el acoplamiento entre los grados de libertad óptico y mecánico da lugar a un efecto denominado *dynamic back-action*, que da cuenta del cambio de la presión de radiación en el interior de la cavidad debido al movimiento dz del espejo.

A diferencia del quantum back-action, que es un proceso que somete al espejo a una fuerza estocástica debido a las fluctuaciones cuánticas del campo eléctrico, el efecto de la dynamical back-action es modificar el comportamiento oscilatorio del espejo en una forma predecible.

En el dynamical back-action, una presión de radiación positiva permite la inhibición del movimiento mecánico (denominado enfriamiento óptico o *optical cooling*), mientras que una presión de radiación negativa implica la estimulación de las frecuencias del oscilador. Este efecto resulta más prominente cuando la vida media de los fotones en la cavidad óptica es comparable al período de oscilación mecánica del espejo. Por este motivo, es importante utilizar cavidades con alta finesse y factor de calidad [31].

2.4.2. Constante de acoplamiento optomecánico

El hamiltoniano para la presión de radiación en el interior de una cavidad rígida es

$$\hat{H} = \hbar \cdot \omega_L \cdot \hat{a}_{\omega_L}^\dagger \hat{a}_{\omega_L}, \quad (2.55)$$

donde \hat{a}_{ω_L} ($\hat{a}_{\omega_L}^\dagger$) es el operador de aniquilación (creación) de fotones de frecuencia ω_L . Para el sistema que presentamos en la Fig. 2.15, el hamiltoniano se modifica de forma tal que tenga en cuenta la variación de ω_L debido al movimiento dz , resultando

$$\hat{H}_m = \hbar \cdot g_{om} \cdot \hat{a}_{\omega_L}^\dagger \hat{a}_{\omega_L} dz, \quad (2.56)$$

donde

$$g_{om} = \frac{d\omega_L}{dz} \quad (2.57)$$

es la constante de acoplamiento optomecánico del sistema, que mide la dependencia diferencial de la frecuencia del modo de cavidad con el desplazamiento mecánico dz . Cuanto más grande sea la constante de acoplamiento optomecánico, más eficientemente se podrá convertir la información óptica en información mecánica, y viceversa.

En el caso de realizar un experimento como el discutido en la Sec. 2.4.1, el cambio en la reflectividad del sistema es

$$\Delta R = \frac{dR}{d\omega_L} g_{om} dz, \quad (2.58)$$

entonces, si se conoce dz , midiendo ΔR se puede determinar g_{om} .

2.4.3. Caso de estudio: optomecánica en cavidades con modos plasmónicos de Tamm

Identificaremos la cavidad óptica con una cavidad Tamm plasmónica, como la presentada en la Sec. 2.2. Usando la técnica de acústica de picosegundos, que se discutirá en detalle en la Sec. 3.2, mediremos ΔR :

$$\Delta R = \sum_{u_n} \left. \frac{dR}{d\omega_L} \right|_{u_n} g_{om}(u_n) dz, \quad (2.59)$$

donde u_n son los modos vibracionales Tamm plasmónicos y

$$g_{om}(u_n) = \frac{d\omega_L}{du_n}. \quad (2.60)$$

Calculando los campos de desplazamiento con el método discutido en la Sec. 2.1.2, podemos determinar el valor de la constante de acoplamiento optomecánico para cada

modo normal de la estructura que sea permitido medir con la técnica de acústica de picosegundos.

Capítulo 3

Técnicas experimentales: fotoluminiscencia y acústica de picosegundos

Las técnicas experimentales utilizadas para el estudio de las propiedades ópticas, electrónicas y acústicas de las estructuras presentadas en el Cap. 2 son esencialmente dos: la *fotoluminiscencia* y la *acústica de picosegundos*. A continuación se describe en qué consisten dichas técnicas.

3.1. Fotoluminiscencia

3.1.1. Descripción general

En un material semiconductor sin dopar, la ocupación electrónica es tal que a temperatura cero la banda de valencia está completamente llena y la de conducción está vacía. Las transiciones electrónicas de decaimiento desde la banda de conducción hacia la banda de valencia son las que producen el fenómeno de luminiscencia [12] (o fotoluminiscencia cuando la excitación es provocada por un fotón).

El fenómeno de fotoluminiscencia se esquematiza en la Fig. 3.1. Al excitar ópticamente al sistema con un fotón de energía $h\nu > E_g$, donde E_g es la brecha de energía prohibida del semiconductor, la energía es absorbida mediante la promoción de electrones desde la banda de conducción hacia la banda de valencia. La falta del electrón en la banda de valencia se explica con la creación de una cuasi partícula denominada hueco, que tiene carga positiva. Ambas partículas, electrones y huecos, se encuentran en un estado excitado, por lo que rápidamente comienzan a liberar la energía ganada por la absorción del fotón en procesos de colisión con la red y con otros electrones o huecos allí presentes. El proceso de termalización de electrones en la banda de conducción y

huecos en la banda de valencia puede durar algunos picosegundos, luego de los cuales el resultado es que los electrones y los huecos se relajan hasta el fondo de sus respectivas bandas. Los electrones y huecos permanecen en el fondo de las bandas algunos nanosegundos, hasta que se recombinan mediante la emisión de un fotón de energía E_g . Si

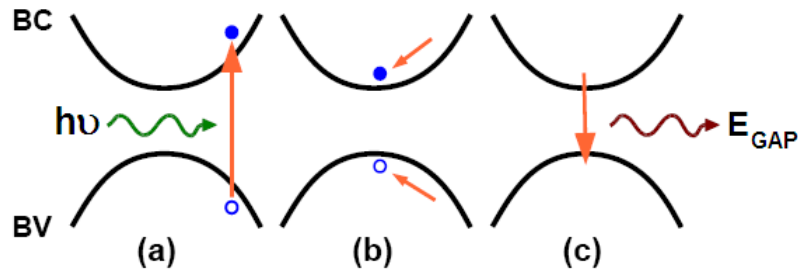


Figura 3.1: Proceso físico subyacente al fenómeno de fotoluminiscencia. En (a) un electrón es promovido desde la BC a la BV con la llegada de un fotón de energía $h\nu > E_{GAP}$. En (b) los electrones y los huecos generados en (a) relajan hasta el fondo de las bandas. Finalmente, en (c) el electrón decae hacia la BC por emisión de un fotón de energía E_g .

el fondo de la banda de conducción se encuentra sobre el tope de la banda de valencia se dice que el semiconductor posee *gap directo*, factor que facilita la recombinación radiativa del electrón con el hueco. Para los materiales semiconductores utilizados en el crecimiento de las superredes, se tiene que el gap entre la banda de conducción y la banda de valencia es $E_g^{GaAs} = 1,42eV$ (872nm) y $E_g^{AlAs} = 2eV$ (620nm) para el *GaAs* y el *AlAs* respectivamente a temperatura ambiente.

3.1.2. Señal típica de un experimento

Los espectros de fotoluminiscencia permiten obtener información sobre la estructura electrónica del sistema. En el caso de una superred, la estructura electrónica se ve modificada respecto a la de un semiconductor masivo, debido a la aparición de un confinamiento lateral, como se muestra en la figura 3.2.

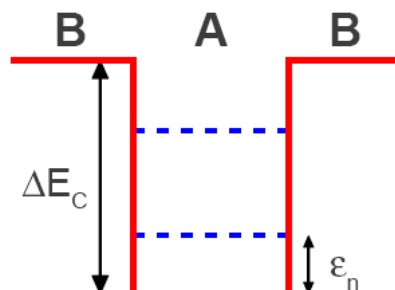


Figura 3.2: Estructura electrónica en una superred, en donde se genera un confinamiento lateral de electrones y huecos debido a las diferencias energéticas entre las bandas de conducción y de valencia de los materiales A y B.

El confinamiento lateral en este tipo de estructuras se produce porque en general las bandas de conducción y de valencia del material A poseen una energía diferente de

las del material B, creando un pozo de potencial cuadrado de profundidad ΔE_c para los electrones en la dirección perpendicular a las interfaces. Por este motivo, la banda tridimensional del material masivo se desdobra en varias sub-bandas bidimensionales debido al espectro discreto en los pozos y se produce un aumento (disminución) de la energía de los electrones (huecos) en el estado fundamental¹.

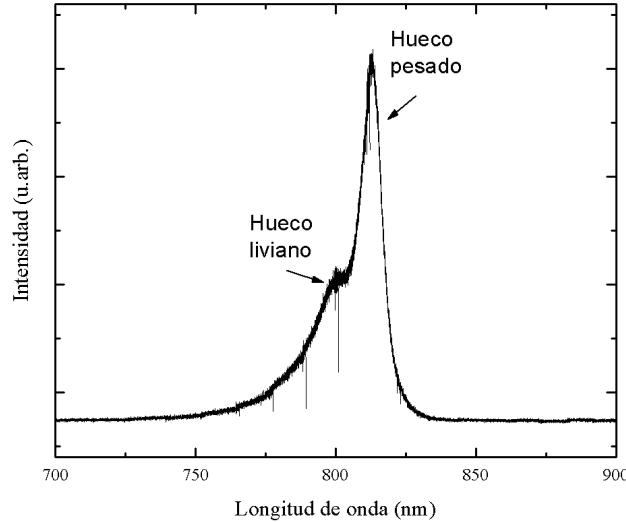


Figura 3.3: Espectro de fotoluminiscencia de una superred de $GaAs/AlAs$ con $d_A = d_B = 70\text{\AA}$, realizado con una energía de excitación de $2,41\text{eV}$ a temperatura ambiente. Se distinguen dos picos diferentes debido a la existencia de dos niveles confinados dentro de los múltiples pozos cuánticos, el hueco pesado y el liviano.

En la Fig. 3.3 se muestra un ejemplo de un espectro de fotoluminiscencia de una superred de $GaAs/AlAs$ con $d_A = d_B = 70\text{\AA}$, realizado con una energía de excitación de $2,41\text{eV}$ a temperatura ambiente. En este caso, se distinguen dos picos diferentes debido a la existencia de dos niveles confinados dentro de los múltiples pozos cuánticos: el *hueco pesado* y el *hueco liviano*. El hueco de menor energía es el pesado porque tiene mayor masa, y es más intenso porque tiene mayor probabilidad de ocupación que el hueco liviano a temperatura finita.

3.1.3. Dispositivo experimental

En la Fig. 3.4 se muestra un esquema del dispositivo experimental utilizado para medir espectros de fotoluminiscencia. Como fuente de luz monocromática se utilizó un láser de estado gaseoso de $Ar^+ - Kr^+$ cuyas líneas de emisión se encuentran en el rango visible y permiten excitar portadores de carga por encima de E_g . La luz provista por el láser se acondiciona mediante un filtro para eliminar las líneas de plasma.

¹En el caso de las superredes ópticas que cumplen que $d_{A,B} \simeq \lambda$, como las que se analizarán en esta tesis, los efectos de confinamiento electrónico son despreciables.

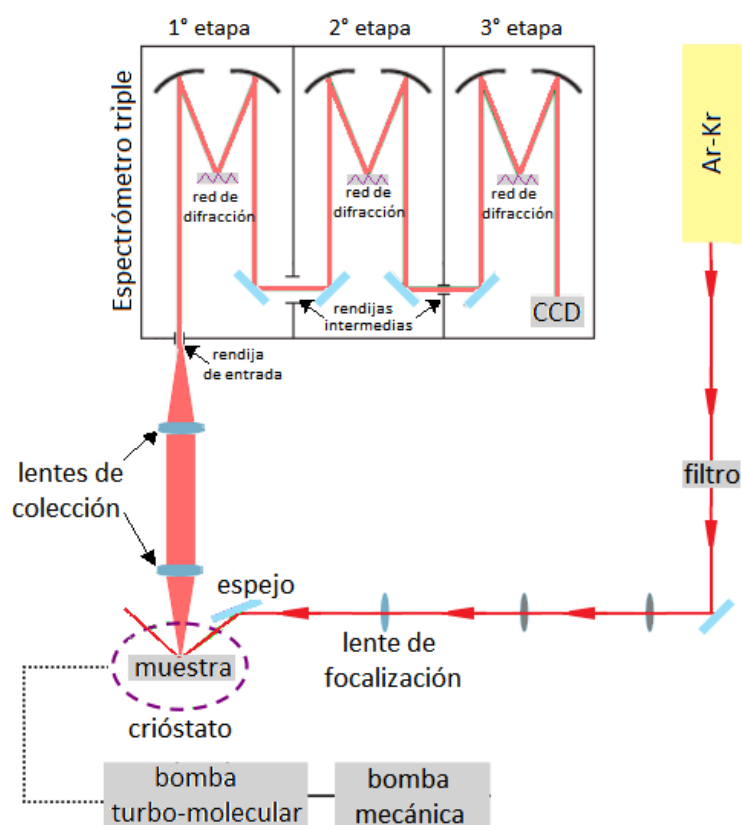


Figura 3.4: Esquema del dispositivo experimental utilizado para medir los espectros de fotoluminiscencia. Luego de ser filtrada, la luz del láser es focalizada sobre la muestra, y la luz dispersada es colectada en el espectrómetro triple en modo substractivo para su análisis espectral.

La muestra a estudiar se coloca dentro de un crióstato en cuya cámara se hace vacío con una bomba turbo-molecular. El haz del láser se focaliza sobre la muestra utilizando una lente convergente y un espejo a través del cual se lo hace incidir en forma casi perpendicular ($\text{ángulo} \lesssim 10^\circ$). Evitando colectar la reflexión especular del láser sobre la muestra, la luz dispersada se enfoca mediante un sistema de lentes sobre la rendija de entrada de un espectrómetro de tres etapas.

El espectrómetro puede operar en dos modos diferentes: modo substractivo y modo aditivo. Para realizar los espectros de fotoluminiscencia, el espectrómetro se utilizó en modo substractivo. El esquema del camino óptico en dicho modo se muestra en la Fig. 3.4.

En el modo substractivo las dos primeras etapas funcionan como filtro espectral. La primera etapa divide el haz de luz inicial según sus componentes en frecuencia mediante una red de difracción. Luego, el haz atraviesa la rendija intermedia entre la primera y la segunda etapa, donde se filtra la frecuencia del láser de la luz colectada inicialmente. En la segunda etapa, se revierte la separación espectral realizada en la etapa anterior, obteniéndose en la última rendija intermedia una imagen de la luz en

la rendija de entrada, sin la componente espectral que coincide con la energía del láser. Por último, la tercera etapa funciona como un monocromador simple. La detección del espectro de frecuencias se realiza mediante una placa CCD (siglas en inglés para *Charge Coupled Device*), enfriada a temperatura de nitrógeno líquido para disminuir el ruido electrónico y un detector de tipo multicanal conectado a una computadora.

3.2. Acústica de picosegundos

3.2.1. Descripción general

La técnica de acústica de picosegundos o acústica ultra-rápida consiste en la excitación de vibraciones coherentes en materiales mediante la interacción de un pulso láser con el material, denominado pulso de bombeo o *pump*. El *pump* genera un perfil de deformaciones que evoluciona temporalmente según las propiedades acústicas del medio. Transcurrido un cierto tiempo, un segundo pulso mucho menos intenso que el primer pulso, denominado pulso de sondeo o *probe*, sensa el estado vibracional de la muestra. Por este motivo, la acústica de picosegundos forma parte de un conjunto de técnicas denominadas de bombeo-sondeo o *pump-probe*.

La cantidad medida en el experimento es la intensidad del pulso *probe* luego de reflejarse en la superficie de la muestra, a un tiempo t transcurrido desde la incidencia del *pump*. Luego de la incidencia del *pump*, la distribución electrónica del sistema está dinámicamente alterada por la presencia de la vibración. En particular, el índice de refracción sigue la modulación impuesta por la frecuencias de los fonones de la muestra. La reflectividad guarda entonces la información vibracional de la muestra y da acceso a la evolución temporal de la vibración.

3.2.2. Dispositivo experimental

El dispositivo experimental se esquematiza en la Fig. 3.5 a. La fuente de luz utilizada es un oscilador láser de titanio-zafiro que entrega un tren de pulsos de ~ 1 ps de duración, polarizados linealmente. La frecuencia de repetición de los pulsos es de 82MHz, esto es, el láser emite un pulso cada 12,5ns. Al salir del láser, los pulsos atraviesan un telescopio que disminuye la divergencia del haz. Inmediatamente después, el tren de pulsos atraviesa una lámina retardadora de media onda y un cubo divisor de haz sensible a la polarización. La combinación de estos dos elementos ópticos permite separar el tren de pulsos original en dos: los pulsos de bombeo o *pump* y los pulsos de sondeo o *probe*. Los haces del *pump* y del *probe* resultan linealmente polarizados en direcciones perpendiculares.

Las variaciones relativas inducidas en la intensidad del haz del *probe* por los fonones

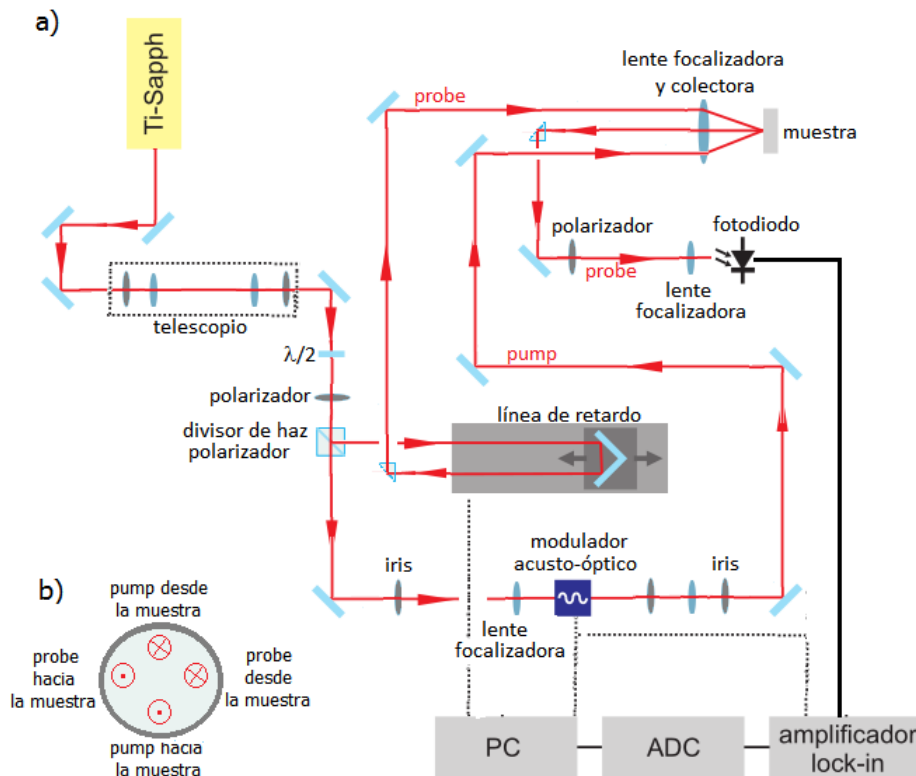


Figura 3.5: a) Esquema del dispositivo experimental utilizado para medir los espectros de acústica de picosegundos. b) Esquema de la lente que se utiliza para enfocar los haces de pump y de probe sobre la muestra.

generados en la muestra son del orden de 10^{-5} y las inestabilidades en la intensidad del láser tienen variaciones relativas de 10^{-2} . La pobre relación señal-ruido requiere la detección sincrónica mediante el uso de un amplificador lock-in. Para ello, el haz del pump es focalizado sobre un modulator acusto-óptico, el equivalente a un *chopper* mecánico que permite modular la señal lumínica a 1,8MHz. Luego, el haz es focalizado sobre la muestra con una lente acromática de 25mm de diámetro y 10cm de distancia focal.

El haz del probe recorre una línea de retardo consistente en un retroreflector montado sobre una plataforma que se desplaza hasta 60cm en línea recta desde y hacia el cubo divisor de haz. En la práctica, se emplea un esquema algo más complicado, contando con un retroreflector adicional fijo a la mesa enfrente a la línea de retardo. De esta forma, el haz efectúa 3 viajes de ida y vuelta a lo largo de la línea de retardo, logrando un retardo máximo de 12,5ns respecto del pump. Luego, el haz del probe se enfoca sobre la muestra con la misma lente con la que se enfoca al pump, lo que facilita la superposición espacial de ambos haces sobre la muestra (ver Fig. 3.5 b). Tanto el pump como el probe inciden fuera del centro de la lente focalizadora y, por lo tanto, con un ángulo sobre la muestra. Veremos más adelante en la Sec. 4.3.1 que el ángulo de incidencia es muy importante al trabajar con cavidades ópticas, pero

podemos considerar a primer orden que la propagación de la luz en el interior de las muestras es aproximadamente normal a la superficie, considerando el cambio de índice de refracción.

La colección de la reflexión especular del probe se realiza con la misma lente aprovechando el ángulo de incidencia inicial de este haz. La luz reflejada en la muestra atraviesa un polarizador cuyo eje se fija paralelo a la polarización del campo del probe y luego incide sobre un fotodetector. El polarizador permite reducir la luz espuria del pump captada por el fotodetector.

3.2.3. Señal típica de un experimento

La Fig. 3.6 muestra la señal típica de un experimento de pump-probe, en la que la variación de la reflectividad normalizada de la muestra se grafica en función del tiempo de retardo entre los pulsos pump y probe. A $t = 0$, ambos pulsos arriban simultáneamente a la muestra y luego la señal sube lentamente. El salto a $t = 0$ y el aumento posterior de la señal son producto de fenómenos térmicos y electrónicos en la muestra producidos por la llegada del pump y se discutirán en detalle en la siguiente sección. Montada sobre la respuesta térmica y electrónica se observan las modulaciones

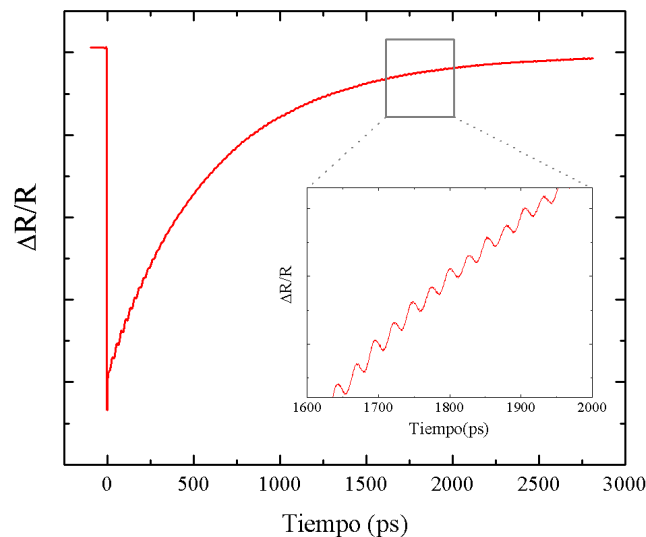


Figura 3.6: Señal típica de un experimento de pump-probe. Se muestra la variación de la reflectividad de la muestra en función del tiempo de retardo entre el pulso pump y el pulso probe. El inset muestra una ampliación de la zona marcada con un rectángulo gris, en donde se puede distinguir la modulación del índice de refracción debido a los fonones acústicos coherentes generados a $t = 0$.

acústicas del índice de refracción producidas por los fonones coherentes generados con el pump a $t = 0$.

En las Secs. 3.2.4, 3.2.5, 3.2.6 y 3.2.7 estudiaremos los mecanismos de generación y de detección de fonones coherentes por pulsos ópticos ultra-breves. Comenzaremos por una breve introducción de los mecanismos involucrados en ambos procesos y luego calcularemos la amplitud y distribución espectral de los modos vibracionales generados y detectados. Por último, en la Sec. 3.2.8 deduciremos los modos vibracionales que pueden ser generados y detectados en un sistema periódico infinito. Estos cálculos serán utilizados para modelar los resultados experimentales en el Cap. 4.

3.2.4. Mecanismos de generación óptica de fonones acústicos longitudinales coherentes por pulsos ópticos ultra-breves

En esta sección explicaremos la generación óptica de fonones coherentes de manera conceptual. La llegada del primer pulso óptico ultra breve -el pump- interacciona con los electrones presentes en la muestra tensionando la red cristalina de la muestra a estudiar. El gradiente espacial de esta tensión constituye el término fuente de la ecuación de ondas del campo de desplazamiento de los fonones. La naturaleza de la tensión generada por el pump es un tema que en la actualidad despierta interés y controversia [33–37, 39–41]. A continuación discutiremos cuatro contribuciones diferentes a la tensión de generación: de origen térmico, electrónico, potencial de deformación (sólo para semiconductores) y electrostricción (dispersión Raman estimulada).

En el mecanismo de generación de origen térmico, los electrones fotoexcitados entregan su exceso de energía a los iones de la red cristalina mediante la emisión de fonones. Esto genera un aumento de la temperatura $T(z)$ de la red que se traduce en una tensión térmica $\sigma_T(z)$:

$$\sigma_T(z) = -3B\beta\Delta T(z), \quad (3.1)$$

donde B es el módulo de compresibilidad y β es el coeficiente de expansión lineal del material, si la muestra es isotrópica. El incremento de la temperatura puede estimarse a partir del calor específico a presión constante C_P del material y la energía Q de un pulso óptico. Para un material masivo la amplitud de la deformación η_0 dada por la Ec. 3.1 es [33]

$$\eta_0 = \frac{3B\beta(1-R)Q}{\rho^2 v^2 C_P A}, \quad (3.2)$$

siendo ρ la densidad del material, v su velocidad del sonido, R su reflectividad y A el área transversal del haz focalizado sobre la muestra. Para pulsos de 1 nJ enfocados en un área de 50 μm de diámetro sobre $GaAs$ se estima ($C_P \simeq 4\text{Jg}^{-1}\text{K}^{-1}$, $B = 7,5 \cdot 10^{10}\text{Nm}^{-2}$, $\beta = 6 \cdot 10^{-6}\text{K}^{-1}$, $\rho = 5,3\text{gcm}^{-3}$, $v = 4726\text{ms}^{-1}$) [41]

$$\eta_0 \simeq 10^{-7}, \quad (3.3)$$

o bien, una amplitud de campo de desplazamiento de

$$u_0 \simeq 50\text{fm}. \quad (3.4)$$

Entonces, la amplitud del campo de desplazamiento generado es de un diezmilésimo del parámetro de red del *GaAs*.

La segunda fuente de tensión es de origen electrónico, y se produce porque el gas de electrones de un sólido tiene una temperatura diferente a la temperatura de la red cristalina. Las evoluciones de ambas temperaturas -gas electrónico y red cristalina- están acopladas y se pueden describir mediante el modelo de dos temperaturas desarrollado por Kaganov [38]. El tratamiento de la tensión de origen electrónico es distinto si el material de estudio es un metal o un semiconductor. En los metales, la tensión electrónica es significativa respecto de la tensión térmica únicamente durante el primer picosegundo luego de la incidencia del pump, debido a que el calor específico del gas electrónico es ~ 100 veces menor que el calor específico de la red cristalina (durante el primer picosegundo esta diferencia es compensada por la elevada temperatura de los electrones). En los semiconductores, además de la contribución de tensión electrónica, existe una segunda contribución denominada potencial de deformación. Esta contribución se agrega puesto que los pares electrón-hueco permanecen durante algunos nanosegundos en el estado excitado (fondo de la banda de conducción en el caso de electrones y tope de la banda de valencia para los huecos). La componente del potencial de deformación a la tensión puede escribirse como [33,39]

$$\sigma_{e-h}(z) = -B \frac{\partial E_g}{\partial P} n(z), \quad (3.5)$$

donde E_g es la brecha de energía prohibida del semiconductor, P es la presión y $n(z)$ es la densidad de electrones. La tensión electrónica resulta en los semiconductores superior en un factor ~ 6 a la tensión térmica [40]. En ese caso, $\eta_0 = 6 \cdot 10^{-7}$ y $u_0 \simeq 0,3\text{pm}$.

Hasta ahora, los tres mecanismos de generación analizados presuponen la absorción del pulso del pump en la muestra. En semiconductores, esto implica que la energía del pulso del pump debe ser mayor que la energía de la brecha prohibida E_g . Existe un cuarto mecanismo de generación que puede activarse aún para energías menores a E_g y se denomina dispersión Raman estimulada o mecanismo de electrostricción. La presencia del campo eléctrico del pump induce una polarización en la muestra que tiene asociada una energía de campo electromagnético en el medio material, cuya derivada respecto de la deformación es la tensión que actúa como fuente para la generación de fonones. Esta tensión se escribe:

$$\sigma_{RS}(z) = \frac{1}{8\pi} \sum_{ijklmn} P_{klji} \epsilon_{km} \epsilon_{ln} E_m(z) E_n(z), \quad (3.6)$$

donde P_{klji} es el tensor fotoelástico, ϵ_{km} es el tensor dieléctrico y $E_m(z)$ es la componente m del campo eléctrico incidente.

El mecanismo de electrostricción predomina sobre el resto cuando la energía de excitación óptica es menor que la energía E_g . Este es el caso de los experimentos llevados a cabo en esta tesis, en los cuales la energía óptica del haz del pump era cercana a la energía del modo óptico confinado Tamm plasmónico, ubicado en $\sim 921\text{nm}$ (ver Ec. 2.41), muy por debajo de las brechas de energía prohibida del $GaAs$ y el $AlAs$ ($E_{GaAs} = 872\text{nm}$ y $E_{AlAs} = 620\text{nm}$, respectivamente). No obstante, en nuestros experimentos contamos con otros dos mecanismos adicionales para la generación de fonones coherentes: absorción en un ensamble de puntos cuánticos cuya energía se encuentra sintonizada con el modo óptico Tamm plasmónico y generación de segunda armónica.

Independientemente del mecanismo de generación, como el tamaño lateral del spot del láser es mucho mayor que la longitud de penetración del haz en la muestra, sólo se excitan modos longitudinales en el caso de cristales cúbicos en la dirección [001].

Para la tensión inducida por el pump se puede adoptar una expresión general, que incluya todos los mecanismos discutidos anteriormente [41]:

$$\sigma_p(z, t) = K(z)|E(z)|^2\delta(t), \quad (3.7)$$

donde $K(z)$ es la constante de generación del material considerado, $E(z)$ el perfil de campo eléctrico en el interior de la muestra y $\delta(t)$ la función delta de Dirac. La dependencia temporal de la Ec. 3.7 da cuenta de que las tensiones sólo existen durante el tiempo de tránsito del pulso del pump en la muestra. Como dicho tiempo es aproximadamente 2 órdenes de magnitud menor al período de vibraciones acústicas, la dependencia temporal puede aproximarse por la función delta de Dirac y se denomina generación impulsiva. Existe otra dependencia temporal que se le suele dar a $\sigma_p(z, t)$,

$$\sigma_p(z, t) = K(z)|E(z)|^2\Theta(t), \quad (3.8)$$

que se denomina mecanismo displacivo. La diferencia fundamental del mecanismo displacivo respecto del impulsivo es un desfase en las oscilaciones generadas igual a $\pi/2$. Independientemente de si la generación ocurre mediante un mecanismo impulsivo, uno displacivo o una combinación de ambos la dependencia espacial de la tensión inducida por el haz del pump puede asumirse proporcional a la intensidad del mismo en cada punto de la muestra. Por estas razones, en el desarrollo que presentamos en la siguiente sección utilizaremos la Ec. 3.7.

3.2.5. Cálculo de la función generación

En esta sección nos proponemos conocer la amplitud con que cada modo normal vibracional de una estructura arbitraria es generado, cantidad que denominaremos función de generación y denotaremos $G(\omega)$. El primer paso consiste en calcular los modos normales de oscilación de una estructura arbitraria. Una vez conocidos los modos normales, hay que resolver la ecuación de ondas no homogénea:

$$\rho(z) \frac{\partial^2 u(z, t)}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial z} \left[C(z) \frac{\partial u(z, t)}{\partial z} \right] = \frac{\partial \sigma_p(z, t)}{\partial z}. \quad (3.9)$$

La solución de la Ec. 3.9 se puede obtener utilizando el formalismo de la función de Green para ecuaciones diferenciales de segundo orden en la variable temporal [41]:

$$u(z, t) = u^{(0)}(z, t) - \sum_n \frac{u_n(z)}{\omega_n} \int_{-\infty}^t dt' \sin[\omega_n(t - t')] \int_0^L dz' u_n(z') \frac{\partial \sigma_p(z', t')}{\partial z'}, \quad (3.10)$$

donde $u^{(0)}(z, t)$ es la solución homogénea de la Ec. 3.9, la muestra se extiende de 0 a L y la suma se realiza sobre los modos normales de la microestructura. Además, se ha obviado la conjugación compleja de u_n ya que los mismos son cantidades reales (la condición de contorno de tensión nula en la superficie de la muestra provoca que las oscilaciones sean de tipo coseno). La contribución de la solución homogénea a la solución total está determinada por las condiciones iniciales. En el instante anterior a la incidencia del pump, la red cristalina vibra según su población térmica de fonones dada por el factor de Bose-Einstein. Dado que los fonones térmicos no guardan coherencia entre sí, la modificación neta que inducen sobre la reflectividad de la muestra es nula, resultando ser una población invisible al probe. Por lo tanto, a partir de ahora sólo nos quedaremos con la solución particular de la Ec. 3.10.

Integrando por partes la Ec. 3.10 se tiene que

$$u(z, t) = \sum_n \frac{u_n(z)}{\omega_n} \int_{-\infty}^t dt' \sin[\omega_n(t - t')] \int_0^L dz' \sigma_p(z', t') \frac{\partial u_n(z')}{\partial z'}, \quad (3.11)$$

y reemplazando la Ec. 3.7 en la Ec. 3.11 se llega al resultado

$$u(z, t) = \sum_n \frac{u_n(z)}{\omega_n} \sin(\omega_n t) \int_0^L dz' K(z') |E(z')|^2 \frac{\partial u_n(z')}{\partial z'}. \quad (3.12)$$

El campo de desplazamientos generado por el pump es entonces

$$u(z, t) = \sum_n G(\omega_n) u_n(z) \sin(\omega_n t), \quad (3.13)$$

donde $G(\omega_n)$ es la función generación

$$G(\omega) = \frac{1}{\omega} \int_0^L dz' K(z') |E(z')|^2 \frac{\partial u_\omega(z')}{\partial z'}, \quad (3.14)$$

que indica la amplitud con que cada modo normal es excitado.

3.2.6. Mecanismos de detección óptica de fonones acústicos longitudinales coherentes por pulsos ópticos ultra-breves

La detección óptica de fonones se realiza a través del mecanismo fotoelástico, que se refiere a la modulación de los estados electrónicos por la presencia de una vibración en el medio. La modulación de los estados electrónicos del sólido modifica al tensor dieléctrico ϵ según [42]

$$\Delta\epsilon_{ij}(z, t) = \sum_{kl} P_{ijkl} \eta_{kl}(z, t), \quad (3.15)$$

siendo P_{ijkl} el tensor fotoelástico y

$$\eta_{kl}(z, t) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k(z, t)}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l(z, t)}{\partial x_k} \right) \quad (3.16)$$

la deformación causada por las vibraciones de la muestra.

Las modificaciones que las vibraciones inducen en la reflectividad de la muestra, no son el único fenómeno responsable de los cambios de reflectividad. En la Fig. 3.6 observamos que la señal típica de un experimento de pump/probe tiene contribuciones provenientes de los fenómenos térmicos y electrónicos excitados por el pulso del pump (salto a $t = 0$ y descenso lento sobre el cual se montan las vibraciones que queremos medir). Éstos modifican el tensor dieléctrico mediante la expresión [42]

$$\Delta\epsilon_{ij}(z, t) = s(z)\Delta T(z, t) + \gamma(z)\Delta n(z, t), \quad (3.17)$$

donde $T(z, t)$ es la temperatura de la muestra en la posición z , $n(z, t)$ la densidad electrónica y $s(z)$ y $\gamma(z)$ son constantes que dependen del material. A partir de ahora, la contribución al cambio en el tensor dieléctrico dada por la Ec. 3.17 no será tenida en cuenta porque sólo nos interesa la contribución vibracional del cambio en dicho tensor.

3.2.7. Cálculo de la función detección

Como dicutimos en la sección anterior, las vibraciones presentes en la muestra modifican el tensor dieléctrico a través del mecanismo fotoelástico y, en consecuencia, la reflectividad se modula con las frecuencias de dichas vibraciones. El objetivo de esta sección es, entonces, calcular la variación temporal del coeficiente de reflexión.

Para ello, necesitamos obtener el campo eléctrico reflejado en la muestra resolviendo la ecuación de ondas derivada de las ecuaciones de Maxwell,

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t) - \nabla[\nabla \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)] = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t^2}. \quad (3.18)$$

Seguiremos el desarrollo presentado por Matsuda et al [42] para resolver la Ec. 3.18. Asumimos que cada capa es ópticamente isotrópica, que la respuesta del medio es lineal y que el tensor dieléctrico ϵ no depende de la frecuencia del campo eléctrico. Bajo estas condiciones, el desplazamiento eléctrico es

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t). \quad (3.19)$$

A continuación, despreciamos la derivada temporal del tensor dieléctrico ϵ debido a que el período de las vibraciones acústicas es mucho mayor que el período de la oscilación óptica. Consideramos una onda monocromática de frecuencia angular ω y omitimos la dependencia temporal $e^{i\omega t}$ que aparece en ambos miembros de la Ec. 3.18. Obtenemos que

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) - \nabla[\nabla \cdot \vec{E}(\vec{r})] + k^2 \epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0, \quad (3.20)$$

donde $k = \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \omega$ es el vector de onda de la luz en el vacío.

Como el campo de desplazamiento sólo depende de la coordenada \hat{z} perpendicular a las interfaces de la superred, el tensor dieléctrico sólo dependerá de dicha coordenada, $\epsilon(\vec{r}) = \epsilon(z)$. Más aún, puede probarse que el tensor dieléctrico presenta componentes nulas fuera de la diagonal y que $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon$ [42]. A su vez, dado que la longitud de penetración del campo eléctrico en la muestra es mucho menor que el diámetro del spot sobre la misma, podemos asumir que $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}(z)$. Por último, consideramos que la luz incidente en la muestra está linealmente polarizada. La ecuación a resolver es

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \epsilon(z) \right] E(z) = 0, \quad (3.21)$$

siendo $E(z)$ la componente del campo eléctrico en la dirección de polarización de la luz. Asumimos que la luz se propaga en el sentido positivo de \hat{z} y que $z = 0$ en el comienzo de la microestructura.

Descomponemos $\epsilon(z)$ en la suma de la contribución de la muestra en equilibrio, $\epsilon^{(0)}(z)$, y la contribución inducida por las vibraciones, $\Delta\epsilon(z)$. $\epsilon^{(0)}(z)$ es una función constante en cada capa de la muestra:

$$\epsilon^{(0)}(z) = \epsilon_m \quad , \quad z_m < z < z_{m+1}, \quad (3.22)$$

donde z_m es la posición de inicio de la m -ésima capa de material de la muestra. $\Delta\epsilon(z)$

es la superposición de las contribuciones de las Ecs. 3.15 y 3.17, que denominaremos $\Delta\epsilon_{op}(z)$, y otra proveniente del desplazamiento de las interfaces entre capas, $\Delta\epsilon_{if}(z)$. Esta última se escribe

$$\Delta\epsilon_{if}(z) = \begin{cases} \epsilon_{m-1} - \epsilon_m & u(z_m) > 0, & z_m < z < z_m + u(z_m) \\ \epsilon_m - \epsilon_{m-1} & u(z_m) < 0, & z_m + u(z_m) < z < z_m \\ 0 & \text{en otro caso} \end{cases} \quad (3.23)$$

El índice m varía de 0 a $N + 1$, siendo N el número total de capas. La capa $m = 0$ es el medio desde el cual incide la luz y la capa $N + 1$ es el sustrato sobre el que se deposita la muestra (sustrato).

Para resolver la Ec. 3.21 se emplea el método de funciones de Green para sistemas perturbados, elección que encuentra su justificación en el hecho que $\Delta\epsilon \ll \epsilon^{(0)}$. Reteniendo hasta el primer orden en $\Delta\epsilon$, el campo eléctrico en el medio $m = 0$ resulta [41]

$$E(z) \simeq E_0(z) + \frac{ik^2}{2k_0a_0} e^{-ik_0z} \left\{ \int_0^L dz' \Delta\epsilon_{op}(z') [E_0(z')]^2 + \sum_{m=0}^N (\epsilon_{m-1} - \epsilon_m) u(z_m) (a_m + b_m)^2 \right\}, \quad (3.24)$$

donde $E_0(z)$ es la solución de la ecuación del sistema sin perturbar

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \epsilon^{(0)}(z) \right] E_0(z) = 0, \quad (3.25)$$

y los coeficientes a_0 , a_m y b_m provienen de proponer una solución para la Ec. 3.25 del tipo:

$$a_m e^{ik_m \xi} + b_m e^{-ik_m \xi} \quad , \quad \text{con} \quad \xi = \begin{cases} z - z_m & m \geq 0 \\ z & m = 0 \end{cases}, \quad (3.26)$$

en cada capa y $k_m = \sqrt{\epsilon_m} k$. Los coeficientes a_m y b_m puede hallarse mediante el método de matrices de transferencia (ver Sec. 2.1.2).

La variación Δr del coeficiente de reflectividad se obtiene al evaluar la Ec. 3.24 en $z = 0$:

$$\Delta r = \frac{ik^2}{2k_0a_0} \left\{ \int_0^L dz' \Delta\epsilon_{op}(z') [E_0(z')]^2 + \sum_{m=0}^N (\epsilon_{m-1} - \epsilon_m) u(z_m) (a_m + b_m)^2 \right\}. \quad (3.27)$$

De la Ec. 3.15 obtenemos la expresión para $\Delta\epsilon_{op}$,

$$\Delta\epsilon_{op}(z) = P(z) \frac{\partial u(z)}{\partial z} \quad , \quad P(z) = P_{12}^{(m)} \quad z_m < z < z_{m+1} \quad (3.28)$$

donde $P_{12}^{(m)}$ es la componente relevante del tensor fotoelástico de la capa m y $\partial u(z)/\partial z$ es el campo de deformaciones presente en la muestra, generado por el pulso de bombeo, y su expresión viene dada por la Ec. 3.13. Reemplazando las Ecs. 3.13 y 3.28 en la Ec. 3.27 se obtiene que

$$\Delta r(t) = \frac{ik^2}{2k_0a_0} \sum_n G(\omega_n) \left\{ \int_0^L dz' P(z') \frac{\partial u_n(z')}{\partial z'} [E_0(z')]^2 + \sum_{m=0}^N (\epsilon_{m-1} - \epsilon_m) u_n(z_m) (a_m + b_m)^2 \right\} \text{sen}(\omega_n t). \quad (3.29)$$

Reformulando la Ec. 3.29 de la siguiente manera

$$\Delta r(t) = \frac{ik^2}{2k_0a_0} \sum_n G(\omega_n) D(\omega_n) \text{sen}(\omega_n t) \quad (3.30)$$

resulta natural la definición de la función de detección $D(\omega)$:

$$D(\omega) = \int_0^L dz' P(z') \frac{\partial u_\omega(z')}{\partial z'} [E_0(z')]^2 + \sum_{m=0}^N (\epsilon_{m-1} - \epsilon_m) u_\omega(z_m) (a_m + b_m)^2. \quad (3.31)$$

El primer término de la Ec. 3.31 se denomina término fotoelástico y da cuenta de la modulación del índice de refracción de la cavidad Tamm plasmónica inducida por el strain ($\partial u_\omega(z)/\partial z$) de los fonones presentes. El segundo término es causado por los cambios dinámicos en la cavidad debido al desplazamiento mecánico de las interfaces producido por los fonones. En general, en condición de resonancia se suele despreciar el segundo término en la Ec. 3.31 para semiconductores de tipo III-V porque el primer término resulta ser en esas condiciones ~ 20 veces mayor que el segundo [41]. En ese caso, la función de detección es igual a:

$$D(\omega) = \int_0^L dz' P(z') \frac{\partial u_\omega(z')}{\partial z'} [E_0(z')]^2. \quad (3.32)$$

3.2.8. Reglas de selección para sistemas periódicos

Queremos deducir a partir de la función generación y de la función detección los modos vibracionales que se pueden generar y detectar en un sistema periódico infinito, que tomaremos igual a una superred con $N \rightarrow \infty$. Comenzamos por analizar la forma funcional de la función generación, dada por la Ec. 3.14. En primer lugar, supondremos que la dependencia funcional del campo eléctrico con la distancia es

$$E(z) = E e^{ik_{\text{ef}} z}, \quad (3.33)$$

donde k_{eff} es el vector de onda efectivo de la luz en la superred. El campo de desplazamientos lo escribiremos como una función periódica con período $D = d_A + d_B$ y un factor de fase. Por lo tanto, su derivada espacial también lo será

$$\frac{\partial u_\omega(z)}{\partial z} = \eta_\omega(z)e^{iqz} \quad , \quad \text{con} \quad \eta_\omega(z + D) = \eta_\omega(z), \quad (3.34)$$

$q = \omega/v_{eff}$ el vector de onda vibracional y v_{eff} la velocidad efectiva del sonido en la superred. Por último, dado que la superred es infinita y periódica se tiene que

$$\eta_\omega(z) = \sum_Q \eta_{\omega,Q} e^{-iQz} \quad (3.35)$$

y además

$$K(z) = \sum_Q K_Q e^{-iQz} \quad (3.36)$$

donde $\{Q\}$ son los vectores de la red recíproca de la superred. Reemplazando las Ecs. 3.33, 3.34, 3.35 y 3.36 en la Ec. 3.14 se obtiene que

$$G(\omega) = \frac{|E|^2}{\omega} \sum_{QQ'} K_{Q-Q'} \eta_{\omega,Q'} \int_{-\infty}^{+\infty} dz \cdot e^{i(q-Q)z} = \frac{|E|^2}{\omega} \sum_{QQ'} K_{Q-Q'} \eta_{\omega,Q'} \delta(q - Q). \quad (3.37)$$

Entonces, $G(\omega) \neq 0$ si y sólo si $q \in \{Q\}$, o en el esquema de zona reducido, $q = 0$.

En el caso de una superred finita, las delta de Dirac se convierte en un seno cardinal de la variable q y la regla de selección se relaja. Cuando se elimina las simplificaciones realizadas sobre el campo eléctrico y acústico y se consideran los campos exactos la delta de Dirac deviene en una función similar al seno cardinal, presentando un pico ensanchado rodeado de oscilaciones cuando $q = 0$. Por ejemplo, si consideramos el perfil del campo eléctrico en el modo óptico Tamm plasmónico (ver Fig. 2.9) y proponemos una dependencia del tipo $E(z) \propto e^{-\alpha z}$ con $\alpha \in \mathbb{R}^+$, la regla de selección para la función generación se relaja y queda gobernada en el entorno $q = 0$ por una composición de la función de tipo seno cardinal y la relación de dispersión (esto es, $G(\omega) \sim \text{sen}(q(\omega))/q(\omega)$). No obstante, la forma global de la función generación queda definida por su comportamiento en torno a $q = 0$.

Para analizar las reglas de selección que regulan la detección de fonones en superredes infinitas, supondremos que

$$E_0(z) = E_0 e^{ik_{eff}z}, \quad (3.38)$$

donde k_{eff} es el vector de onda efectivo de la luz en la superred y que

$$P(z) = \sum_Q P_Q e^{-iQz}. \quad (3.39)$$

Reemplazando las Ecs. 3.34, 3.35, 3.38 y 3.39 en la Ec. 3.32 se obtiene:

$$D(\omega) = E_0^2 \sum_{QQ'} P_{Q-Q'} \eta_{\omega, Q'} \int_{-\infty}^{+\infty} dz \cdot e^{i(q-Q+2k_{eff})z} = E_0^2 \sum_{QQ'} P_{Q-Q'} \eta_{\omega, Q'} \delta(q - Q + 2k_{eff}). \quad (3.40)$$

De la Ec. 3.40 se deduce que $D(\omega) \neq 0$ si y sólo si $q = Q \pm 2k_{eff}$, o en el esquema de zona reducido, $q = 2k_{eff}$. Al igual que en el caso de la regla de selección para la generación de fonones, al considerar que la superred es finita y al considerar los campos eléctrico y de desplazamiento exactos la regla de selección para la detección se relaja y la delta de Dirac se transforma en una función de tipo seno cardinal.

En la Fig. 3.7 se muestran las reglas de selección para la generación y la detección de los fonones coherentes con los pulsos de pump y de probe sobre la relación de dispersión acústica de una superred infinita. En el caso de las superredes estudiadas en esta tesis,

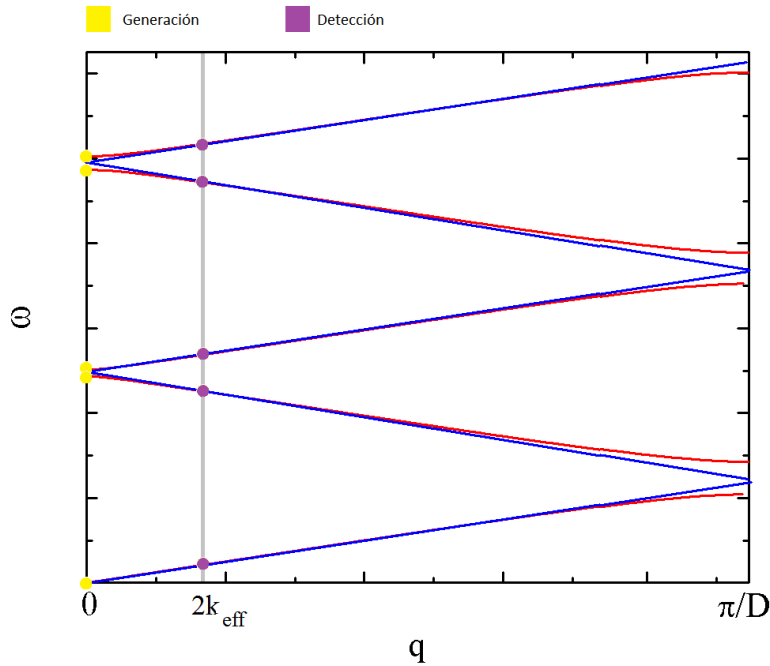


Figura 3.7: Relación de dispersión acústica de una superred infinita considerando la modulación acústica de sus propiedades (curva roja) y despreciándolas (curva azul). Con círculos amarillos se marcan los modos vibracionales generados y con violeta los detectados.

$D = \lambda/2$ y, por lo tanto

$$2k_{eff} = 2\frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{D}, \quad (3.41)$$

valor que en el esquema de zona reducido es igual a $q = 0$. En consecuencia, tanto la

generación como la detección se producen para modos vibracionales de $q = 0$.

Un aspecto importante que debe tenerse en cuenta sobre los modos vibracionales de centro de zona es su simetría. De los dos modos que limitan una brecha prohibida de energía, uno de ellos presenta simetría par respecto de las reflexiones de los planos bisectrices de las capas que conforman la superred, y el otro presenta simetría impar. Al ingresar la deformación asociada a estos modos en la integral de la Ec. 3.14 para calcular $G(\omega)$ (en nuestro caso en particular también en la integral de la Ec. 3.32 para calcular $D(\omega)$), el modo vibracional impar devuelve un resultado nulo puesto que la función $K(z)$ es par (también lo es $P(z)$). Por lo tanto, sólo el modo par puede generarse (y en nuestro caso también detectarse) con la técnica de acústica de picosegundos.

3.2.9. Reglas de selección para cavidades acústicas

Las reglas de selección para las funciones de generación y de detección de fonones en una cavidad se ven modificadas respecto a las de una superred. Según vimos en la sección anterior, en el caso de una superred se generan los modos que poseen $q = 0$ y se detectan los modos con vector de onda igual a $2k_{eff}$. Si bien en el caso de una cavidad acústica no puede definirse un vector de onda q ni una relación de dispersión, los modos acústicos de cavidad pueden entenderse como estados discretos dentro de las brechas de energía prohibida de la superred, y conservar así los conceptos de vector de onda y relación de dispersión. Cuando los modos de cavidad cumplen que su vector de onda es $q = 0$, se observa que la función generación presenta un pico adicional en la energía del modo cavidad. En cuanto a la detección, no se presentan mayores modificaciones, salvo cuando $2k_{eff} = 0$ (ó $2k_{eff} = \pi/D$) en el esquema de zonas reducido. En esos casos, los modos de cavidad acústicos con $q = 0$ (ó $q = \pi/D$) son activos para la función detección.

Una aclaración importante es que lo dicho en el párrafo anterior resulta válido siempre y cuando las reglas de selección deducidas para los procesos de generación y de detección sean válidas. El origen de dichas reglas se basa en la periodicidad de $K(z)$ y de $P(z)$ y en la extensión infinita de la superred. Para una energía óptica cercana al modo Tamm plasmónico, la periodicidad se pierde y las reglas de selección dejan de tener sentido. En ese caso, tanto la función de generación como la función de detección muestran un máximo en los modos vibracionales confinados.

Capítulo 4

Optomecánica en cavidades Tamm plasmónicas

4.1. Nuestro sistema: cavidades con modos plasmónicos de Tamm acopladas con puntos cuánticos de InGaAs

Hemos estudiado dos muestras que difieren principalmente en la forma en que confinan espacialmente el campo eléctrico y el campo de desplazamiento. La primera muestra consiste en una cavidad Tamm plasmónica como la presentada en la Sec. 2.2, capaz de confinar ambos campos unidimensionalmente en la dirección perpendicular a las interfaces de la superred. La segunda muestra consiste en cavidades Tamm constituidas por una sucesión de microdiscos de *Au* con diámetros de 1 a $20\mu\text{m}$ depositados sobre un reflector distribuido de Bragg. La reducción lateral de la capa uniforme de *Au* tiene como consecuencia el confinamiento tridimensional de los campos eléctrico y de desplazamiento debajo de los microdiscos.

En el interior de ambas cavidades, en la región espacial donde la amplificación del campo eléctrico y de desplazamiento es máxima, se creció una capa uniforme de puntos cuánticos de *InGaAs*, cuya energía de emisión de luz se sintonizó con la energía del modo Tamm plasmónico. El objetivo fue utilizarlos como generadores locales de modos vibracionales.

La fabricación de ambas muestras estuvo a cargo de la Dra. P. Senellart, del *Laboratoire de Photonique et de Nanostructures*, C.N.R.S., Francia. Fueron crecidas mediante el método de epitaxia por haces moleculares (MBE por sus siglas en inglés) sobre substratos de *GaAs* orientados según la dirección cristalina [001]. Las simulaciones numéricas que se presentan en esta tesis fueron realizadas con códigos desarrollados por el Dr. A. E. Bruchhausen y la Dra. M. F. Pascal Winter.

4.1.1. Cavidades con modos confinados unidimensionalmente

El esquema de la cavidad Tamm plasmónica unidimensional estudiada se presenta en la Fig. 4.1. Esta muestra cuenta con una capa uniforme de Au de 45nm de espesor, seguida por una capa de 5nm de $GaAs$ y otra de 15,2nm de $Al_{0,20}Ga_{0,80}As$. A continuación, posee un ensamble de puntos cuánticos de $InGaAs$ depositado entre dos capas de $GaAs$ de 24,4 y 19,3nm de espesor. La capa de $Al_{0,20}Ga_{0,80}As$ funciona como barrera de potencial para que las cargas contenidas en los puntos cuánticos no se escapen al Au . Por último, la muestra cuenta con una capa de $Al_{0,95}Ga_{0,05}As$ de

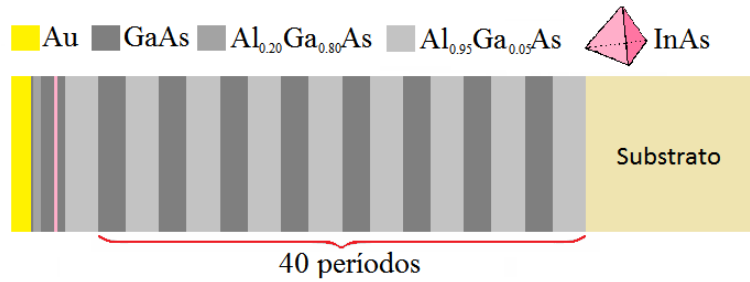


Figura 4.1: Esquema de la cavidad Tamm plasmónica con confinamiento unidimensional estudiada en esta tesis.

75,1nm de espesor seguida por una superred de $GaAs/Al_{0,95}Ga_{0,05}As$ de 40 períodos con espesores $d_{GaAs} = \lambda/4n_{GaAs} = 62,5\text{nm}$ y $d_{AlAs} = \lambda/4n_{AlAs} = 75,1\text{nm}$.

La relación de espesores elegida para la fabricación de la superred que conforma la cavidad es tal que las brechas de energía prohibida de centro de zona permanecen cerradas mientras que las de borde de zona presentan amplitud relativa máxima (ver Sec. 2.1.3). Para el campo electromagnético, la primera brecha de energía prohibida (ubicada en el borde de la zona de Brillouin) se encuentra a $1,42\text{eV}=873,12\text{nm}$ a temperatura ambiente.

La muestra se diseñó de modo tal que el ensamble de puntos cuánticos se encuentra a $\sim 90\text{nm}$ de la superficie de la muestra, en donde el módulo del campo eléctrico es máximo (ver Fig. 2.9). Dado que los campos eléctrico y de desplazamiento se encuentran desfasados, el valor máximo del módulo del campo de desplazamientos no coincide con la posición de los puntos cuánticos, factor que será de importancia en la Sec. 4.5.

4.1.2. Cavidades con modos confinados tridimensionalmente

La composición de esta muestra es análoga a la descrita en la sección anterior, salvo porque la capa de Au de la superficie no es uniforme, sino que presenta microdiscos de Au definidos por litografía electrónica con diámetros de $1\text{-}20\mu\text{m}$. No se realizó un lift-off del Au remanente para prevenir la colección de la emisión de radiación de los puntos cuánticos por fuera de los microdiscos. En la Fig. 4.2 se puede ver la diferencia

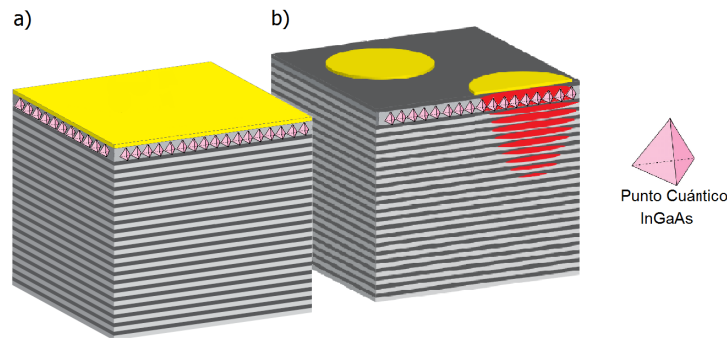


Figura 4.2: Esquema de la cavidad Tamm plasmónica con confinamiento unidimensional (panel a) y tridimensional (panel b) estudiada en esta tesis.

entre una cavidad Tamm plasmónica unidimensional (panel a) y otra tridimensional (panel b).

La primera evidencia experimental del confinamiento del campo eléctrico debajo de los microdiscos de *Au* fue exhibida por Gazzano et al [43] en 2011. El sombreado de color rojo debajo del microdisco representa la distribución de campo eléctrico en la cavidad y los tetraedros rosados representan los puntos cuánticos de *InGaAs*. En este caso, el campo eléctrico se confina debajo de los microdiscos y se acopla directamente con el ensamble de puntos cuánticos.

4.2. Caracterización de los modos Tamm plasmónicos

Para realizar los experimentos de pump-probe en resonancia con el modo óptico Tamm plasmónico es necesario conocer las energías de las transiciones electrónicas de ambas muestras. Por este motivo, se llevaron a cabo experimentos de fotoluminiscencia sobre ambas cavidades y sobre una muestra sin *Au* en su superficie, pero de otra forma idéntica a las anteriores. Todos los espectros fueron tomados con un láser continuo de energía $2,41\text{eV}=514,5\text{nm}$. Los detalles de este experimento se discutieron en la Sec. 3.1 y sus resultados se presentan a continuación.

4.2.1. Modos ópticos unidimensionales

En el panel superior de la Fig. 4.3 se presenta el espectro de fotoluminiscencia obtenido a temperatura ambiente sobre la muestra sin *Au*. Se pueden distinguir los picos correspondientes a la luminiscencia del gap del *GaAs*, $E_g^{GaAs} = 1,42\text{eV} = 872\text{nm}$ y los picos correspondientes a las emisiones del ensamble de puntos cuánticos de *InGaAs*. En el panel inferior se presenta el espectro de fotoluminiscencia de la muestra con confinamiento unidimensional del campo eléctrico y de desplazamiento, también tomado a temperatura ambiente. Se distinguen las emisiones del *GaAs*, del modo óptico confina-

do Tamm plasmónico y del primer modo óptico secundario o modo del borde. Ambos espectros se encuentran normalizados por su área. La fotoluminiscencia proveniente del *GaAs* en la muestra disminuye notablemente con la presencia del *Au*, ya que se encuentra en una zona de alta reflectividad óptica de la muestra.

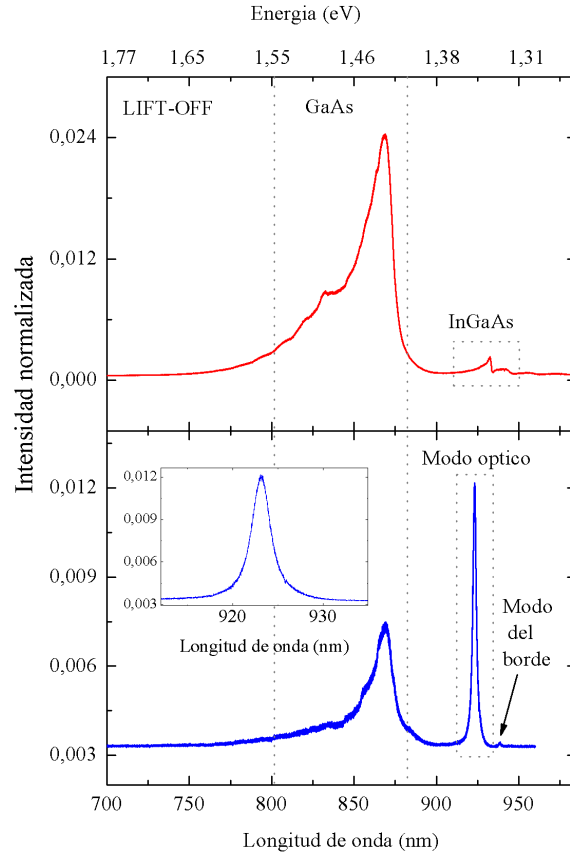


Figura 4.3: Espectros de fotoluminiscencia tomados a temperatura ambiente con un láser continuo de energía $2,41\text{eV}=514,5\text{nm}$. En el panel superior se muestra la emisión de una muestra sin *Au*, y en el inferior la emisión de la cavidad Tamm plasmónica presentada en la Sec. 4.1.1. El inset del panel inferior muestra una ampliación de la emisión asociada al modo óptico de cavidad.

La energía de emisión de los puntos cuánticos de *InGaAs* se encuentra levemente corrida de la energía de emisión del modo óptico confinado, ya que la sintonización se optimizó para temperatura de helio líquido. No obstante, la superposición de energía que se obtiene a temperatura ambiente es suficiente para modular las propiedades optoacústicas de los puntos cuánticos con el modo óptico Tamm plasmónico. Por último, en el panel inferior de la Fig. 4.3 se realizó una ampliación del pico correspondiente al modo óptico confinado.

En la Fig. 4.4 se presenta el espectro de emisión de la muestra sin *Au* a temperatura de nitrógeno líquido. La energía de emisión del *GaAs* se encuentra en $E_g^{GaAs} = 1,51\text{eV} = 822\text{nm}$ y la energía de los puntos cuánticos de *InGaAs* es $E^{InGaAs} = 1,35\text{eV} = 920\text{nm}$. En el inset se graficó la luminiscencia del modo confinado Tamm plasmónico, y la luminiscencia del ensamble de puntos cuánticos como referencia. Se

puede ver como la superposición energética de ambas emisiones se optimiza al disminuir la temperatura del sistema.

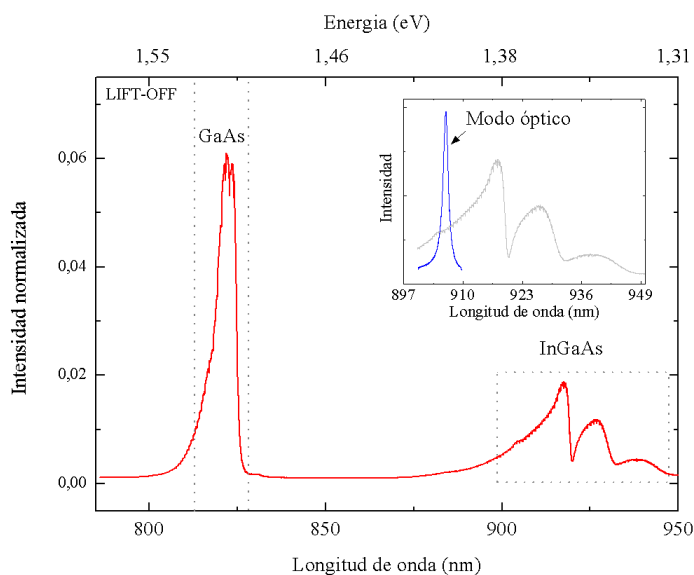


Figura 4.4: Espectros de fotoluminiscencia tomados a temperatura de nitrógeno líquido con un láser continuo de energía $2,41\text{eV}=514,5\text{nm}$. En el panel principal se muestra la emisión de una muestra sin *Au*. En el inset se muestra la emisión asociada al modo óptico de cavidad (curva azul) y como referencia la emisión de los puntos cuánticos en ese rango de energía (curva gris).

4.2.2. Modos ópticos tridimensionales

El equipo experimental utilizado para realizar las mediciones de fotoluminiscencia de los microdiscos de *Au* es similar al descrito en la Fig. 3.4 aunque posee algunas modificaciones. Para hacer incidir el haz del láser sobre la muestra se montó un mi-

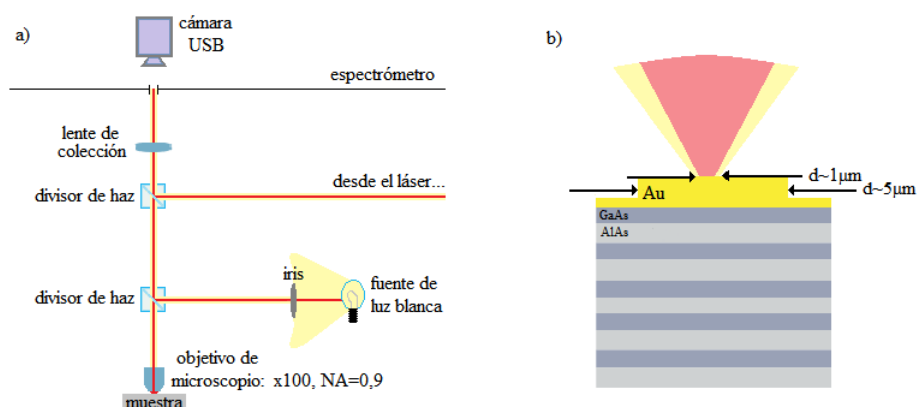


Figura 4.5: En el panel a, se muestra el esquema experimental utilizado para medir la fotoluminiscencia de los microdiscos de *Au*. El panel b muestra un esquema del tamaño del haz del láser y del tamaño típico de los microdiscos de las cavidades Tamm plasmónicas tridimensionales.

croscopio con una lente objeto corregida al infinito de amplificación 100x y apertura

numérica $NA=0,9$, con la cual se logró enfocar el haz del láser en una sección circular de radio $\sim 1\mu\text{m}$ (ver Fig. 4.5 panel a). Para poder ver la posición del haz del láser sobre la muestra, se utilizó una fuente de luz blanca y se observó la imagen proveniente de la lente objeto con una cámara USB ubicada a la entrada del espectrómetro. Una vez que se posicionaba el haz del láser sobre el centro de un microdisco (ver Fig. 4.5 panel b), se apagaba la fuente de luz blanca y se quitaba la cámara USB de la entrada del espectrómetro para poder medir el espectro de luminiscencia.

En el panel a de la Fig. 4.6 se muestran los espectros de fotoluminiscencia obtenidos a temperatura ambiente, variando el diámetro de los microdiscos de 2 a $8\mu\text{m}$. La presencia de oscilaciones montadas sobre los espectros de fotoluminiscencia indica que el vector de onda del campo electromagnético se encuentra confinado en la dirección paralela a las interfaces de la superred [43], de forma tal que

$$q_{//} \simeq \frac{n\pi}{d} \quad \text{con} \quad n \in \mathbb{Z}, \quad (4.1)$$

donde d es el diámetro del microdisco considerado. En este caso, la energía de los modos confinados resulta

$$E_{conf} \simeq \frac{\hbar^2 q_{//}^2}{2m_T} + E_\infty = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m_T d^2} + E_\infty, \quad (4.2)$$

siendo m_T la masa del plasmón de Tamm y E_∞ la energía del modo Tamm plasmónico unidimensional, esto es, la energía del modo óptico confinado debajo de un microdisco de radio infinito. En la Fig. 4.6 b se presentan las energías de los modos confinados extraídas de los espectros de fotoluminiscencia en función de $1/d^2$. Se puede ver que dado un valor de n , que hemos elegido de forma arbitraria del 1-12, las energías de los modos confinados se alinean formando una recta.

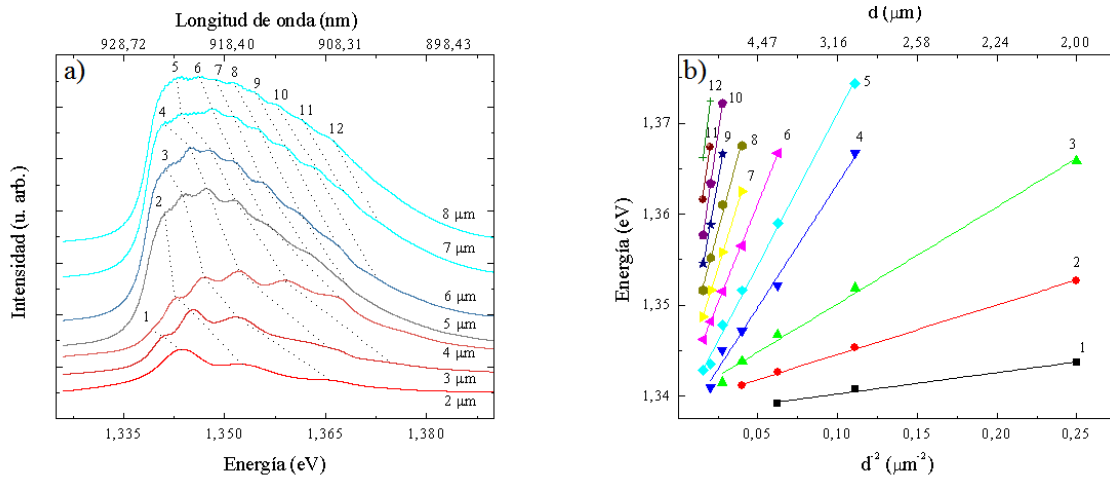


Figura 4.6: En el panel a se presentan los espectros de fotoluminiscencia medidos sobre la muestra Tamm plasmónica con confinamiento tridimensional, variando el radio d de los microdiscos de Au . En el panel b, se graficó la energía de los modos confinados en función de $1/d^2$.

De las ordenadas al origen de las rectas de la Fig. 4.6 b se obtiene que $E_\infty = (1,339 \pm$

0,002)eV, o bien, $E_\infty = (925 \pm 1)\text{nm}$, valor consistente con la energía experimental obtenida en la sección anterior para el modo unidimensional (ver el inset en el panel inferior de la Fig. 4.3). En la Fig. 4.7 se graficaron las pendientes de las rectas de la Fig. 4.6 b en función del valor de n . Se obtuvo que la masa del plasmón de Tamm es $m_T = (1,134 \pm 0,003) \cdot 10^{-33}\text{kg}$, o bien, $m_T = (1,244 \pm 0,003) \cdot 10^{-3}m_e$, donde m_e es la masa en reposo del electrón en el vacío. La masa m_T obtenida para las cavidades con confinamiento tridimensional resulta ser ~ 30 veces más grande que la masa reportada por Sasin et al [18] para las cavidades unidimensionales, $m_T = 4 \cdot 10^{-5}m_e$.

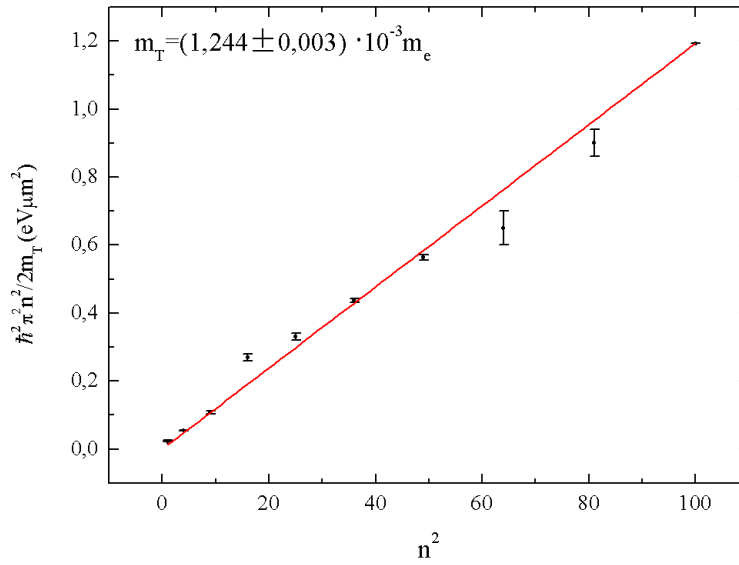


Figura 4.7: Pendientes de las rectas de la Fig. 4.6 b en función del valor de n . Se obtuvo que la masa del plasmón de Tamm es $m_T = (1,134 \pm 0,003) \cdot 10^{-33}\text{kg}$, o bien, $m_T = (1,244 \pm 0,003) \cdot 10^{-3}m_e$, donde m_e es la masa en reposo del electrón en el vacío.

4.3. Resultados de los experimentos de acústica de picosegundos a temperatura ambiente

A continuación presentamos los resultados de los experimentos de acústica de picosegundos realizados sobre la muestra Tamm plasmónica con confinamiento unidimensional a temperatura ambiente. En primer lugar, discutiremos algunos aspectos de la respuesta electrónica del sistema. Luego, analizaremos los modos vibracionales presentes en los espectros de pump-probe, y los clasificaremos según su naturaleza distinguiendo los modos confinados de los no confinados. Más aún, explicaremos la variación de sus intensidades al realizar un barrido espectral en la zona del modo óptico confinado y calcularemos la vida media de los fonones en la cavidad Tamm plasmónica.

4.3.1. Detalles del experimento

En esta sección estimaremos el valor que debe asignársele a ciertos parámetros para el buen desarrollo del experimento de pump-probe en la cavidad óptica Tamm plasmónica. En primer lugar, investigaremos cuál es la frecuencia vibracional límite que se puede detectar. La dinámica vibracional ocurre en una escala temporal t_{din} que se encuentra en el rango de los picosegundos. La línea de retardo desplazándose a la velocidad v_L permite transformar la escala temporal a otra escala compatible con los tiempos experimentales t_{exp} dictados por la respuesta electrónica del sistema de detección. La relación entre ambas escalas es

$$t_{exp} = \frac{c}{6v_L} t_{din}, \quad (4.3)$$

donde c es la velocidad de la luz y el factor 6 da cuenta de los seis viajes de ida y vuelta que efectúa el probe en la línea de retardo. Supongamos que deseamos medir una vibración de período T_{din} , y que queremos mostrar 20 puntos en cada período de oscilación. Es decir, debe cumplirse que

$$20 \cdot t_{exp} = \frac{c}{6v_L} T_{din} \quad \Rightarrow \quad t_{exp} = \frac{c}{120v_L} T_{din}. \quad (4.4)$$

Siendo

$$t_{exp} = \frac{3}{2\pi} \tau, \quad (4.5)$$

con τ la constante de tiempo del amplificador lock-in y reemplazando la Ec. 4.5 en la Ec. 4.4:

$$\tau < \frac{\pi c}{180v_L} T_{din} \quad \Rightarrow \quad f = \frac{1}{T_{din}} < \frac{\pi c}{180v_L \tau}. \quad (4.6)$$

Hemos encontrado que un buen compromiso entre nivel de ruido y tiempo total de medición se obtiene para una velocidad $v_L = 17 \text{ mm/s}$ y $\tau = 300 \mu\text{s}$. Por lo tanto, según la Ec. 4.6 no esperamos ver frecuencias vibracionales mayores a 1THz. Otro límite de detección proviene de considerar el ancho temporal del pulso de bombeo utilizado para excitar la muestra ($\Delta t = 1 \text{ ps}$),

$$f < \frac{1}{2\Delta t} = 500 \text{ GHz}. \quad (4.7)$$

El segundo aspecto de importancia que debemos tener en cuenta es el ángulo de incidencia del pump y del probe sobre la muestra de estudio. Como indicamos en la Sec. 3.2.2 tanto el pump como el probe inciden con un ángulo diferente sobre la muestra, por lo que el modo de cavidad tiene una energía distinta para uno y otro (ver Ec. 2.47). El ángulo relativo entre los haces de pump y probe se elige de forma tal que el mínimo de reflectividad óptica de la curva del pump coincida con el máximo de la derivada

de la reflectividad óptica del probe y resulta $\theta \lesssim 1,5^\circ$ (ver Fig. 4.8) [48, 49]. Para esa energía, se maximiza en principio la señal obtenida en el experimento, ya que el haz del pump incide en la muestra con $R \sim 0$ y el haz del probe se encuentra en la zona de mayor sensibilidad para la detección de las variaciones relativas de la reflectividad, $\Delta R/R$.

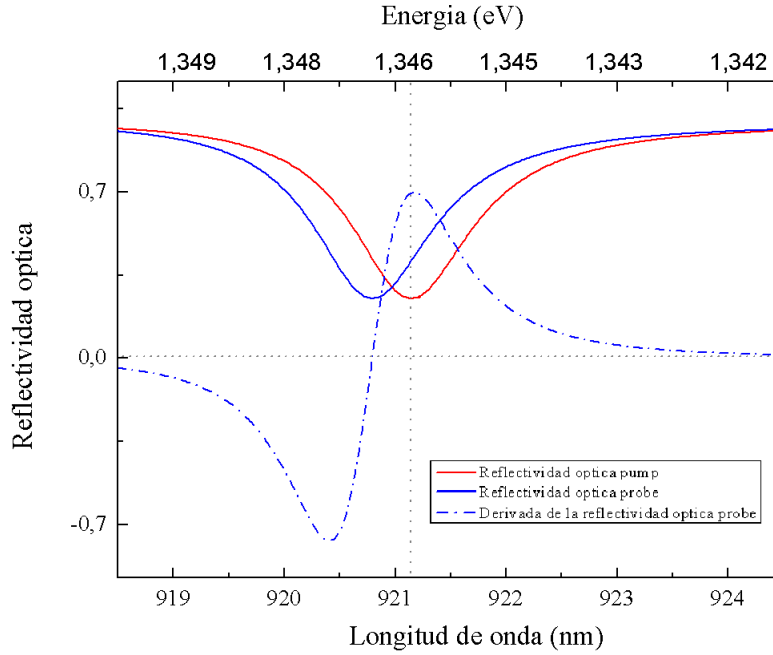


Figura 4.8: Reflectividad óptica calculada (curvas llenas) y sus derivadas (curvas punteadas) para los haces de pump y de probe considerando incidencia normal para el pump y $\theta \lesssim 1,5^\circ$ para el probe. Las líneas punteadas marcan la energía en la que el mínimo en la reflectividad del pump coincide con la derivada máxima de la reflectividad del probe.

Por último, todos los espectros fueron tomados con una potencia de excitación de $\sim 20\text{mW}$ y una potencia de detección de $\sim 4\text{mW}$, a temperatura ambiente.

4.3.2. Modo óptico confinado

La Fig. 4.9 presenta la reflectividad óptica de la muestra simulada con el método de matrices de transferencia (línea continua) y medida (puntos discretos). Los parámetros utilizados en la simulación se detallan en el apéndice A. Los puntos experimentales se obtuvieron midiendo la componente continua del fotodiodo que recibe la señal del haz del probe. El ruido en la medición es provocado por las inestabilidades del láser al cambiar la longitud de onda. El modo óptico Tamm plasmónico se encuentra en $920,95\text{nm}$, valor similar al obtenido de forma teórica en la Ec. 2.41. Se obtiene un factor de calidad nominal $Q \sim 680$, consistente con el calculado en la Fig. 2.11.

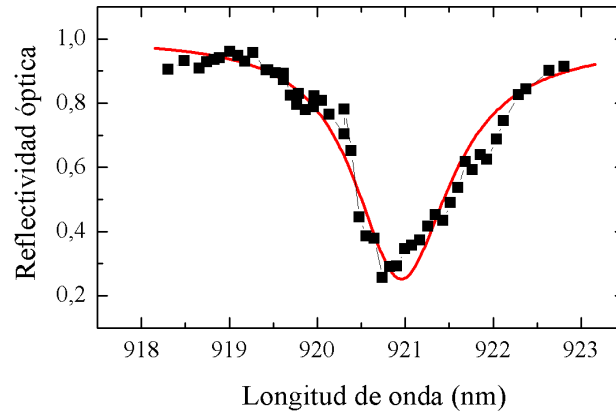


Figura 4.9: Reflectividad óptica de la muestra simulada con el método de matrices de transferencia (línea continua) y medida (puntos).

4.3.3. Respuesta electrónica

Comenzamos por analizar los datos en el dominio temporal. En la Fig. 4.10 panel (a) se exhiben nueve trazas temporales obtenidas con energías ópticas diferentes, cercanas a la energía del modo óptico Tamm plasmónico. En la Fig. 4.10 b se muestra la traza temporal obtenida con una longitud de onda $\lambda = 921,43\text{nm}$. A $t = 0$ existe una respuesta rápida del sistema, correlacionada de forma directa con el ancho temporal del pulso de excitación óptica utilizado, igual a $\sim 1\text{ps}$. Luego, el sistema evoluciona

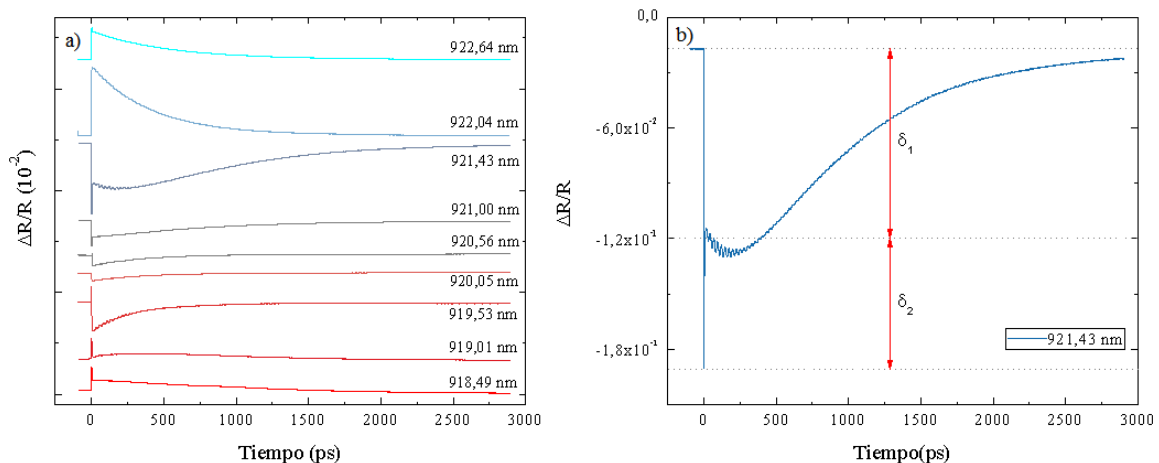


Figura 4.10: En el panel a se muestran las trazas temporales experimentales en la cavidad Tamm plasmónica con confinamiento unidimensional. El salto discontinuo a tiempo cero y el decaimiento lento posterior responden a fenómenos termo-electrónicos inducidos por el pump. En el panel b se definieron las magnitudes que dan cuenta del cambio de signo del salto electrónico, δ_1 y δ_2 .

lentamente conforme el gas excitado de electrones vuelve a su estado de equilibrio.

Montada sobre la respuesta térmica y electrónica se observan las modulaciones acústicas del índice de refracción producidas por los fonones coherentes generados con el pump. La amplitud de las modulaciones parece disminuir considerablemente después de los primeros 500ps de experimento. Discutiremos en detalle el comportamiento de la amplitud de las vibraciones durante este intervalo de tiempo en la siguiente sección.

Al variar la energía óptica de excitación, observamos que tanto la forma de la contribución termo-electrónica como la magnitud de la respuesta rápida cambian a medida que la energía del pulso óptico se acerca a la energía del modo óptico Tamm plasmónico. En la Fig. 4.11 se muestra la magnitud del salto electrónico de las trazas temporales de la Fig. 4.10 (a) en función del detuning entre la energía del modo Tamm plasmónico y la energía del pulso óptico utilizado. Se consideraron dos magnitudes

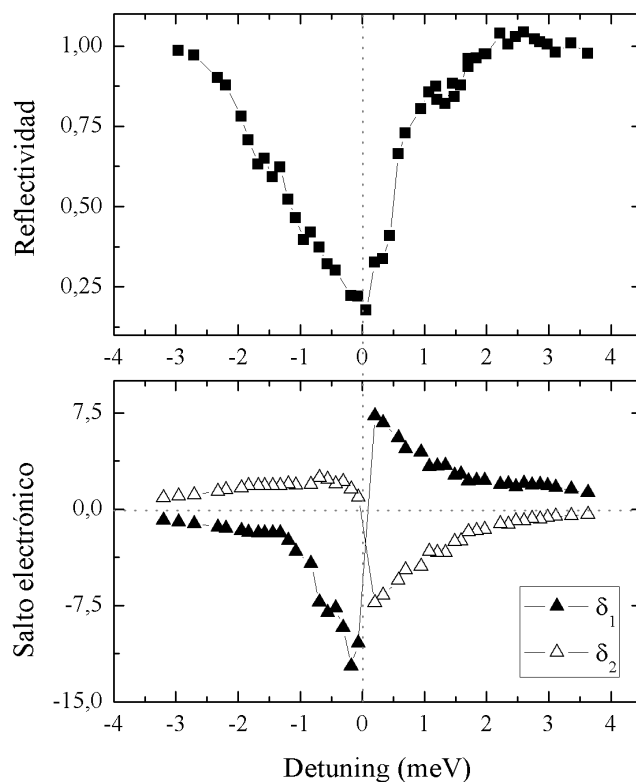


Figura 4.11: Magnitud del salto electrónico en función del detuning entre la energía del modo Tamm plasmónico y la energía del pulso óptico utilizado. Se consideraron dos magnitudes distintas, δ_1 y δ_2 , definidas en la Fig. 4.10 panel b.

distintas, a saber:

- δ_1 es la distancia entre el valor inicial de la señal electrónica antes de la coincidencia ($t < 0$) y la posición donde comienza el decaimiento lento de la señal electrónica,

- δ_2 es la distancia entre el valor máximo que tiene la señal a $t = 0$ y la posición donde comienza el decaimiento lento de la señal electrónica,

como se define en la Fig. 4.10 panel b. Como se puede ver en la Fig. 4.11, δ_1 y δ_2 tienen signos opuestos pero magnitudes distintas, por lo que su suma no es idénticamente nula. Cuando el detuning es igual a cero, δ_1 y δ_2 cambian de signo, lo que da cuenta del cambio de signo de $\Delta R/R$ al pasar por el mínimo de la curva de reflectividad.

4.3.4. Espectro vibracional típico: modos acústicos confinados y no confinados

A continuación identificaremos las vibraciones presentes en el espectro de pump-probe de la cavidad Tamm plasmónica. Comenzamos por analizar la variación normalizada de la reflectividad ($\Delta R/R$) obtenida con una energía de excitación de 920,88nm (ver Fig. 4.12 panel a y Fig. 3.6). La componente termo-electrónica fue eliminada mediante un filtro pasa-altos de tipo Savitzky-Golay cuya frecuencia de corte se tomó igual a 5GHz. Observamos que la traza temporal está caracterizada por una oscilación

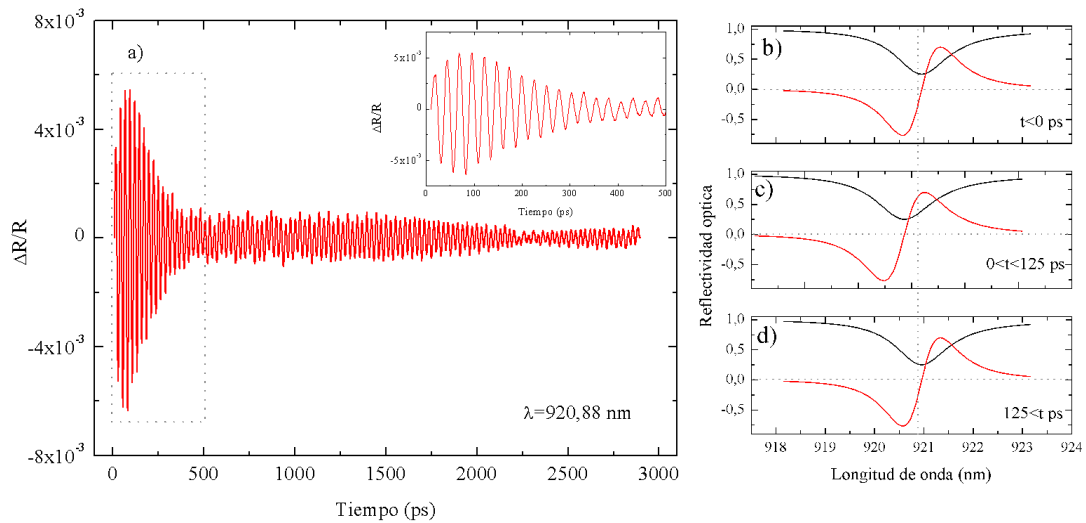


Figura 4.12: En el panel a se muestra la traza temporal obtenida con una energía de excitación de 920,88nm, sin la componente termo-electrónica. En el inset se muestra una ampliación para $0 < t < 500$ ps. Los paneles (b)-(d) muestran la evolución temporal de la curva de reflectividad de la muestra durante los primeros 500ps del experimento de pump-probe. (b) Posición inicial del modo Tamm plasmónico óptico. (c) Excitación del modo de cavidad hacia longitudes de onda mayores. (d) Relajación del modo de cavidad hacia su posición de equilibrio.

que comienza a $t = 0$, crece en amplitud hasta $t \sim 125$ ps y luego decrece rápidamente hasta $t \sim 500$ ps. A partir de los 500ps la señal se estabiliza y decrece lentamente. Para entender este comportamiento es necesario analizar la evolución temporal de la curva de reflectividad de la muestra durante los primeros 500ps del experimento.

A $t < 0$ la longitud de onda del láser no coincide con el modo óptico de cavidad (en donde la función de detección es nula) y tampoco coincide con la longitud de onda para la cual el módulo de la derivada de la reflectividad es máximo (donde la función de detección es máxima), como se indica en la Fig. 4.12 panel b con una línea punteada. La llegada del haz del pump a $t = 0$ interacciona con los electrones presentes en la muestra generando electrones fotoexcitados. La consecuencia fundamental es el corrimiento de la curva de reflectividad hacia longitudes de onda mayores. Dado que la longitud de onda del láser se mantiene constante, el aumento de la longitud de onda del modo Tamm plasmónico provoca un incremento de la función de detección y por lo tanto, un aumento de la amplitud de la señal temporal (ver Fig. 4.12 panel c). Luego, en el intervalo $125 < t < 500$ ps la curva de reflectividad se relaja hasta su posición inicial (ver Fig. 4.12 panel d) y la señal temporal se estabiliza para $t > 500$ ps.

Analicemos ahora los datos en el dominio espectral. La transformada de Fourier de la traza temporal de la Fig. 4.12 se muestra en la Fig. 4.13, en los paneles a-c. Se consideraron tres casos: $0 < t < 500$ ps, $500 < t < 3000$ ps y finalmente $0 < t < 3000$ ps. A modo de referencia, en el panel d se graficó la relación de dispersión de fonones acústicos de la superred que conforma la cavidad Tamm plasmónica, dada por la Ec. 2.16. En todos los casos, se distinguen tres modos vibracionales con vector de onda $q = 0$ y tres modos vibracionales cuyo vector de onda es $q = \pi/D$. Los modos de $q = 0$ corresponden a los primeros tres fonones acústicos replegados de centro de zona. Los modos de $q = \pi/D$ corresponden a los modos acústicos Tamm plasmónicos, y como tales se encuentran confinados en la estructura. Por esta razón, llamaremos modos vibracionales *Tamm* a las vibraciones que posean $q = 0$ y modos vibracionales *propagantes* a las que posean $q = \pi/D$. En la Fig. 4.14 se graficaron los campos de desplazamiento calculados mediante el método de matrices de transferencia para el primer modo vibracional propagante, de frecuencia ~ 40 GHz (panel a) y para el primer modo vibracional Tamm, de frecuencia ~ 20 GHz (panel b). El modo vibracional propagante es un modo extendido espacialmente en la superred que conforma la cavidad Tamm plasmónica, al contrario al modo vibracional Tamm cuya amplitud decae en los primeros $\sim 1,5\mu\text{m}$ de la muestra. La amplitud del modo propagante es mucho menor que la amplitud del modo Tamm, ya que este último se encuentra confinado y amplificado.

Volviendo al análisis de la Fig. 4.13, las intensidades relativas de los fonones no varían según el intervalo temporal considerado, siendo el fonón más intenso el de frecuencia ~ 38 GHz. En los paneles e-g se muestra una ampliación de los espectros en la región de 36-42GHz, y en el panel h la ampliación de la relación de dispersión. Cabe destacarse que la brecha acústica de energía prohibida no se encuentra totalmente cerrada, porque los espesores de la superred se eligieron de forma tal de eliminar la brecha *óptica* de energía prohibida. Aunque $\beta^{\text{acust}} \sim \beta^{\text{opt}}$, se obtiene una pequeña banda de rechazo acústica.

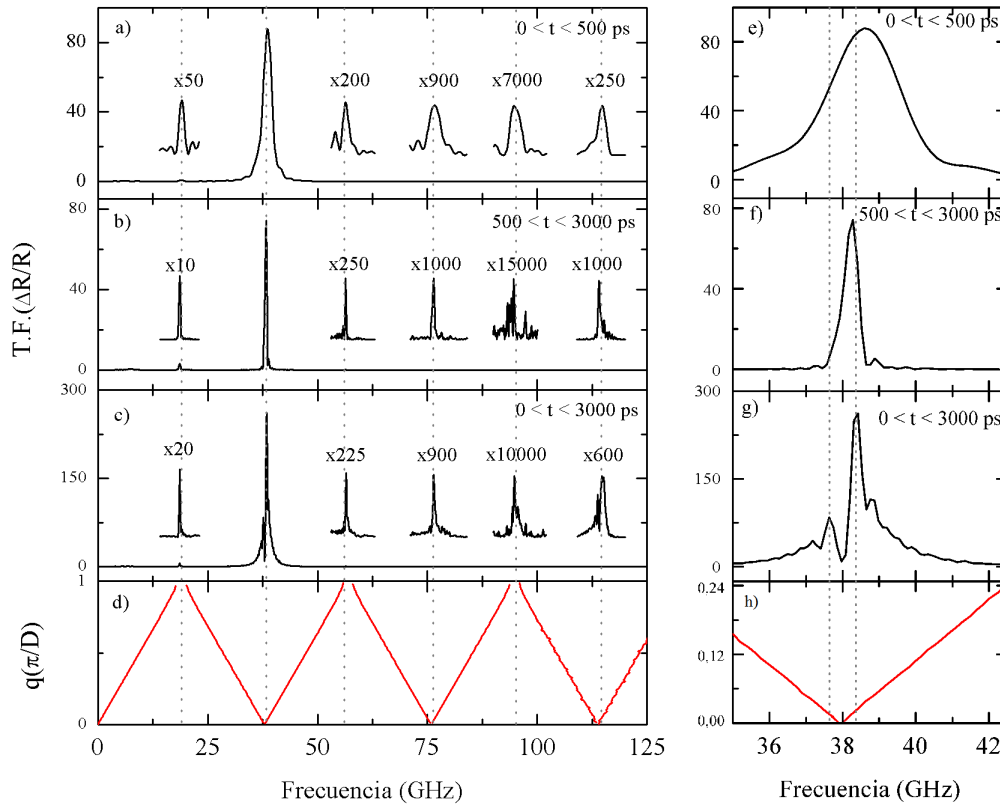


Figura 4.13: Transformada de Fourier de la variación normalizada de la reflectividad presentada en la Fig. 4.12. Para la FFT se consideraron tres intervalos temporales diferentes: $0 < t < 500$ ps (panel a), $500 < t < 3000$ ps (panel b) y finalmente $0 < t < 3000$ ps (panel c). Como referencia, en el panel d se encuentra la relación de dispersión de la superred que conforma la cavidad Tamm plasmónica. En los paneles e-h se realizó una ampliación de la región 36-42GHz.

Comenzamos por analizar los fonones de los paneles e y f. Ambos tienen intensidades similares, pero el ancho espectral del fonón obtenido realizando la transformada de Fourier en el intervalo $0 < t < 500$ ps (~ 4 GHz) es mucho mayor que el ancho espectral del fonón obtenido del intervalo $500 < t < 3000$ ps (~ 1 GHz). Esto es así pues al tener menor cantidad de puntos muestreados sobre la señal discreta, el núcleo de Dirichlet asociado a la medición aumenta el ancho espectral de su lóbulo principal ensanchando los picos experimentales reales [44]. Por consiguiente, la resolución espectral de la transformada de Fourier disminuye. Pasemos ahora al doblete obtenido al realizar la transformada de Fourier en el intervalo total de medición (panel h). Debido a las reglas de simetría discutidas en la Sec. 3.2.8, sabemos que para $q = 0$ sólo uno de los fonones de los extremos de la brecha de energía prohibida está permitido, el que posee simetría par respecto de las reflexiones de los planos bisectrices de las capas que conforman la superred. Se sigue entonces que la presencia de dos picos no puede ser de origen vibracional. En realidad, la variación de la función de detección durante los primeros 500 ps

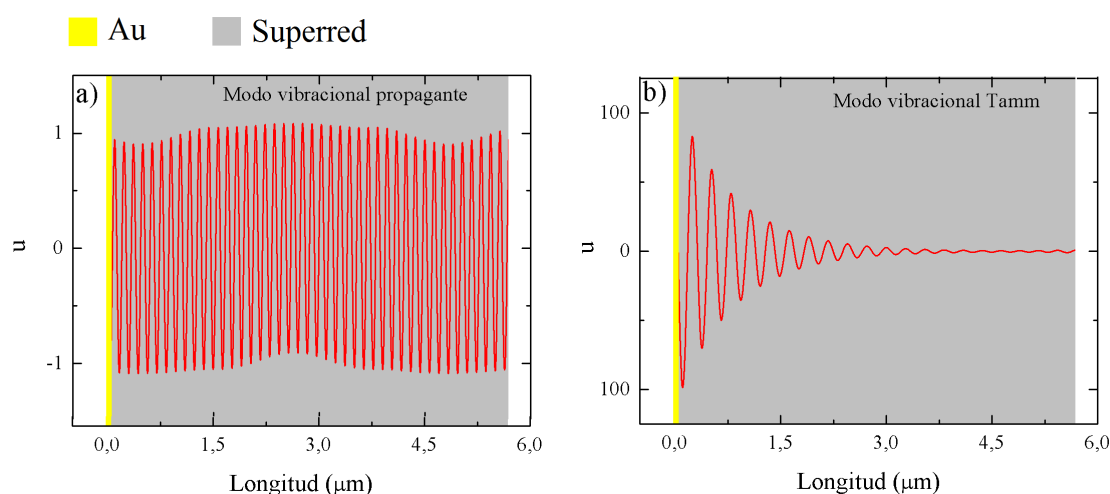


Figura 4.14: Campos de desplazamiento calculados mediante el método de matrices de transferencia para el primer modo vibracional propagante, de frecuencia $\sim 40\text{GHz}$ (panel a) y para el primer modo vibracional Tamm, de frecuencia $\sim 20\text{GHz}$ (panel b). Como referencia se indican la capa metálica y la superred que conforman la cavidad Tamm plasmónica.

del experimento induce cambios en los vectores de onda vibratoriales que se detectan y con ellos un doblete. Por este motivo, para los análisis subsiguientes utilizaremos el intervalo temporal $500 < t < 3000\text{ps}$.

Habiendo discutido la evolución temporal de la variación normalizada de la reflectividad e identificado las vibraciones presentes en el dominio espectral, pasamos ahora al análisis de los cálculos de $\Delta R/R$. La simulación del espectro de frecuencias debe compararse con el experimento en el rango temporal de $500 < t < 3000\text{ps}$, ya que en los cálculos realizados no se tienen en cuenta los efectos del movimiento de la curva de reflectividad que suceden durante los primeros 500ps del experimento. Los parámetros utilizados se especifican en el apéndice A. Las constantes de generación K y las de detección P se tomaron iguales a 1 en el Au , GaAs e InGaAs , e iguales a 0 en el $\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}$ y $\text{Al}_{0,95}\text{Ga}_{0,05}\text{As}$. Los datos experimentales obtenidos para el intervalo $500 < t < 3000\text{ps}$ se muestran en la Fig. 4.15 panel (a), y los resultados de la simulación para el mecanismo fotoelástico y el mecanismo de desplazamiento de las interfaces se muestran en los paneles b y c, respectivamente (ver Ecs. 3.30 y 3.31). Los espectros se normalizaron tomando la intensidad del fonón de $38,25\text{GHz}$ igual a 1. Comparando con los datos experimentales con los simulados observamos que el aspecto general de los espectros es satisfactorio. En particular, las frecuencias calculadas para los fonones se corresponden con las medidas en el experimento. En cuanto a las intensidades relativas de los fonones, todos los picos simulados resultan ser más intensos que los experimentales, a excepción del primer modo vibracional Tamm.

Con el objetivo de comprender en detalle cómo es la generación y detección de los fonones confinados y no confinados en la cavidad Tamm plasmónica, hemos calculado

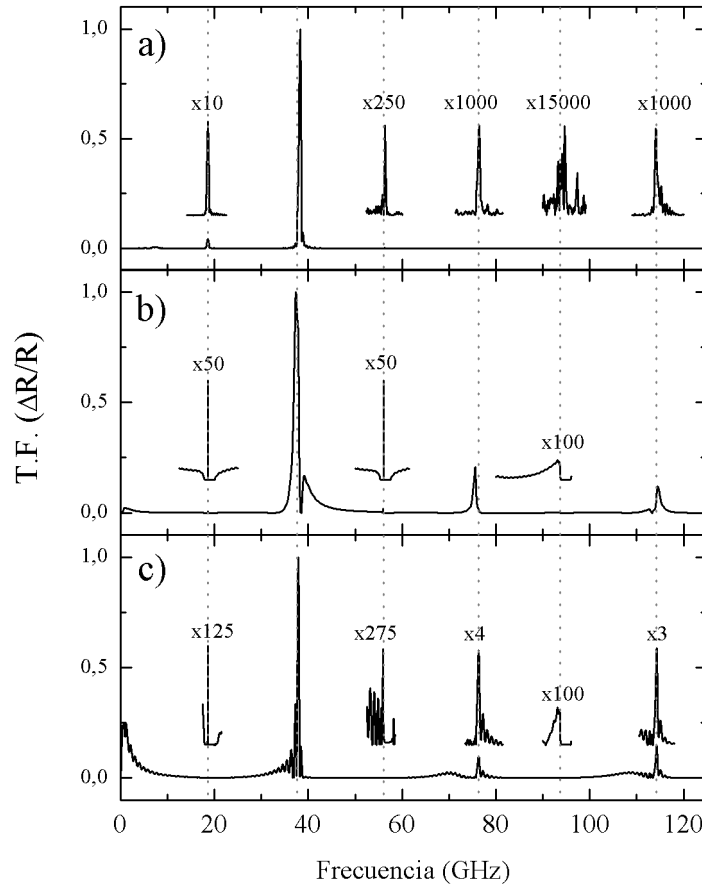


Figura 4.15: Transformada de Fourier de la traza temporal experimental ($500 < t < 3000$ ps, panel a) y transformada de Fourier de la traza temporal simulada teniendo en cuenta el mecanismo fotoelástico (panel b) y el mecanismo de desplazamiento de las interfaces (panel c).

por separado la función generación y la función detección para los mecanismos fotoelástico y de desplazamiento de las interfaces. Consideramos cuatro casos diferentes:

1. las constantes de generación en el oro K_{Au} , el arsenuro de galio K_{GaAs} y los puntos cuánticos K_{InGaAs} y las de detección P_{Au} , P_{GaAs} y P_{InGaAs} se consideraron iguales a 1, como en los espectros de la Fig. 4.15 paneles b y c (ver Fig. 4.16 paneles (a) y (e) para el mecanismo fotoelástico e (i) y (m) para el mecanismo de desplazamiento de las interfaces),
2. la constantes de generación en el arsenuro de galio K_{GaAs} y la de detección P_{GaAs} se consideraron iguales a 1 (Fig. 4.16 paneles (b) y (f) para el mecanismo fotoelástico y (j) y (n) para el mecanismo de desplazamiento de las interfaces),
3. la constantes de generación en el oro K_{Au} y la de detección P_{Au} se consideraron iguales a 1 (Fig. 4.16 paneles (c) y (g) para el mecanismo fotoelástico y (k) y (ñ) para el mecanismo de desplazamiento de las interfaces),

4. la constantes de generación en los puntos cuánticos K_{InGaAs} y la de detección P_{InGaAs} se consideraron iguales a 1 (Fig. 4.16 paneles (d) y (h) para el mecanismo fotoelástico y (l) y (o) para el mecanismo de desplazamiento de las interfaces),

y el resto de las constantes se consideraron iguales a 0. En particular, en todos los casos las constantes de generación y detección en el arsenuro de aluminio se consideraron nulas porque el gap de energía de este material es $E_g^{AlAs} = 2\text{eV} = 620\text{nm}$, valor muy alejado de la energía del modo óptico Tamm plasmónico (es decir, del láser). Los espectros se normalizaron tomando la intensidad del fonón de 38,25GHz del caso 1 igual a 1. La función generación es la misma para ambos mecanismos de detección: fotoelástico y desplazamiento de las interfaces.

La mayor contribución a los espectros de generación y de detección de los paneles a e i proviene del *GaAs* en la superred (paneles b y j). En el caso del mecanismo fotoelástico, la segunda contribución más importante proviene de los puntos cuánticos y luego del *Au* (paneles c y d), al contrario de lo que sucede con el mecanismo de movimiento de las interfaces, en donde la segunda contribución más importante es la de la superficie de la muestra (paneles k y l).

La forma funcional de la función generación y detección obtenidas en los paneles (a), (b), (i) y (j) es la que más se asemeja al experimento. Los picos más intensos corresponden a modos vibracionales propagantes, siguiendo la regla de selección descrita en la Sec. 3.2.8. Los espectros de generación y de detección en el *Au* y el *InGaAs* son similares (paneles (c), (d), (k) y (l)), y poseen una distribución de intensidades extendida en frecuencias salvo para las frecuencias pertenecientes a las brechas de energía prohibida para la superred, en donde se distinguen los modos vibracionales Tamm. Este comportamiento es causado por la fuerte localización espacial de las funciones de generación y de detección (45nm en el caso del *Au* y 3nm en el caso de los puntos cuánticos), que se corresponde con una generación y detección blanca de fonones en el dominio espectral, limitada por las brechas de energía prohibida de la superred que compone la cavidad Tamm plasmónica.

Mirando con detalle al primer modo vibracional confinado, en 18,6GHz, se puede ver que en el caso del mecanismo fotoelástico la contribución más significativa en la generación y la detección sigue siendo la dada por la superred. No obstante, la generación y detección relativa de dicho mecanismo en el *Au* y el *InGaAs* para el modo vibracional no confinado de 38,25GHz es mucho más pequeña que la generación y detección relativa para el modo confinado de 18,6GHz. Por ejemplo, los puntos cuánticos de *InGaAs* tienen una amplitud de generación ~ 20 veces menor que el *GaAs* para el modo de 38,25GHz pero sólo ~ 3 veces menor que el *GaAs* para el modo de 18,6GHz. Esto es, 40 capas de 62,5nm generan al modo Tamm con amplitud sólo ~ 3 veces mayor que una capa de 3nm de puntos cuánticos de *InGaAs*. Lo mismo sucede con la detec-

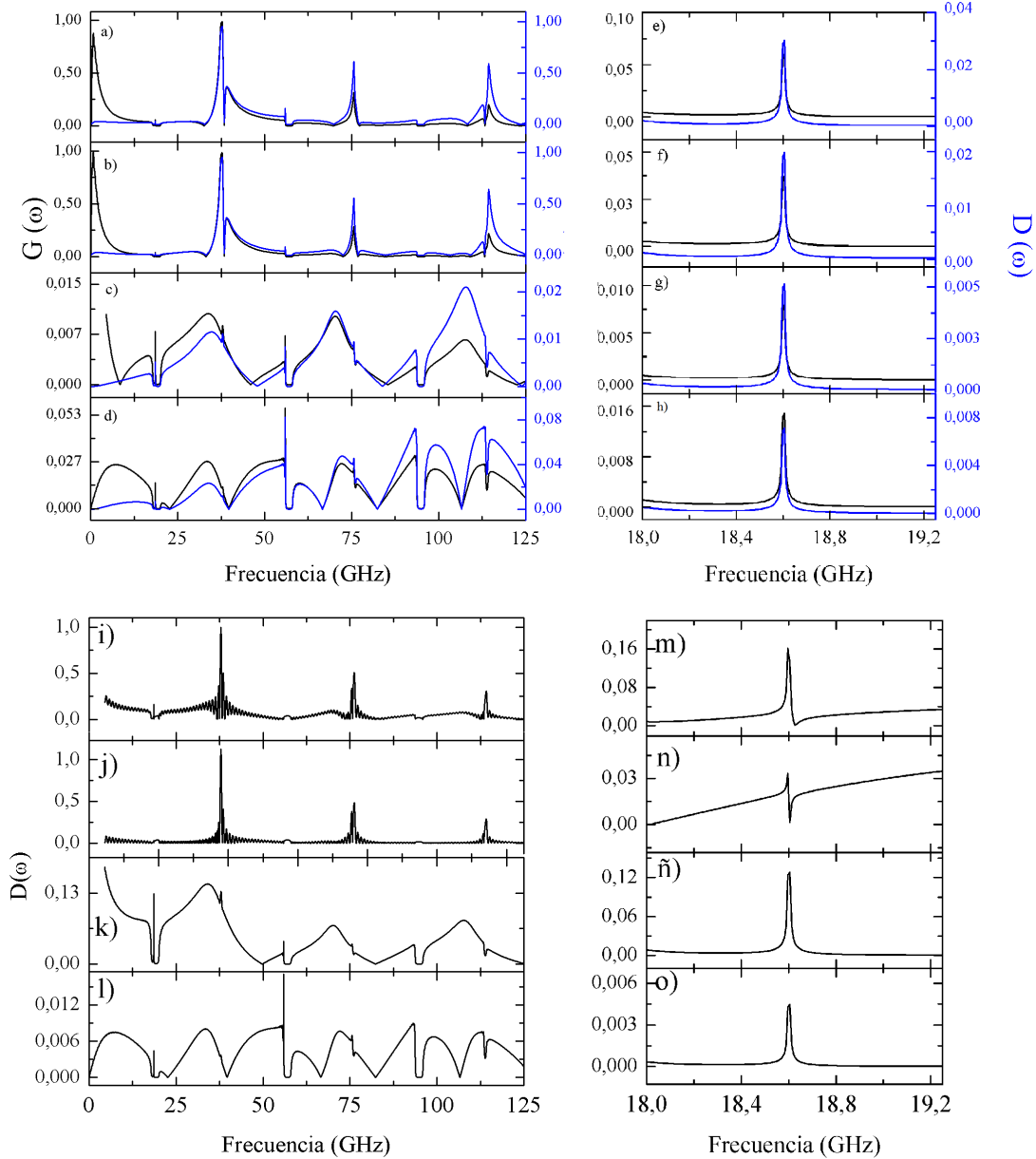


Figura 4.16: Cálculos de la función generación y de la función detección para el mecanismo fotoelástico (paneles a-h) y de desplazamiento de las interfaces (paneles i-o). Paneles a e i: las constantes de generación en el oro K_{Au} , el arsenuro de galio K_{GaAs} y los puntos cuánticos K_{InGaAs} y las de detección P_{Au} , P_{GaAs} y P_{InGaAs} se consideraron iguales a 1. Paneles b y j: la constantes de generación en el arsenuro de galio K_{GaAs} y la de detección P_{GaAs} se consideraron iguales a 1. Paneles c y k: la constantes de generación en el oro K_{Au} y la de detección P_{Au} se consideraron iguales a 1. Paneles d y l: la constantes de generación en los puntos cuánticos K_{InGaAs} y la de detección P_{InGaAs} se consideraron iguales a 1. El resto de las constantes se consideraron iguales a 0. Los paneles e-h y m-o presentan una ampliación de la zona de 18-19,25GHz para cada caso.

ción relativa del modo Tamm respecto del modo propagante. La amplitud de detección pasa de ser ~ 10 veces menor a sólo ~ 3 veces menor. En el caso del mecanismo de detección por movimiento de las interfaces de la microestructura, el modo Tamm se presenta más intenso en el *Au* que en el *GaAs*.

4.3.5. Trazas temporales y espectros en función de la energía óptica de excitación

Centramos ahora la discusión en la intensidad de los fonones identificados en la sección anterior al variar la frecuencia de la energía óptica de excitación en la vecindad de la energía del modo óptico Tamm plasmónico. En la Fig. 4.17 (a) se muestran las

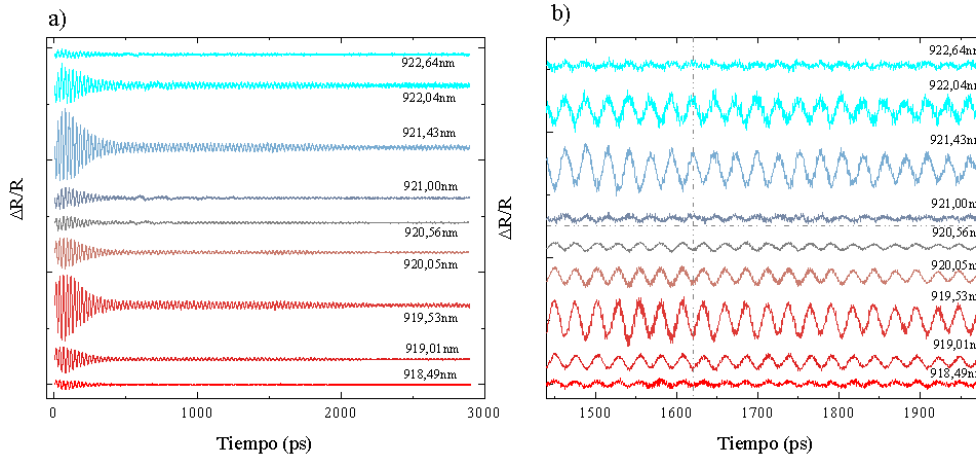


Figura 4.17: Trazas temporales sin la componente termo-electrónica para distintas energías de excitación del láser (panel a). En el panel b, se realizó una ampliación del intervalo $1500 \lesssim t \lesssim 1900$ ps, y se destacó el cambio de fase que sufren las vibraciones al cambiar el signo de la pendiente de la curva de reflectividad.

trazas temporales obtenidas para distintas energías de excitación óptica (las mismas que las que se presentaron en la Fig. 4.10 (a)), sin la componente termo-electrónica. El tratamiento numérico utilizado para extraer dichas contribuciones es el mismo que se utilizó en la sección anterior. Mirando en detalle la región $1500 \lesssim t \lesssim 1900$ ps, notamos que la fase de las vibraciones cambia en π al cambiar de signo la pendiente de la curva de reflectividad óptica.

En la Fig. 4.18 se muestran las transformadas de Fourier de las trazas temporales de la Fig. 4.17 (a), para el intervalo $0 < t < 500$ ps (panel a) y $500 < t < 3000$ ps (panel b). Los espectros se encuentran graficados en cascada para su mejor visualización, y la línea punteada es una guía para la vista que marca la posición del primer modo vibracional propagante. La intensidad de los picos crece en dos oportunidades, en 919,53 y 921,43nm, sin importar el intervalo temporal considerado. Esto demuestra que la elección de la energía óptica respecto del modo Tamm plasmónico permite amplificar la respuesta vibracional de la muestra.

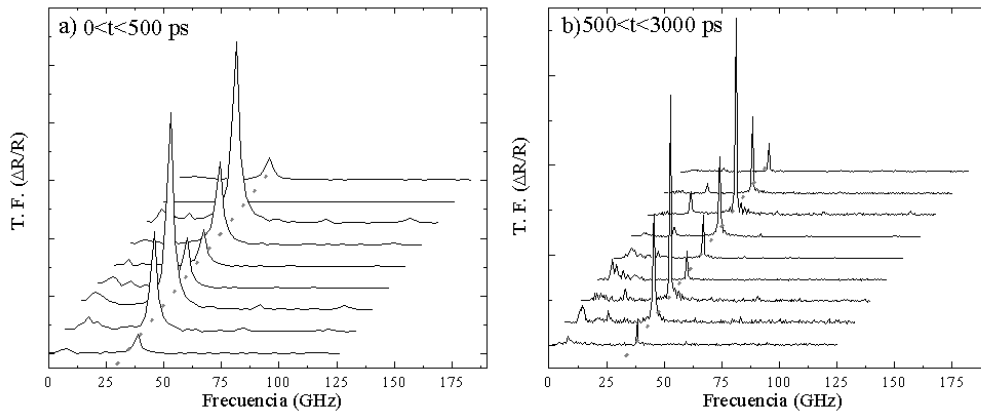


Figura 4.18: Transformadas de Fourier de las trazas temporales presentadas en la Fig. 4.17 (a), para el intervalo $0 < t < 500$ ps (panel a) y $500 < t < 3000$ ps (panel b).

En la Fig. 4.19 se muestran las intensidades de los fonones en función de la diferencia de energía entre el modo óptico Tamm plasmónico y la energía óptica de excitación, para $0 < t < 500$ ps y $500 < t < 3000$ ps (paneles a y b, respectivamente). Como referencia también se presentan la magnitud del salto electrónico (definido en la Sec. 4.3.3) y la reflectividad óptica de la muestra y su derivada, donde los puntos discretos son los resultados del experimento y la línea continua es el resultado de la simulación numérica realizada con el método de matrices de transferencia.

El comportamiento general de las curvas es similar para los dos intervalos de tiempo considerados. En líneas generales, la intensidad de las vibraciones crece cuando la diferencia de energía entre el modo óptico y el láser es igual a ~ 1 meV y ~ 2 meV. Si bien se espera que la amplitud de los fonones crezca en donde el módulo de la derivada de la reflectividad es máximo, en la Fig. 4.19 se puede ver que esto no sucede. En el caso de la resonancia ubicada en ~ 1 meV el aumento de intensidad coincide con los dos escalones que presenta la curva experimental de la derivada de la reflectividad. Esto último también explica la estructura doble de la resonancia. Por otro lado, el aumento de intensidad ubicado en ~ 2 meV no se corresponde con un aumento de la derivada de la reflectividad experimental o teórica. En este caso, el incremento de la intensidad de las vibraciones podría deberse a la presencia de una transición de orden superior de los puntos cuánticos de *InGaAs* que interacciona con el haz del probe y tiene como consecuencia un aumento de la intensidad de las vibraciones. También resultan llamativos los picos de intensidad presentes para ~ 0 meV en el panel (a) sólo para los modos vibracionales Tamm (18,41 y 56,74GHz). Esto podría indicar un comportamiento especial de los modos confinados respecto de los propagantes cuando la energía de excitación del haz del probe coincide con la energía del modo óptico Tamm plasmónico.

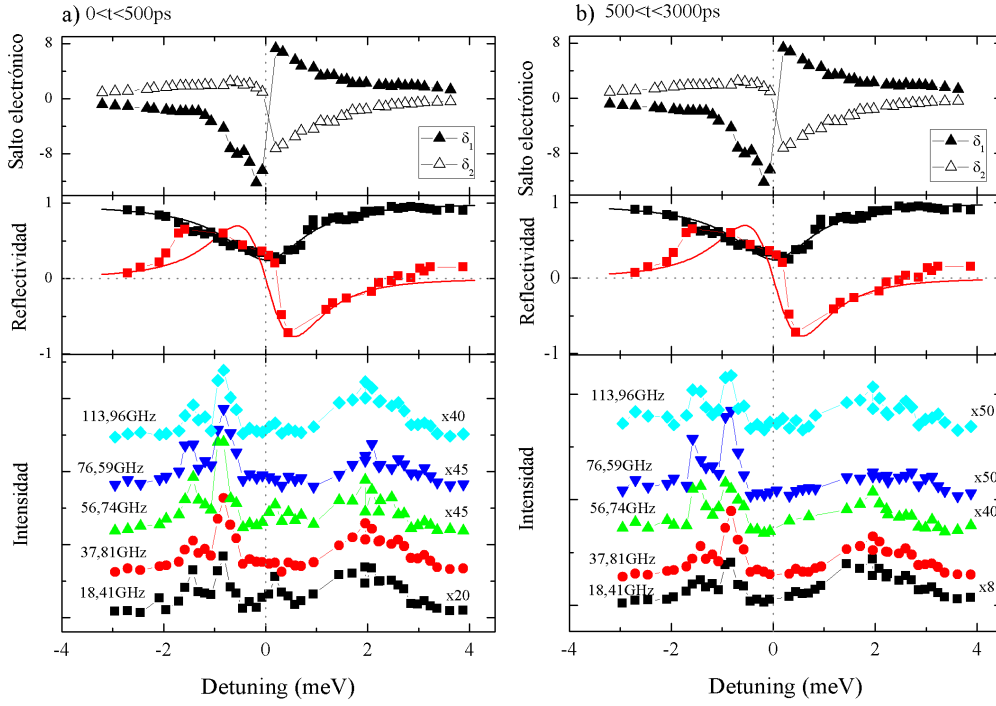


Figura 4.19: Dependencia de la intensidad de los fonones en función de la diferencia de energía entre el modo óptico Tamm plasmónico y la energía óptica de excitación, para $0 < t < 500\text{ps}$ y $500 < t < 3000\text{ps}$ (paneles inferiores a y b). En ambos casos, el panel superior muestra la magnitud del salto electrónico en función de la diferencia de energía entre el láser y el modo óptico confinado. Las curvas negra y roja del panel intermedio representan los resultados de la simulación de la reflectividad óptica y de su derivada, y los puntos discretos los resultados experimentales.

4.3.6. Regímenes de decaimiento y tiempos de vida media

Para analizar los regímenes de decaimiento de los fonones en la cavidad Tamm plasmónica hemos calculado la transformada de Fourier por ventanas de la señal experimental presentada en la Fig. 4.12 panel a y de la traza temporal simulada (ver Fig. 4.20). En la transformada de Fourier por ventanas, se define una ventana temporal de extensión menor al tiempo total de experimento. Luego, el centro de la ventana se desplaza de manera continua a lo largo de los 3000ps del rango temporal total de medición. De esa manera, utilizando esta herramienta podemos identificar las frecuencias presentes en la señal a diferentes intervalos temporales.

En ambos espectros, experimental y simulado, se distinguen los primeros dos modos vibracionales confinados (con frecuencias iguales a ~ 20 y ~ 56 GHz), y tres modos vibracionales no confinados (con frecuencias iguales a ~ 40 , ~ 76 y ~ 114 GHz). En la Fig. 4.21 se muestra el logaritmo natural de la intensidad experimental de los fonones de la cavidad Tamm plasmónica en función del tiempo.

De las pendientes de las curvas se puede obtener el tiempo de vida medio de los fonones confinados en la cavidad, y entender la dinámica del régimen de decaimiento

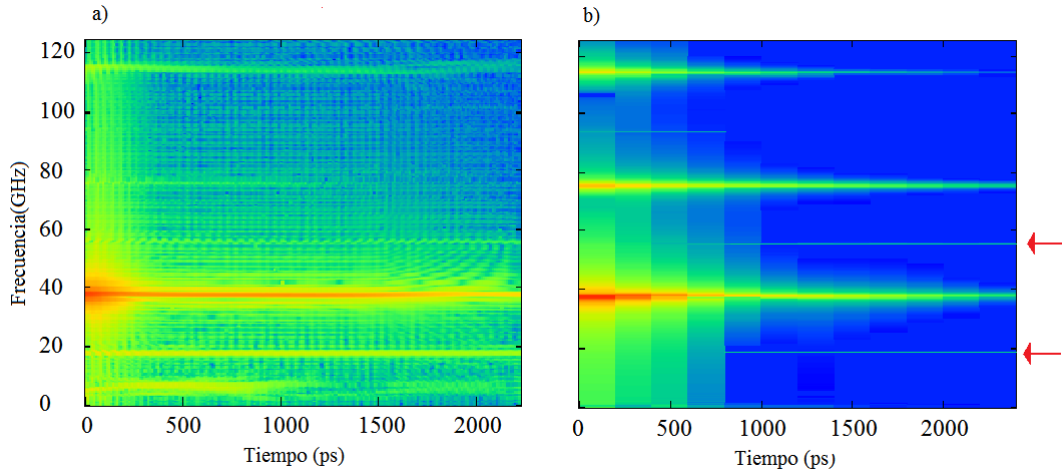


Figura 4.20: Transformada de Fourier de las trazas temporales efectuadas por ventanas temporales sucesivas. El valor central de la ventana se desplaza a lo largo de todo el rango temporal estudiado y define la coordenada del eje denominado "Tiempo". El panel a muestra la transformada de la traza temporal experimental y el panel b muestra la transformada de la traza temporal simulada. Las flechas rojas indican la posición de los primeros dos modos vibracionales Tamm.

de los fonones no confinados. Para los modos Tamm vibracionales se obtuvo un tiempo de vida medio igual a (2800 ± 500) ps (paneles c y d). El valor fue obtenido descartando los primeros 500ps del experimento, ya que durante ese intervalo de tiempo la intensidad de los fonones se ve modulada por el movimiento del modo Tamm plasmónico. Reemplazando el tiempo de vida medio en la Ec. 2.45 se obtiene que el factor de calidad acústico de la cavidad es $Q \sim 52$ para el primer modo confinado y $Q \sim 160$ para el segundo.

El decaimiento de la intensidad de los fonones no confinados se puede entender analizando el tiempo de tránsito de los mismos a lo largo de la superred que conforma la cavidad Tamm plasmónica. A $t = 0$ el haz del pump genera una deformación que se extiende a lo largo de toda la superred. El gradiente de la deformación es el término fuente de la ecuación de ondas que describe a las vibraciones del sistema. Por esta razón, luego de $t = 0$ la evolución temporal del sistema queda determinada por las soluciones de la ecuación de ondas, que nos dice que dos paquetes de ondas se propagan en sentidos opuestos en la dirección perpendicular a las interfaces de la superred. El primer paquete escapa hacia el sustrato de *GaAs* sobre el que se encuentra depositada la muestra. El segundo paquete de ondas se refleja progresivamente en la interfaz *Au/Aire* y luego se dirige hacia el sustrato. En consecuencia, para los fonones de 37,81GHz y 113,96GHz se observa un quiebre en las curvas de intensidad en función del tiempo ubicado a ~ 1700 ps, que corresponde al tiempo de permanencia en la superred del paquete de ondas que se dirige hacia el sustrato. Por este motivo, para cada uno de estos fonones se obtienen dos tiempos de decaimiento diferentes, iguales a (962 ± 10) ps y (2280 ± 30) ps para el fonón de 37,81GHz e iguales a (580 ± 70) ps y (2600 ± 500) ps para el fonón de 113,96GHz.

En el caso del fonón de 76,59GHz sólo se distingue un tiempo de decaimiento que resulta igual a (930 ± 70) ps.

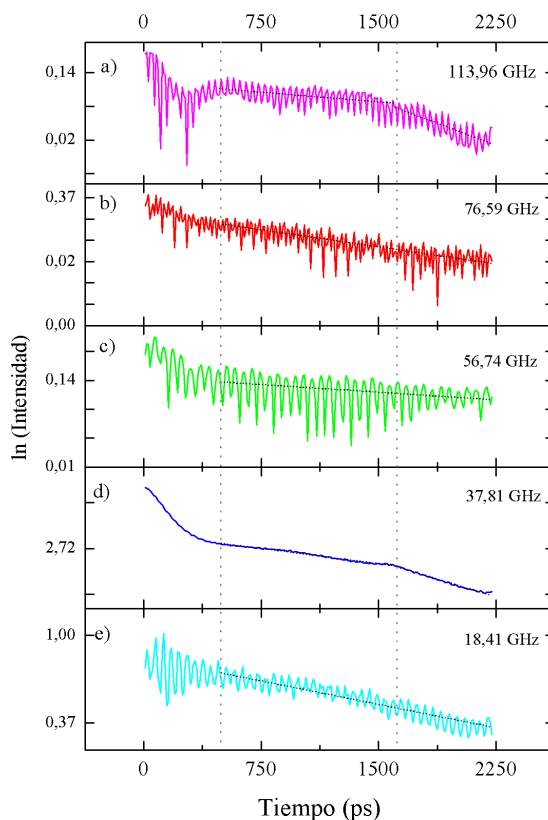


Figura 4.21: Logaritmo natural de la intensidad experimental de los fonones de la cavidad Tamm plasmónica en función del tiempo. Panel a: $f = 113,96$ GHz. Panel b: $f = 76,59$ GHz. Panel c: $f = 56,74$ GHz. Panel d: $f = 37,81$ GHz. Panel e: $f = 18,41$ GHz. La primer línea vertical punteada está situada en $t = 500$ ps. La segunda línea vertical punteada indica el quiebre de las curvas en los paneles a y d. Las líneas punteadas de color negro ubicadas sobre las curvas son guías para la vista y resaltan el comportamiento lineal de las mismas.

4.4. Resultados de los experimentos de acústica de picosegundos a temperatura de nitrógeno líquido

En esta sección presentaremos los resultados de los experimentos de acústica de picosegundos realizados sobre la muestra Tamm plasmónica con confinamiento unidimensional a temperatura de nitrógeno líquido. Los aspectos a discutir incluyen los temas discutidos en la sección anterior, prestando especial énfasis en las consecuencias del corrimiento de la energía del modo óptico Tamm plasmónico en relación con su sintonización con el ensamble de puntos cuánticos. En particular, veremos que la intensidad relativa de los fonones crece respecto de los resultados obtenidos a temperatura ambiente.

4.4.1. Modo óptico confinado

La Fig. 4.22 presenta la reflectividad óptica de la muestra medida con la componente continua del fotodiodo que recibe la señal del haz del probe. El modo óptico Tamm plasmónico se encuentra en 912,23nm. De la figura, se obtiene un factor de calidad $Q \sim 563$.

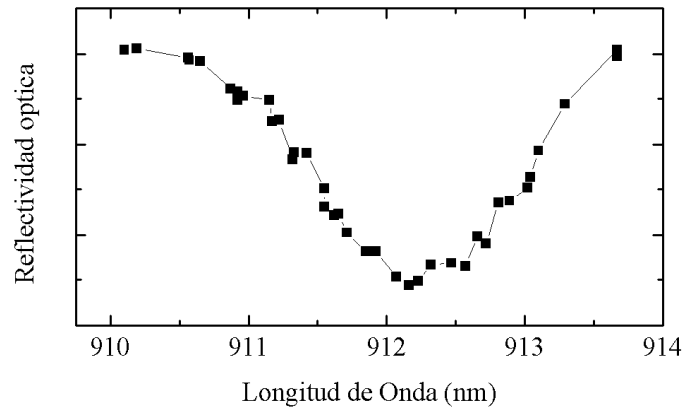


Figura 4.22: Reflectividad óptica de la muestra medida con la componente continua del fotodiodo que recibe la señal del haz del probe a temperatura de nitrógeno líquido.

4.4.2. Respuesta electrónica

Comenzamos por analizar los datos en el dominio temporal. En la Fig. 4.23 se exhiben nueve trazas temporales obtenidas con energías ópticas diferentes, cercanas a la energía del modo óptico Tamm plasmónico. El comportamiento de la parte electrónica

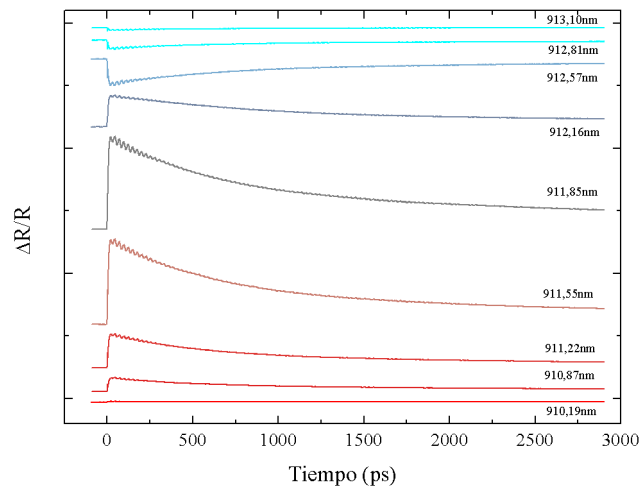


Figura 4.23: Variación normalizada de la reflectividad al cambiar la energía óptica de excitación alrededor de la energía del modo óptico Tamm plasmónico.

de las trazas temporales es análogo al descrito en la Sec. 4.3.3, existiendo una respuesta

rápida del sistema y otra lenta, relacionada con el tiempo de termalización del gas de electrones y el tiempo de recombinación de los pares electrón-hueco. Al variar la energía óptica de excitación, tanto la forma de la contribución termo-electrónica como la magnitud de la respuesta del sistema cambian a medida que la energía del pulso óptico se acerca a la energía del modo óptico Tamm plasmónico.

En el panel inferior de la Fig. 4.24 se muestra la magnitud del salto electrónico de las trazas temporales de la Fig. 4.23 en función de la diferencia de energía entre el modo Tamm plasmónico y el pulso óptico utilizado. Se consideraron las mismas magnitudes que en la Sec. 4.3.3, δ_1 y δ_2 . A diferencia de lo que sucede a temperatura ambiente,

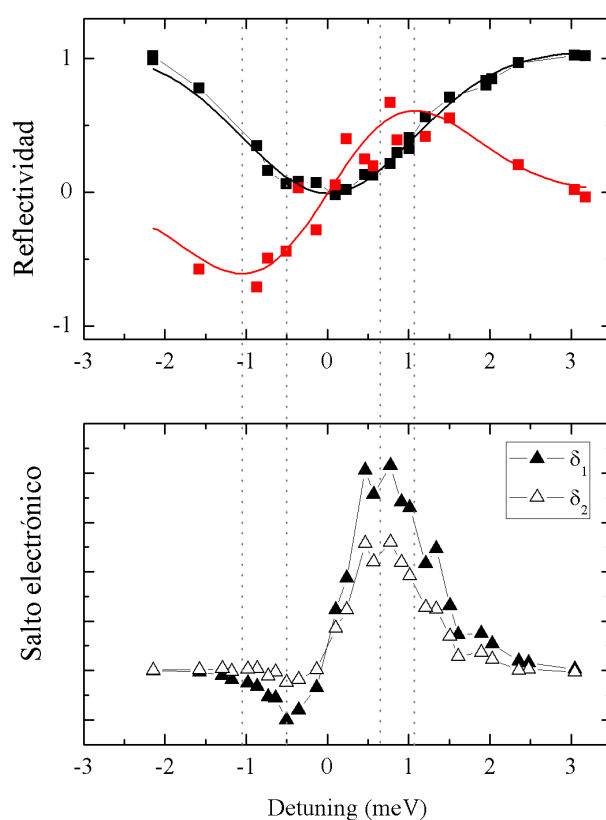


Figura 4.24: Magnitud del salto electrónico en función del detuning entre la energía del modo Tamm plasmónico y la energía del pulso óptico utilizado. Se consideraron dos magnitudes distintas, δ_1 y δ_2 , definidas en la Sec. 4.3.3. En el panel superior se graficó la reflectividad óptica y su derivada, y las líneas continuas son guías para la vista.

en este caso δ_1 y δ_2 tienen igual signo, siendo δ_1 mayor en módulo que δ_2 . Cuando el detuning es igual a cero, δ_1 y δ_2 cambian de signo, lo que da cuenta del cambio de signo de $\Delta R/R$ al pasar por el mínimo de la curva de reflectividad. Los máximos del salto electrónico ocurren corridos de los máximos del módulo de reflectividad. Volveremos sobre este punto en la Sec. 4.4.4.

El comportamiento general de la respuesta termo-electrónica es más simple que en

el caso de las mediciones realizadas a temperatura ambiente. Una posible explicación es que el modo Tamm plasmónico a temperatura de nitrógeno líquido está en una región energética fuera de los estados del continuo electrónico.

4.4.3. Espectro vibracional típico: modos acústicos confinados y no confinados

En la Fig. 4.25 panel (a) se muestra la variación normalizada de la reflectividad ($\Delta R/R$) obtenida con una energía de excitación de 911,33nm, y en el panel (b) se muestra la misma traza temporal sin su componente termo-electrónica. El comportamiento de la amplitud de las vibraciones durante los primeros 500ps del experimento es el mismo que a temperatura ambiente. El movimiento del modo óptico confinado modula la función respuesta del haz del probe, provocando que las oscilaciones crezcan hasta $t \sim 125$ ps y luego decrezcan rápidamente hasta $t \sim 500$ ps (ver el inset de la Fig. 4.25 (b)).

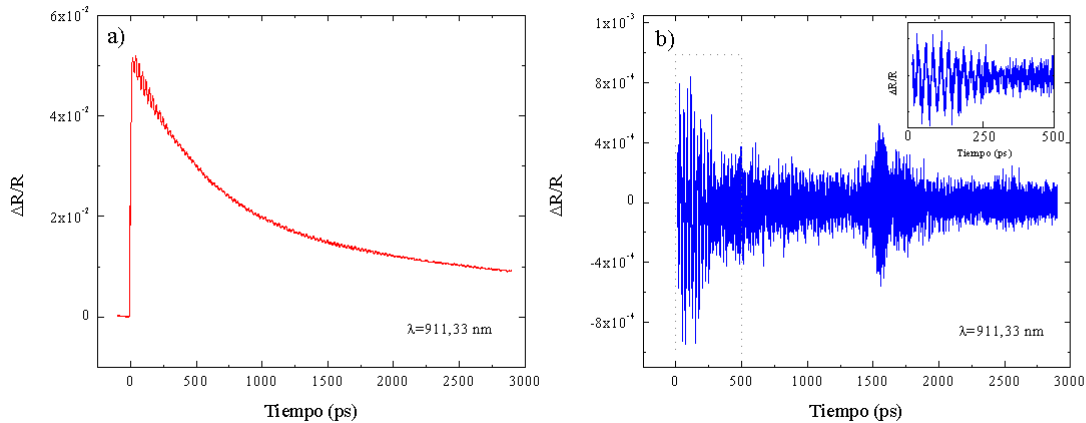


Figura 4.25: En el panel a se muestra la traza temporal obtenida con una energía de excitación de 911,13nm, y en el panel b se muestra la misma traza sin la componente termo-electrónica. En el inset del panel b se graficó el intervalo $0 < t < 500$ ps.

Analicemos ahora los datos en el dominio espectral. La transformada de Fourier de la traza temporal de la Fig. 4.25 (b) para $500 < t < 3000$ ps se muestra en la Fig. 4.26. No se consideraron los casos $0 < t < 500$ ps y $0 < t < 3000$ ps porque su discusión se realizó en la Sec. 4.3.4. A modo de referencia, en el panel inferior se graficó la relación de dispersión de fonones acústicos de la superred que conforma la cavidad Tamm plasmónica, dada por la Ec. 2.16. Se distinguen los modos vibracionales Tamm y tres modos vibracionales propagantes. El espectro se encuentra normalizado de modo que la intensidad del primer fonón propagante, de ~ 40 GHz, tenga intensidad igual a 1. Un aspecto importante que hay que destacar es que la amplitud relativa de las vibraciones confinadas respecto del modo propagante de ~ 40 GHz aumenta considerablemente al

disminuir la temperatura del sistema (ver Figs. 4.13 (b) y 4.26), como consecuencia de la mejora en el acoplamiento entre el modo óptico y el ensamble de puntos cuánticos.

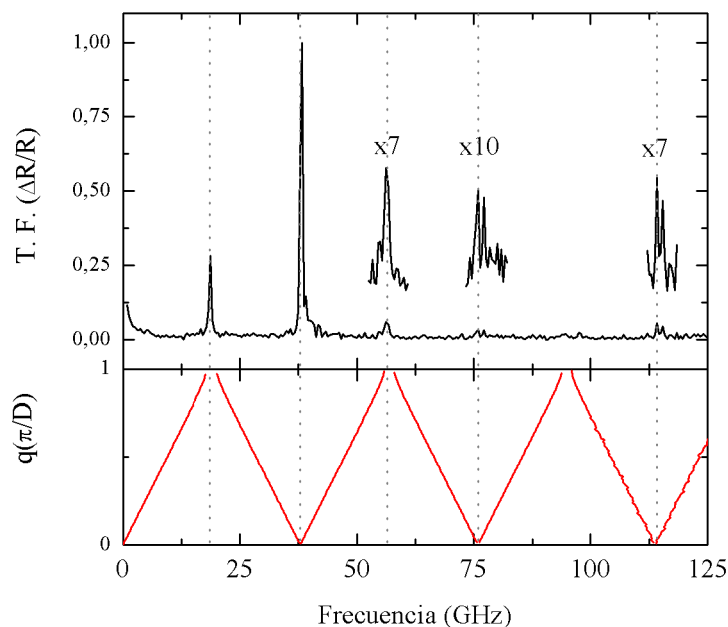


Figura 4.26: Transformada de Fourier de la variación normalizada de la reflectividad presentada en la Fig. 4.25 (b). Para la FFT se consideró el intervalo temporal $500 < t < 3000\text{ps}$. Como referencia, en el panel inferior se encuentra la relación de dispersión de la superred que conforma la cavidad Tamm plasmónica.

4.4.4. Trazas temporales y espectros en función de la energía óptica de excitación

Tal como hemos hecho en el análisis de los resultados a temperatura ambiente, centramos ahora la discusión en la intensidad de los fonones identificados en la sección anterior al variar la frecuencia de la energía óptica de excitación en la vecindad de la energía del modo óptico Tamm plasmónico. En la Fig. 4.23 (a) se muestran las trazas temporales obtenidas para distintas energías de excitación óptica (las mismas que las que se presentaron en la Fig. 4.10 (a)), sin la componente termo-electrónica. Mirando en detalle la región $100 \lesssim t \lesssim 300\text{ps}$, notamos que la fase de las vibraciones cambia en π al cambiar de signo la pendiente de la curva de reflectividad óptica.

En la Fig. 4.28 se muestran las transformadas de Fourier de las trazas temporales de la Fig. 4.27 (a), para el intervalo $0 < t < 500\text{ps}$ (panel a) y $500 < t < 3000\text{ps}$ (panel b). Los espectros se encuentran graficados en cascada para su mejor visualización, y las líneas punteadas son guías para la vista que marcan la posición de los modos vibracionales. La intensidad de los picos crece en dos oportunidades, en 911,85 y 912,87nm, sin importar el intervalo temporal considerado. Esto demuestra que la elección de la

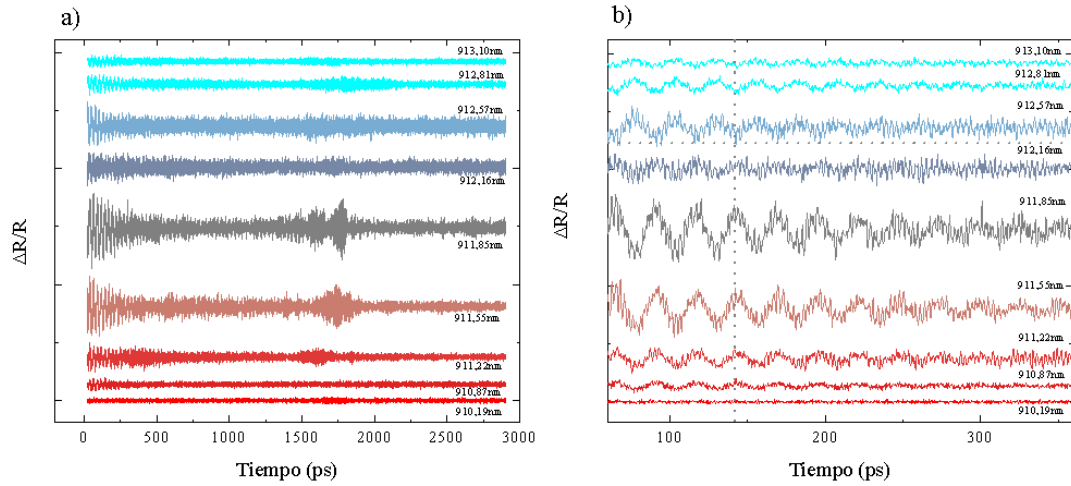


Figura 4.27: Trazas temporales sin la componente termo-electrónica para distintas energías de excitación del láser (panel a). En el panel b, se realizó una ampliación del intervalo $100 \lesssim t \lesssim 300$ ps, y se destacó el cambio de fase que sufren las vibraciones al cambiar el signo de la pendiente de la curva de reflectividad.

energía óptica respecto del modo Tamm plasmónico permite amplificar la respuesta vibracional de la muestra.

En la Fig. 4.29 (a) se muestran las intensidades de los fonones en función de la diferencia de energía entre el modo óptico Tamm plasmónico y la energía óptica de excitación para $0 < t < 500$ ps. Como referencia también se presentan la magnitud del salto electrónico (definido en la Sec. 4.3.3) y la reflectividad óptica de la muestra y su derivada, donde las líneas continuas son guías para la vista. La intensidad de

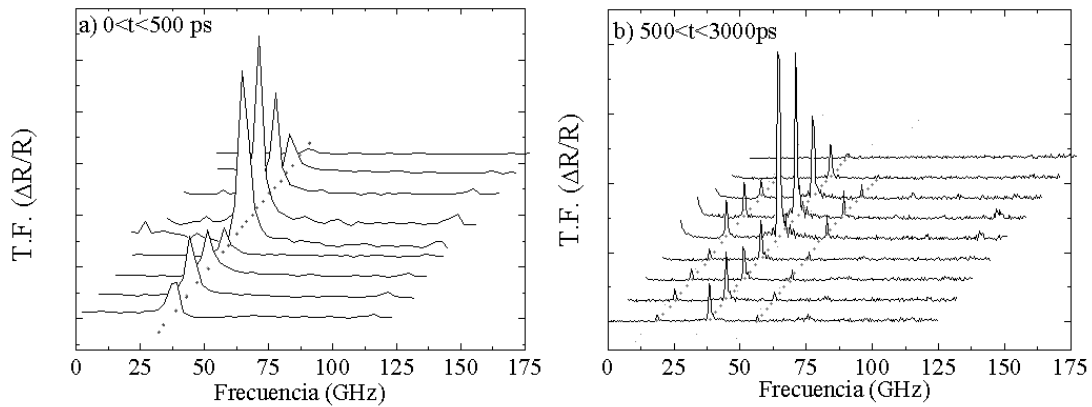


Figura 4.28: Transformadas de Fourier de las trazas temporales presentadas en la Fig. 4.17 (a), para el intervalo $0 < t < 500$ ps (panel a) y $500 < t < 3000$ ps (panel b).

las vibraciones crece cuando la diferencia de energía entre el modo óptico y el láser es igual a $\sim -0,5$ meV y $\sim 0,75$ meV. El aumento de la amplitud del salto electrónico del sistema coincide con el aumento de la amplitud de las vibraciones, y ambas se encuentran levemente corridas de los máximos de la derivada de la reflectividad óptica. La intensidad de la resonancia ubicada en $\sim 0,75$ meV es mayor que la ubicada en \sim

0,5meV porque en el primer caso se consigue una mejor superposición energética del haz del pump con el mínimo de la curva de reflectividad y del haz del probe con la derivada máxima de la curva de reflectividad con los ángulos de incidencia elegidos.

En la Fig. 4.29 (b) y (c) se muestran los resultados de la intensidad del primer modo Tamm y propagante, respectivamente. Las simulaciones fueron realizadas teniendo en cuenta sólo el mecanismo fotoelástico en la función detección. Los valores de las constantes K y P utilizados son los mismos que se usaron en la Fig. 4.15. En los cálculos se fijó la energía del haz del pump en el mínimo de la curva de reflectividad óptica, y se varió la energía del haz del probe. Esto es levemente diferente a la forma en la que se realiza el experimento, en donde se fija la diferencia entre las energías del modo óptico Tamm para los haces de pump y de probe eligiendo los ángulos de incidencia de uno y otro sobre la muestra.

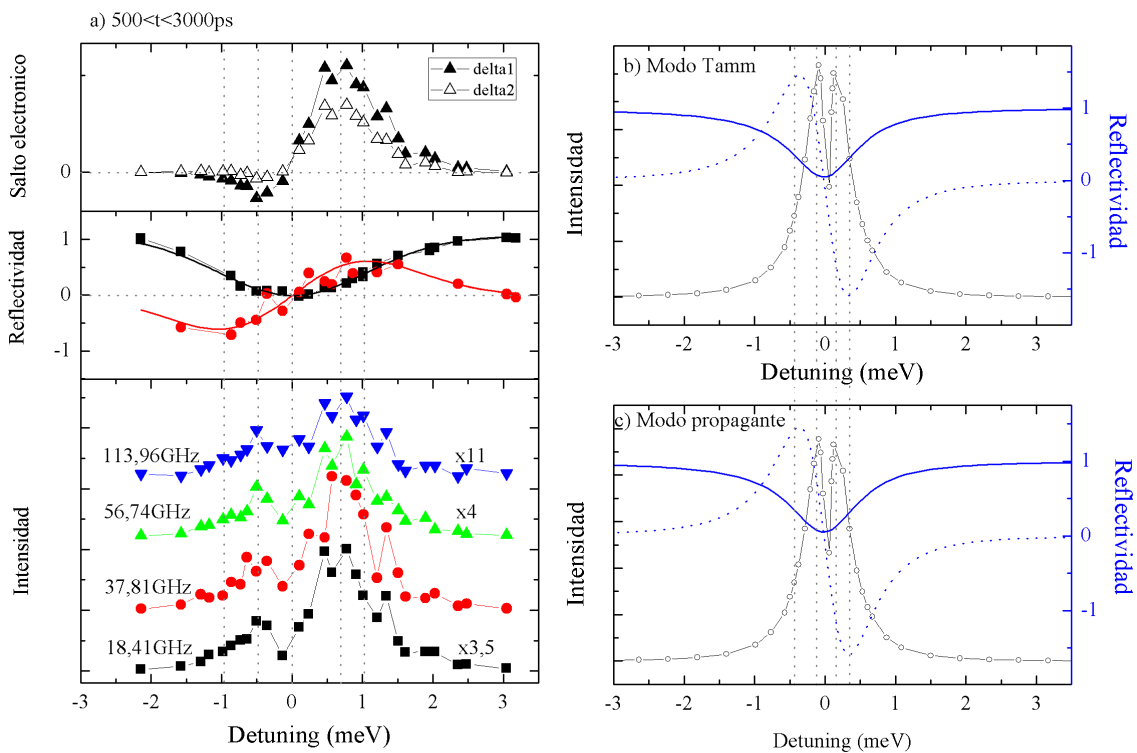


Figura 4.29: Panel a: dependencia de la intensidad de los fonones en función de la diferencia de energía entre el modo óptico Tamm plasmónico y la energía óptica de excitación para $0 < t < 500\text{ps}$. El panel superior muestra la magnitud del salto electrónico en función de la diferencia de energía entre el láser y el modo óptico confinado. En el panel intermedio se graficó la reflectividad óptica y su derivada, y las líneas continuas son guías para la vista. Paneles b y c: la línea azul continua es el resultado de la simulación de la reflectividad óptica por el método de matrices de transferencia, y la línea azul punteada es su derivada. Los puntos discretos son las intensidades simuladas de los modo Tamm y propagante, respectivamente.

En las simulaciones realizadas, también sucede que los máximos de intensidad de los fonones se encuentran levemente corridos hacia la energía del modo óptico confinado (ver Fig. 4.29 (b) y (c)), y se respeta la asimetría observada experimentalmente, en

la que los máximos no ocurren a posiciones equidistantes de la coincidencia entre la energía del modo óptico confinado y la energía del láser. La separación entre ambos picos es levemente diferente en la simulación $\sim 1\text{meV}$ que en el experimento, $\sim 1,25\text{meV}$. Una causa puede recidir en el hecho de que en la simulación la separación espectral entre los haces de pump y de probe no se mantiene constante, a diferencia del experimento.

Al disminuir la temperatura de la muestra las intensidades de los fonones crecen con respecto a las intensidades medidas a temperatura ambiente, salvo en el caso del fonón propagante de $113,96\text{GHz}$. Las intensidades de los fonones de $37,81$, $18,41$ y $56,74\text{GHz}$ aumentan $\sim 3,5$, ~ 5 y ~ 15 veces, respectivamente. En otras palabras, un acoplamiento más efectivo entre el modo óptico Tamm plasmónico y el ensamble de los puntos cuánticos produce un incremento mayor en la intensidad de los modos vibracionales Tamm que en los modos vibracionales propagantes. Por otro lado, la intensidad del segundo fonón Tamm crece aproximadamente tres veces más que la del primer modo confinado. Una posible explicación proviene de examinar cuidadosamente la función generación y el mecanismo fotoelástico de la función detección (ver Ecs. 3.14 y 3.31). Ambos mecanismos son proporcionales a la derivada del campo de desplazamiento, es decir, al strain del fonón considerado. Es probable que la intensidad del fonón de $56,74\text{GHz}$ aumente más que la intensidad del fonón de $18,41\text{GHz}$, porque el strain de este último evaluado en la posición del ensamble de puntos cuánticos es mucho menor que el strain del primero (ver Fig. 4.30). Como consecuencia, el módulo de la función generación y detección en el ensamble de puntos cuánticos sería considerablemente más pequeño para el primer modo Tamm que para el segundo.

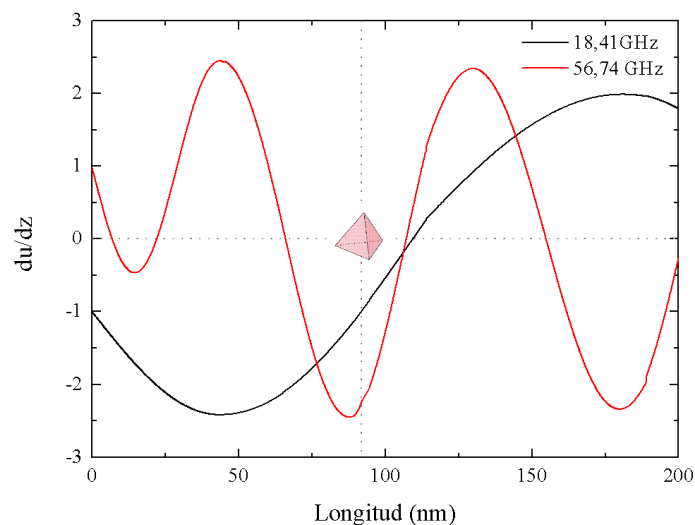


Figura 4.30: Strain del primer y segundo modo vibracional Tamm (líneas negra y roja, respectivamente). Las líneas punteadas son una guía para la vista y marcan la posición de los puntos cuánticos y el cero del eje de ordenadas.

4.4.5. Regímenes de decaimiento y tiempos de vida media

Para analizar los regímenes de decaimiento de los fonones en la cavidad Tamm plasmónica hemos calculado la transformada de Fourier por ventanas de la señal experimental presentada en la Fig. 4.26. Se distinguen tres modos vibracionales Tamm

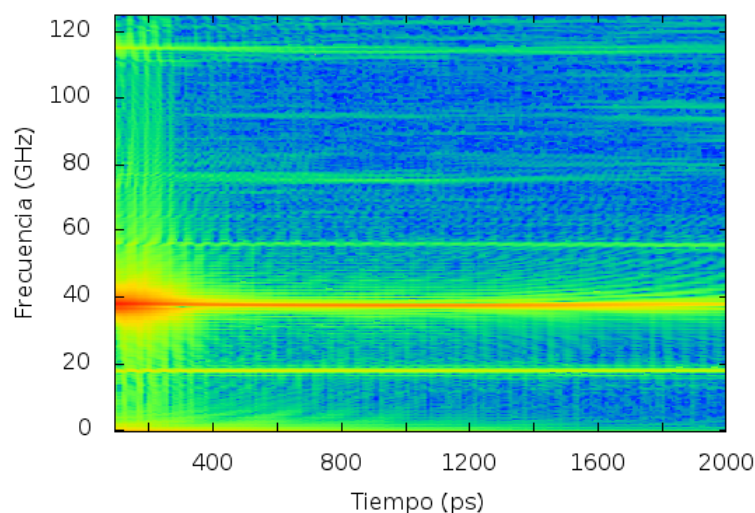


Figura 4.31: Transformada de Fourier por ventanas temporales sucesivas de la señal presentada en la Fig. 4.26.

y tres modos vibracionales propagantes (ver Fig. 4.31). En la Fig. 4.32 se muestra el logaritmo natural de la intensidad experimental de los fonones de la cavidad Tamm plasmónica en función del tiempo.

De las pendientes de las curvas se puede obtener el tiempo de vida medio de los fonones Tamm, y entender la dinámica del régimen de decaimiento de los fonones propagantes. Para los modos confinados de frecuencia 18,41, 56,74 y 94,59GHz se obtuvieron tiempos de vida medio iguales a (5600 ± 300) ps, (6300 ± 500) ps y (2000 ± 200) ps, respectivamente. Estos valores dan un factor de calidad acústico de $Q \sim 100$, $Q \sim 350$ y $Q \sim 190$, valores ~ 2 veces más grandes que los obtenidos a temperatura ambiente.

Al igual que en el caso de temperatura ambiente, para los fonones propagantes de frecuencia 37,81 y 113,96GHz se observa un quiebre en las curvas de intensidad en función del tiempo ubicado a ~ 1500 ps producido por la diferencia de los tiempos de permanencia de los paquetes de onda que se dirigen hacia el sustrato y hacia la superficie de la muestra. En consecuencia, para cada uno de estos fonones se obtienen dos tiempos de decaimiento diferentes, iguales a (920 ± 10) ps y (2700 ± 30) ps para el fonón de 37,81GHz e iguales a (900 ± 40) ps y (1800 ± 300) ps para el fonón de 113,96GHz. En el caso del fonón de 76,59GHz sólo se distingue un tiempo de decaimiento que resulta igual a (1200 ± 100) ps.

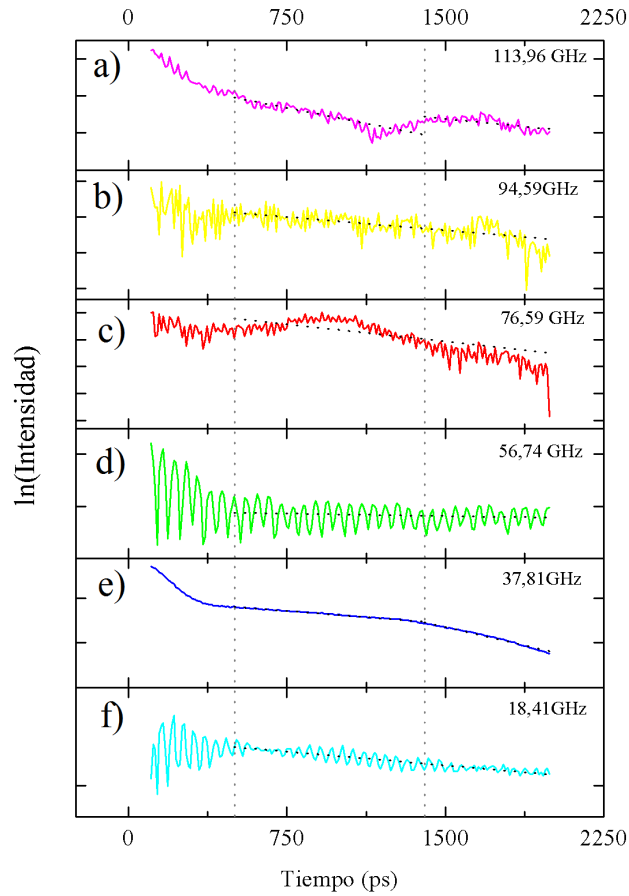


Figura 4.32: Logaritmo natural de la intensidad experimental de los fonones de la cavidad Tamm plasmónica en función del tiempo. Panel a: $f = 113,96\text{GHz}$. Panel b: $f = 94,59\text{GHz}$. Panel c: $f = 76,59\text{GHz}$. Panel d: $f = 56,74\text{GHz}$. Panel e: $f = 37,81\text{GHz}$. Panel f: $f = 18,41\text{GHz}$. La primera línea vertical punteada está situada en $t = 500\text{ps}$. La segunda línea vertical punteada indica el quiebre de las curvas en los paneles a y e. Las líneas punteadas de color negro ubicadas sobre las curvas son guías para la vista y resaltan el comportamiento lineal de las mismas.

4.5. Cálculo de la constante de acoplamiento optomecánico

En esta sección nos proponemos responder al siguiente interrogante: a la hora de convertir información óptica en información mecánica, ¿son más eficientes los modos vibracionales confinados y amplificados, o los modos no confinados distribuidos espacialmente a lo largo de toda la superred que conforma la cavidad Tamm plasmónica?.

Para ello, calculamos la reflectividad óptica de la cavidad Tamm plasmónica unidimensional sometida al mecanismo fotoelástico y de desplazamiento de las interfaces por separado para cada fonón y medimos el cambio en la energía del modo Tamm plasmónico respecto de la curva de reflectividad de la muestra sin perturbar. Para el mecanismo de desplazamiento de las interfaces se normalizó el campo de desplazamien-

to del fonón de forma tal que $\max|u| = 1$, y luego se desplazaron las interfaces de la muestra según los valores que dicho campo tenía en la posición inicial de cada interfaz. Para el mecanismo fotoelástico se consideraron los campos de desplazamiento con la normalización igual que la anterior, y se discretizó la estructura asignando punto a punto un nuevo índice de refracción

$$n(z) = n_0(z) + \sqrt{\frac{\partial u(z)}{\partial z} P(z)}, \quad (4.8)$$

donde n_0 es el índice de refracción en estado de equilibrio y P es la constante de detección del material que corresponda. Los valores de los índices de refracción y velocidad del sonido utilizados para realizar los cálculos se encuentran en el Apéndice A. Utilizamos un valor de P igual a 200 para el *GaAs* y los puntos cuánticos de *InGaAs* [45,46]¹. Para el *Au*, utilizamos $P=1$ [47]. Es importante destacar que si bien en los cálculos se usan los valores estándar para las constantes dieléctricas de los materiales que conforman la cavidad Tamm plasmónica, los valores para las constantes fotoelásticas P son menos conocidas para distintos materiales y energías. Por esta razón, el valor de la constante optomecánica dado por el mecanismo de desplazamiento de las interfaces g_{om}^{desp} tiene menos incerteza relativa que el valor dado por el mecanismo fotoelástico g_{om}^{fot} .

Los resultados se presentan en la Tabla 4.1. Los modos vibraciones confinados se indican con un asterisco. Para todas las frecuencias estudiadas, la constante optomecánica dada por el término fotoelástico es dos órdenes de magnitud más grande que la constante optomecánica calculada a partir del término de desplazamiento de las interfaces. Los valores obtenidos son similares a los reportados en cavidades semiconductoras de *GaAs*, $g_{om}^{\text{fot}}=83\text{THz/nm}$ [9]. Se puede ver que los fonones acústicos no confinados tienen constantes optomecánicas mayores que los fonones confinados. No es extraño

Frecuencia (GHz)	g_{om}^{fot} (THz/nm)	g_{om}^{desp} (THz/nm)
18,41*	2,25	0,01
37,81	49,04	0,82
56,74*	15,65	0,06
76,59	30,53	0,04
113,96	24,61	0,42

Tabla 4.1: Constante de acoplamiento optomecánico para los fonones de la cavidad Tamm plasmónica. Las frecuencias marcadas con un asterisco corresponden a modos vibracionales confinados. Los cálculos fueron realizados teniendo en cuenta el término fotoelástico en la Ec. 3.27 (g_{om}^{fot}) y el término del desplazamiento de las interfaces (g_{om}^{desp}) por separado.

que los modos propagantes sean más efectivos traduciendo energía óptica en energía

¹Este valor de la constante fotoelástica corresponde al rango visible en los colores azul-verde, 450-500nm. Asumimos que este valor es válido para las frecuencias cercanas al modo Tamm plasmónico, despreciando su parte compleja por encontrarnos a energía muy por debajo del gap de estos materiales.

mecánica, puesto que se extienden por toda la microestructura con amplitud constante, y la condición de normalización utilizada para los campos de desplazamientos es $\max|u|=1$ (ver Fig. 4.14 (a)). Por otro lado, la constante g_{om}^{fot} del segundo modo Tamm es mayor que la del primer modo. Una posible explicación reside en que el strain que ejerce la vibración de frecuencia 56,74GHz sobre los puntos cuánticos de *InGaAs* es mayor que el strain que ejerce la vibración de 18,41GHz (ver Fig. 4.30), por lo que el efecto fotoelástico dado por la Ec. 4.8 es mayor.

Capítulo 5

Conclusiones

En el presente trabajo de tesis hemos abordado problemas de interés en el área de la fotónica y la optoelectrónica. Nos hemos enfocado en cuestiones relacionadas con la generación y la detección de fonones acústicos longitudinales coherentes en cavidades con modos plasmónicos de Tamm. Particularmente, hemos centrado el interés en dos cuestiones: la modulación de las propiedades ópticas de la cavidad producida por las vibraciones presentes en el sistema y el acoplamiento optomecánico entre el modo óptico Tamm plasmónico y los modos acústicos confinados y no confinados.

En primer lugar, realizamos experimentos de fotoluminiscencia sobre las cavidades con confinamiento unidimensional y tridimensional. En el caso de la cavidad Tamm plasmónica convencional, pudimos identificar la luminiscencia del modo óptico de cavidad y del *GaAs*. Realizando un proceso de lift-off sobre el recubrimiento metálico del sistema, medimos la emisión de luz de los puntos cuánticos de *InGaAs*. Vimos que a temperatura ambiente existe una leve superposición energética entre el modo Tamm plasmónico y los puntos cuánticos de *InGaAs* y que la eficiencia del acoplamiento aumenta a temperatura de nitrógeno líquido. En el caso de la cavidad Tamm plasmónica cubierta con microdiscos de *Au*, los espectros de fotoluminiscencia revelaron el confinamiento adicional de la luz en el plano de las interfaces. Estudiando la energía de confinamiento en función de los radios de los microdiscos de *Au*, logramos dejar en evidencia la dependencia cuadrática de la energía de confinamiento con la inversa del radio del microdisco. Mas aún, calculamos la masa del plasmón de Tamm.

Posteriormente nos concentramos en los experimentos de acústica de picosegundos realizados a temperatura ambiente sobre la cavidad Tamm plasmónica con confinamiento unidimensional. Medimos la reflectividad óptica de la muestra en función de la energía e identificamos al modo óptico confinado en 920,95nm. El factor de calidad óptico que se obtuvo fue $Q^{\text{opt}} \sim 680$, valor cercano a las simulaciones realizadas. Después realizamos mediciones sucesivas variando la energía óptica de excitación. Encontramos que la contribución electrónica a la señal temporal da cuenta del cambio de signo de

$\Delta R/R$ al pasar por el mínimo de la curva de reflectividad. Luego analizamos una traza temporal sin su contribución electrónica, tomada con una energía de excitación igual a 920,88nm. Explicamos el comportamiento de la intensidad de las oscilaciones durante los primeros 500ps del experimento siguiendo la evolución temporal de la curva de reflectividad óptica de la muestra, y corroboramos este fenómeno comparando las transformadas de Fourier realizadas en los intervalos $0 < t < 500\text{ps}$, $500 < t < 3000\text{ps}$ y $0 < t < 3000\text{ps}$.

En cuanto a las propiedades acústicas de las cavidades Tamm plasmónicas, identificamos en los experimentos de pump/probe a dos clases de vibraciones diferentes: Tamm y propagantes. Mediante la realización de simulaciones numéricas analizamos el origen de la función generación y de la función detección para cada uno de los modos vibracionales, y evaluamos su importancia relativa. Concluimos que si bien la mayor parte de la señal acústica proviene de la superred que conforma la cavidad Tamm plasmónica, los puntos cuánticos de *InGaAs* realizan un aporte significativo en la generación y detección de los modos vibracionales confinados. A continuación estudiamos la intensidad de los fonones en la cavidad al variar la energía de excitación óptica. Vimos que la intensidad de las vibraciones crece en dos oportunidades, por distintas razones. La primera resonancia ocurre en la zona donde la derivada experimental de la reflectividad alcanza su máximo. Para el segundo incremento en la intensidad propusimos como causa la existencia de una transición de orden superior de los puntos cuánticos.

Para analizar los regímenes de decaimiento de los fonones en la cavidad Tamm plasmónica calculamos la transformada de Fourier por ventanas de la señal experimental y simulada. Para los modos acústicos confinados, se obtuvo una vida media igual a $(2800 \pm 500)\text{ps}$, correspondiente con un factor de calidad acústico igual a $Q^{\text{acust}} \sim 52$ para el modo de 18,41GHz y $Q^{\text{acust}} \sim 160$ para el modo de 56,74GHz. Asimismo, explicamos el decaimiento en la intensidad de los fonones no confinados analizando el tiempo de tránsito de los mismos a lo largo de la superred que conforma la cavidad Tamm plasmónica.

Luego analizamos los resultados de los experimentos realizados a temperatura de nitrógeno líquido. Al enfriar la muestra y medir la reflectividad, descubrimos que el modo óptico confinado se ubicó en 912,23nm. El factor de calidad que se obtuvo fue $Q^{\text{opt}} \sim 563$. De forma análoga a lo realizado a temperatura ambiente, medimos la respuesta electrónica del sistema. Después, identificamos los fonones presentes en las mediciones y analizamos el comportamiento de su intensidad en función de la energía de los haces de pump y probe. Encontramos que existe un buen acuerdo entre la simulación de las intensidades y el experimento. Además, vimos que al disminuir la temperatura la intensidad de los fonones crece, y que este efecto es mayor en los modos Tamm que poseen mayor strain sobre el ensamble de puntos cuánticos.

De las transformadas de Fourier por ventanas de las mediciones a temperatura de

nitrógeno líquido calculamos los factores de calidad acústicos, que resultaron iguales a $Q \sim 100$, $Q \sim 350$ y $Q \sim 190$, para los modos de frecuencia 18,41, 56,74 y 94,59GHz, respectivamente. Estos valores son ~ 2 veces más grandes que los obtenidos a temperatura ambiente. Al igual que en el caso de temperatura ambiente, para los fonones propagantes de frecuencia 37,81 y 113,96GHz se observa un quiebre en las curvas de intensidad en función del tiempo ubicado a ~ 1500 ps producido por la diferencia de los tiempos de permanencia de los paquetes de onda que se dirigen hacia el substrato y hacia la superficie de la muestra.

Por último, calculamos las constantes de acoplamiento optomecánico para cada una de las vibraciones de la cavidad. Vimos que los efectos de modulación de las propiedades ópticas en las cavidades son provocados en esencia por el mecanismo fotoelástico, y que los modos no confinados son más eficientes para convertir información óptica en información mecánica. También encontramos que la constante optomecánica del mecanismo fotoelástico crece cuando el strain de los modos vibracionales sobre los puntos cuánticos de *InGaAs* es más grande.

Apéndice A

Parámetros de los cálculos

Los parámetros utilizados en los cálculos se presentan en la Tabla A.1.

Parámetro	<i>Au</i>	<i>GaAs</i>	<i>Al_{0,95}Ga_{0,05}As</i>	<i>Al_{0,20}Ga_{0,80}As</i>	<i>InGaAs</i>
Velocidad del sonido (m/s)	3240,000	4836,425	5590,000	4875,600	3830,000
Densidad (g·cm ⁻³)	19,320	5,317	3,838	5,008	5,680
Índice de refracción (parte real)	0,030000	3,480445	2,877000	3,197600	3,369260
Índice de refracción (parte imaginaria)	5,720000	0,000000	0,000000	0,000000	0,000000

Tabla A.1: Parámetros empleados para los cálculos de la cavidad Tamm plasmónica.

El valor utilizado para el índice de refracción del *GaAs* corresponde al valor nominal incrementado en un 5,5% para lograr que la posición energética del modo óptico confinado coincida con la medida experimentalmente. Asimismo, se incrementó el valor nominal de la velocidad del sonido del *GaAs* en un 4,5% para que las posiciones espectrales de los picos calculados para la cavidad Tamm plasmónica coincidiesen con las experimentales. El índice de refracción del *Au* se obtuvo mediante un experimento elipsométrico realizado en el Laboratorio de Fotónica y Optoelectrónica del Centro Atómico Bariloche por el Dr. Baptiste Angui.

Bibliografía

- [1] World Internet Users Statistics Usage and World Population Stats[en línea]. *Miniwatts Marketing Group*. Actualizado 03 Nov. 2013. <<http://www.internetworldstats.com/stats.htm>>. 1
- [2] IBM. IBM zEnterprise EC12 Technical Guide[en línea]. *International Business Machines Corporation 2013*. Actualizado Feb. 2013. <<http://www.redbooks.ibm.com/redbooks/pdfs/sg248049.pdf>> 1
- [3] C. Höhberger Metzger and K. Karrai Cavity cooling of a microlever. *Nature*, **432**, 1002, 2004. 2
- [4] T. Carmon, H. Rokhsari, L. Yang, T. J. Kippenberg, and K. J. Vahala. Temporal Behavior of Radiation-Pressure-Induced Vibrations of an Optical Microcavity Phonon Mode. *Phys. Rev. Letters*, **94**, 223902, 2005. 2
- [5] O. Arcizet, P.-F. Cohadon, T. Briant, M. Pinard and A. Heidmann. Radiation-pressure cooling and optomechanical instability of a micromirror. *Nature*, **444**, 71, 2006. 2
- [6] J. D. Thompson, B. M. Zwickl, A. M. Jayich, F. Marquardt, S. M. Girvin and J. G. E. Harris. Strong dispersive coupling of a high-finesse cavity to a micromechanical membrane. *Nature*, **452**, 72, 2008. 2
- [7] M. S. Kang, A. Nazarkin, A. Brenn and P. St. J. Russell. Tightly trapped acoustic phonons in photonic crystal fibres as highly nonlinear artificial Raman oscillators. *Nature Physics*, **5**, 276, 2009. 2
- [8] P. Giannozzi, S. R. Gironcoli, P. Pavone and S. Baroni. Ab initio calculation of phonon dispersions in semiconductors. *Physical Review B*, **43**, 7231, 1991. ix, 4, 5
- [9] A. Fainstein, N. D. Lanzillotti-Kimura, B. Jusserand and B. Perrin. Strong Optical-Mechanical Coupling in a Vertical GaAs/AlAs Microcavity for Subterahertz Phonons and Near-Infrared Light. *Physical Review Letters*, **110**, 037403, 2013. 4, 24, 79

-
- [10] S. M. Rytov. Acoustic properties of stratified media. *Akusticheski Zhurnal*, **2**, 71, 1956. [5](#)
- [11] J. D. Jackson. Classical Electrodynamics. 3ra ed. New York: John Wiley & Sons, 1978. [6](#), [16](#)
- [12] C. Kittel. Introduction to solid state physics. 8va ed. EEUU: John Wiley & Sons, 2005. [8](#), [29](#)
- [13] P. Y. Yu, M. Cardona. Fundamentals of semiconductors: physics and material properties. 3ra ed. Berlin: Springer, 2001.
- [14] A. Fainstein, B. Jusserand. Raman scattering in resonant cavities, Light scattering in solids IX: novel materials and techniques. 3ra ed. Berlin: Springer-Verlag, 2007. [20](#)
- [15] M. Cardona, G. Guntherodt. Topics in Applied Physics, Light scattering in solids V: superlattices and other microstructures, vol 66. Berlin: Springer-Verlag, 1989. [11](#), [13](#)
- [16] M. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand, R. A. Abram, J. M. Chamberlain, A. V. Kavokin and I. A. Shelykh. Tamm plasmon polaritons: possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror. *Physical Review B*, **76**, 165415, 2007. [13](#), [15](#)
- [17] I. D. Babic and S. W. Corzine. Analytic expressions for the reflection delay, penetration depth, and absorptance of quarter-wave dielectric mirrors. *J. Quantum Electronics*, **28**, No. 2, 1992. [13](#)
- [18] M. E. Sasin et al, Tamm plasmon polaritons: Slow and spatially compact light. *Applied Phys. Letters*, **92**, 251112, 2008. [14](#), [53](#)
- [19] S. Brand et al, Optical Tamm states above the bulk plasma frequency at a Bragg stack/metal interface. *Physical Review B*, **79**, 085416, 2009. [14](#)
- [20] M. E. Sasin et al, Tamm plasmon polariton: First experimental observation. *Superlattices and Microstructures*, **47**, 44-49, 2010. [14](#)
- [21] P. G. Etchegoin, E. C. Le Ru and M. Meyer, An analytic model for the optical properties of gold. *J. Chem. Phys.*, **125**, 164705, 2006. [16](#)
- [22] G. Rozas. Estudio Raman de ultra-alta resolución de la dinámica de fonones acústicos confinados en cavidades. Tesis doctoral, Laboratorio de fotónica y optoelectrónica, 2011. [18](#)

- [23] B. E. A. Saleh, M. C. Teich. Fundamentals of Photonics. New York: John Wiley & Sons, 1991. [19](#)
- [24] G. García- Calderón, A. Rubio, R. Romo. Decay widths for double-barrier resonant tunneling. *J. Applied Physics*, **69**, 3612, 1991. [19](#)
- [25] A. I. Ekimov, A. Onushchenko. Quantum size effect in three-dimensional microscopic semiconductor crystals. *JETP Lett.*, **34**, 345-349, 1981. [22](#)
- [26] M. Reed, J. Randall, R. Aggarwal, R. Matyi, et al. Observation of discrete electronic states in a zero-dimensional semiconductor nanostructure. *Physical Review Letters*, **60**, (6) 535-537, 1988. [22](#)
- [27] P. Lebedew. Experimental examination of light pressure. *Ann. Phys.(Leipzig)*, **6**, 433-458, 1901. [23](#)
- [28] E. F. Nichols and G. F. Hull. A preliminary communication on the pressure of heat and light radiation. *Phys. Rev.*, **13**, 307, 1901. [23](#)
- [29] T. Corbitt and N. Mavalvala. Quantum noise in gravitational- wave interferometers. *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, **6**, S675-83, 2004. [24](#)
- [30] L. Ding, C. Baker, P. Senellart, A. Lemaitre, S. Ducci, G. Leo and I. Favero. High frequency GaAs nano-optomechanical disk resonator. *Physical Review Letters*, **105**, 263903, 2010. [24](#)
- [31] T. J. Kippenberg and K. J. Vahala. Cavity optomechanics: back-action at the mesoscale. *Science*, **321**, 1172, 2008. [xi](#), [2](#), [24](#), [25](#)
- [32] A. D. O'Connell, M. Hofheinz, M. Ansmann, R. C. Bialczak, M. Lenander, Erik Lucero, M. Neeley, D. Sank, H. Wang, M. Weides, J. Wenner, John M. Martinis and A. N. Cleland. Quantum ground state and single-phonon control of a mechanical resonator. *Nature*, **464**, 08967, 2010. [25](#)
- [33] C. Thomsen, H. T. Grahn, H. J. Maris and J. Tauc. Surface generation and detection of phonons by picosecond light pulses. *Phys. Rev. B*, **34**, 4129, 1986. [36](#), [37](#)
- [34] O. B. Wright. Thickness and sound velocity measurement in thin transparent films with laser picosecond acoustics. *J. Appl. Phys.*, **71**, 1617, 1992. [36](#)
- [35] H. T. Grahn, H. J. Maris, J. Tauc and B. Abeles. Time-resolved study of vibrations of a-Ge:H/a-Si:H multilayers. *Phys. Rev. B*, **38**, 6066, 1988. [36](#)

- [36] O. B. Wright. Ultrafast nonequilibrium stress generation in gold and silver. *Phys. Rev. B*, **49**, 9985, 1994. [36](#)
- [37] O. B. Wright, B. Perrin, O. Matsuda, and V. E. Gusev. Ultrafast carrier diffusion in gallium arsenide probed with picosecond acoustic pulses. *Phys. Rev. B*, **64**, 081202(R), 2001. [36](#)
- [38] M. I. Kaganov, I. M. Lifshitz and L. V. Tanatarov. Relaxation between electrons and the crystalline lattice. *Sov. Phys. JETP*, **4**, 173, 1957. [37](#)
- [39] S. A. Akhmanov and C. É. Gusev. Laser excitation of ultrashort acoustic pulses: new possibilities in solid-state spectroscopy, diagnostics of fast processes, and nonlinear acoustics. *Sov. Phys. Usp.*, **35**, 153, 1992. [36](#), [37](#)
- [40] P. Babilotte, E. Morozov, P. Ruello, D. Mounier, M. Edely, J-M. Breteau, A. Bulou and V. Gusev. Physical mechanism of coherent acoustic phonons generation and detection in GaAs semiconductor. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **92**, 012019, 2007. [36](#), [37](#)
- [41] M. F. Pascual Winter. Generación y detección óptica de fonones coherentes en nanoestructuras. Tesis doctoral, Laboratorio de fotónica y optoelectrónica, 2009. [36](#), [38](#), [39](#), [42](#), [43](#)
- [42] O. Matsuda, O. B. Wright. Reflection and transmission of light in multilayers perturbed by picosecond strain pulse propagation. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 3028, 2002. [40](#), [41](#)
- [43] O. Gazzano, S. Michaelis de Vasconcellos, K. Gauthron, C. Symonds, J. Bloch, P. Voisin, J. Bellessa, A. Lemaitre and P. Senellart. Evidence for confined Tamm plasmon modes under metallic microdisks and application to the control of spontaneous optical emission. *Phys. Rev. Letters*, **107**, 247402, 2011. [49](#), [52](#)
- [44] J. G. Proakis, D. G. Manolakis. Digital Signal Processing. Principles, algorithms, and applications. 3ra ed. New Jersey: Prentice-Hall, 1996. [60](#)
- [45] P. Etchegoin, J. Kircher, M. Cardona, C. Grein and E. Bustarret. Piezo-optics of GaAs. *Phys. Rev. B*, **46**, 15139, 1992. [79](#)
- [46] Z. V. Popovic, J. Spitzer, T. Ruf, M. Cardona, R. Notzel, and K. Ploog. Folded acoustic phonons in GaAs/AlAs corrugated superlattices grown along the [311] direction. *Phys. Rev. B*, **48**, 1659, 1993. [79](#)
- [47] M. Garfinkel, J. J. Tiemann, and W. E. Engeler. Piezorefectivity of the noble metals. *Phys. Rev.*, **148(2)**, 695–706, 1966. [79](#)

-
- [48] N. D. Lanzillotti-Kimura, A. Fainstein, B. Perrin, B. Jusserand. Theory of coherent generation and detection of THz acoustic phonons using optical microcavities. *Phys. Rev. B*, **84**, 064307, 2011. [55](#)
- [49] N. D. Lanzillotti-Kimura, A. Fainstein, B. Perrin, B. Jusserand, L. Largeau, O. Mauguin and A. Lemaitre. Enhanced optical generation and detection of acoustic nanowaves in microcavities. *Phys. Rev. B*, **83**, 201103(R), 2011. [55](#)

Agradecimientos

Agradezco a Alex Fainstein por su paciencia infinita y los miles de emails intercambiados a toda hora. Agradezco Axel Bruchhausen por su predisposición a ayudarme con los experimentos y simulaciones siempre de forma entusiasta (y también con mucha paciencia). Les agradezco enormemente la oportunidad que me dieron de poder unirme a su grupo de trabajo, formado por excelentes personas y profesionales.

A los miembros del laboratorio por crear un muy buen ambiente de trabajo: Peter, Mauro, Baptiste, Sebastián, Luis, Guillermo, Florencia. Gracias Peter por todas las veces que me ayudaste a alinear/prender/apagar/acomodar los experimentos.

Al Instituto Balseiro, por otorgarme una beca que me permitió dedicarme exclusivamente a mis estudios y a sus profesores por el esfuerzo de explicarme una y mil veces todo lo que he preguntado.

A mi familia, a Viviana, Gabriel, Ricardo. De su amor incondicional saco fuerzas para estudiar, quedarme midiendo hasta tarde y seguir adelante. Los quiero mucho. A mi abuela, a mi tía abuela y sus velas de San Expedito. A mi compañero de viaje en el IB, Jonathan. A Peter, Eze, Tavi, por las palabras de aliento y la compañía.

