
Assignment 2

Láseres de Semiconductor: Modelado y simulación numérica

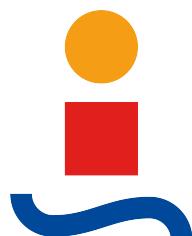
Autor: Antonio Delgado Bejarano

23 de enero de 2021

Comunicaciones Ópticas

Profesores: Ana Cinta Oria Oria y Alejandro Carballar Rincón

Escuela Técnica Superior de Ingeniería



Escuela Técnica Superior de
INGENIERÍA DE SEVILLA

Máster Universitario en Ingeniería de Telecomunicación

Universidad de Sevilla

Curso 2020/2021



Índice

Índice de figuras	Pág. 3
Introducción	Pág. 5
Formalismos TFF+TM	Pág. 7
Modelado y simulación numérica de la característica espectral de emisión de un láser Fabry-Perot	Pág. 10
Modelado y simulación numérica de la característica espectral de emisión de un láser DFB bimodo	Pág. 25
Modelado y simulación numérica de la característica espectral de emisión de un láser DFB monomodo	Pág. 38
Anexo - Código de MATLAB	Pág. 48

Índice de Figuras

Figura 1.- Representación dispositivo bipuerta	Pág. 7
Figura 2.- Representación de una interfaz en TFF	Pág.8
Figura 3.- Representación de una capa dieléctrica en TFF	Pág. 9
Figura 4.- Representación de la cavidad del láser Fabry-Perot	Pág. 10
Figura 5.- Representación del índice de refracción para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 11
Figura 6.- Reflectividad para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 12
Figura 7.- Reflexión: Respuesta espectral de fase para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 12
Figura 8.- Reflexión: Respuesta espectral de retardo de grupo para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 13
Figura 9.- Reflexión: Respuesta espectral de dispersión para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 13
Figura 10.- Reflexión: Respuesta temporal en reflexión para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 14
Figura 11.- Transmitividad para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 14
Figura 12.- Representación conjunta de la Reflectividad y la Transmitividad para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 15
Figura 13.- Transmisión: Respuesta espectral de fase para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 16
Figura 14.- Transmisión: Respuesta espectral de retardo de grupo para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 16
Figura 15.- Transmisión: Respuesta espectral de dispersión para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 17
Figura 16.- Transmisión: Respuesta temporal en transmisión para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 17
Figura 17.- Representación del índice de refracción para $g = 16 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 18
Figura 18.- Reflectividad para $g = 16 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 18
Figura 19.- Transmitividad para $g = 16 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 19
Figura 20.- Representación del índice de refracción para $g = 20 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 19
Figura 21.- Reflectividad para $g = 20 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 20
Figura 22.- Transmitividad para $g = 20 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 20
Figura 23.- Representación del índice de refracción para $g = 39.1857 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 21
Figura 24.- Reflectividad y Transmitividad para $g = 39.1857 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 21
Figura 25.- Representación conjunta de la Reflectividad y la Transmitividad para $g = 39.1857 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 22
Figura 26.- Transmitividad (sin elevar al cuadrado) para $g = 39.1857 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 22
Figura 27.- Representación del índice de refracción para $g = 50 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 23
Figura 28.- Reflectividad y Transmitividad para $g = 50 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 24
Figura 29.- Representación del índice de refracción para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 27
Figura 30.- Representación ampliada del índice de refracción para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 27
Figura 31.- Reflectividad y Transmitividad para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 28

Figura 32.- Representación conjunta de la Reflectividad y la Transmitividad para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 28
Figura 33.- Representación del índice de refracción para $g = 150 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 29
Figura 34.- Representación ampliada del índice de refracción para $g = 150 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 30
Figura 35.- Reflectividad y Transmitividad para $g = 150 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 30
Figura 36.- Representación conjunta de la Reflectividad y la Transmitividad para $g = 150 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 31
Figura 37.- Representación ampliada del índice de refracción para $g = 200 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 32
Figura 38.- Representación del índice de refracción para $g = 200 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 32
Figura 39.- Reflectividad y Transmitividad para $g = 200 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 33
Figura 40.- Representación del índice de refracción para $g = 372.90 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 34
Figura 41.- Representación ampliada del índice de refracción para $g = 372.90 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 34
Figura 42.- Reflectividad y Transmitividad para $g = 372.90 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 35
Figura 43.- Reflectividad en función de la longitud de onda para $g = 372.90 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 35
Figura 44.- Representación del índice de refracción para $g = 375 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 36
Figura 45.- Representación ampliada del índice de refracción para $g = 375 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 36
Figura 46.- Reflectividad y Transmitividad para $g = 375 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 37
Figura 47.- Forma de la perturbación con salto de π radianes en el centro	Pág. 38
Figura 48.- Representación del índice de refracción para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 39
Figura 49.- Representación ampliada del índice de refracción para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 39
Figura 50.- Reflectividad y Transmitividad para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 40
Figura 51.- Representación del índice de refracción para $g = 150 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 41
Figura 52.- Representación ampliada del índice de refracción para $g = 150 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 41
Figura 53.- Reflectividad y Transmitividad para $g = 150 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 42
Figura 54.- Representación del índice de refracción para $g = 200 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 42
Figura 55.- Representación ampliada del índice de refracción para $g = 200 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 43
Figura 56.- Reflectividad y Transmitividad para $g = 200 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 43
Figura 57.- Representación del índice de refracción para $g = 345 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 44
Figura 58.- Representación ampliada del índice de refracción para $g = 345 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 44
Figura 59.- Reflectividad y Transmitividad para $g = 345 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 45
Figura 60.- Reflectividad en función de la longitud de onda para $g = 345 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 45
Figura 61.- Representación del índice de refracción para $g = 375 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 46
Figura 62.- Representación ampliada del índice de refracción para $g = 375 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 46
Figura 63.- Reflectividad y Transmitividad para $g = 375 \text{ cm}^{-1}$	Pág. 47

Introducción

Este documento contiene el trabajo realizado por el alumno Antonio Delgado Bejarano para el segundo Assignment de la asignatura Comunicaciones Ópticas (1º del Máster Universitario en Ingeniería de Telecomunicación) sobre *Modelado y Simulación de láseres de Semiconductor*. El objetivo es estudiar las características espectrales de emisión de un láser Fabry-Perot, un láser DFB bimodo y un láser DFB monomodo. Para ello se recurrirá a los formalismos de Matrices de Transferencia (TM) y Thin Film Filters (TFF) que nos permitirán obtener las funciones de transferencia y respuestas impulsivas (en reflexión y en transmisión) que caracterizan completamente a cada láser.

Se realizarán diferentes simulaciones variando la ganancia óptica del medio semiconductor mediante un índice de refracción complejo. Además, se incluye la discusión de los resultados obtenidos, comprobando su adecuación a los valores vistos en las clases de teoría y problemas de la asignatura.

La organización de este documento es la siguiente:

- Inicialmente se comentará de forma breve cómo hemos usado los formalismos de TFF y TM para caracterizar los diferentes láseres.
- En primer lugar se trabajará con el láser Fabry-Perot. Se obtendrán su función de transferencia y respuesta impulsiva tanto en reflexión como en transmisión para diferentes valores de la ganancia óptica. En este caso se busca que la frecuencia de emisión del láser corresponda a la 3ª ventana. Estudiaremos en concreto el caso de cavidad fría (donde el láser se comporta como un filtro Fabry-Perot), varios caso de cavidad caliente, el caso de umbral láser y un caso donde la ganancia óptica es superior al umbral láser. Como finalización se pretende obtener una estimación de la anchura espectral del láser.

-
- A continuación se realizará un procedimiento similar para estudiar el comportamiento de un láser DFB cuya zona activa y cavidad resonante distribuida (reflector de Bragg) se encuentras superpuestas. En este caso se pretende que el láser emita en segunda ventana. Igual que antes se estudiará la característica espectral de emisión del dispositivo para diferentes ganancias ópticas que dan lugar a los casos comentados (cavidad fría, cavidad caliente, umbral láser y ganancia óptica superior al umbral láser). Se plantea como objetivo demostrar y justificar por qué este dispositivo es conocido como láser bimodo.
 - Por último se pretende convertir el láser DFB estudiado en un láser monomodo (que es lo que nos interesa). Para ello se implementará un salto de fase en la perturbación de forma que podamos verificar que tenemos un láser monomodo en segunda ventana.
 - ❖ El software usado para el modelado y las simulaciones ha sido MATLAB R2016b.
 - ❖ Todo el código puede consultarse en el Anexo de este documento.

Formalismos TFF + TM

En este Assignment vamos a utilizar estos formalismos para caracterizar completamente al dispositivo.

En primer lugar, el formalismo de Matrices de Transferencia (TM) nos permitirá describir a un dispositivo bipuerta, el cual tendrá dos ondas electromagnéticas de entrada y otras dos de salida. La relación entre las ondas de entrada y de salida se describe mediante una matriz 2×2 , la cual caracteriza por completo el funcionamiento del dispositivo bipuerto al que nos referimos como un sistema lineal e invariante (SLI):

Dispositivo Bipuerto:

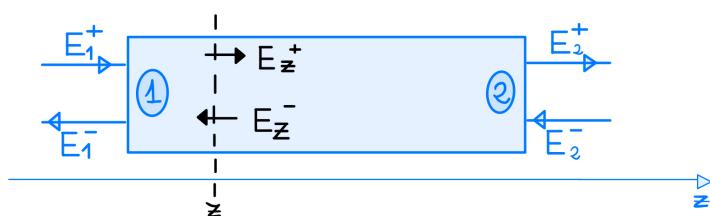


Figura 1.- Representación dispositivo bipuerto

La relación entre las ondas electromagnéticas en 1 y en 2 se expresa como:

$$\begin{bmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix}}_{\text{SLI}} \cdot \begin{bmatrix} E_2^+ \\ E_2^- \end{bmatrix}$$

Y las expresiones de los T_{ij} y de las funciones de transferencia en reflexión y en transmisión son las que siguen:

$$T_{11}(f) = \frac{E_1^+}{E_2^+} \Big|_{E_2^-=0} \quad T_{12}(f) = \frac{E_1^+}{E_2^-} \Big|_{E_2^+=0} \quad T_{21}(f) = \frac{E_1^-}{E_2^+} \Big|_{E_2^- = 0} \quad T_{22}(f) = \frac{E_1^-}{E_2^-} \Big|_{E_2^+=0}$$

$$H_{1r}(f) = \frac{E_1^-}{E_1^+} \Big|_{E_2^+=0} = \frac{T_{21}(f)}{T_{11}(f)} \quad H_{1t}(f) = \frac{E_2^+}{E_1^+} \Big|_{E_2^- = 0} = \frac{1}{T_{11}(f)}$$

Las respuestas impulsivas pueden hallarse recurriendo a la Transformada de Fourier inversa de las expresiones de las funciones de transferencia en reflexión y transmisión respectivamente.

Por otra parte, el formalismo de Thin Films Filters nos permitirá estudiar la propagación de ondas electromagnéticas a través de capas delgadas. En este formalismo trabajamos con dos componentes fundamentales: las interfaces dieléctricas (para explicar los fenómenos de reflexión y transmisión en una interfaz) y las capas de dieléctrico .

Las interfaces son superficies de espesor infinitesimal que separan dos medios ópticos con unos índices de refracción concretos.

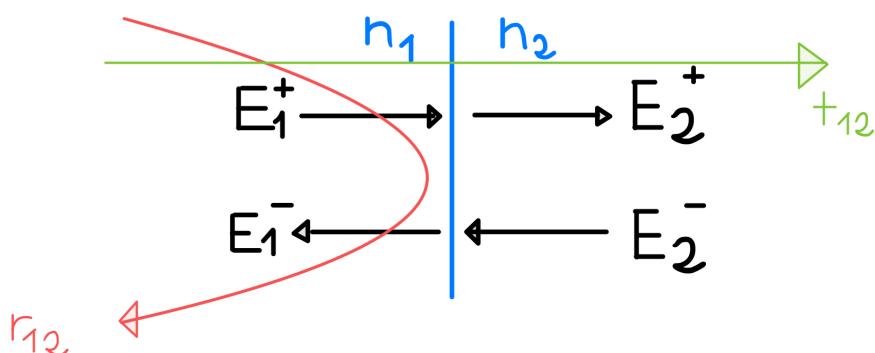


Figura 2.- Representación de una interfaz en TFF

Recurriendo a las condiciones de contorno impuestas por la ecuaciones de Maxwell podemos obtener la siguiente matriz de transferencia, la cual caracteriza completamente la reflexión y la transmisión de campos en una interfase como esta:

$$\begin{bmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{bmatrix} = \frac{1}{2 \cdot n_1} \cdot \underbrace{\begin{bmatrix} n_1 + n_2 & n_1 - n_2 \\ n_1 - n_2 & n_1 + n_2 \end{bmatrix}}_{T_i} \cdot \begin{bmatrix} E_2^+ \\ E_2^- \end{bmatrix}$$

Y a partir de ella podemos dar las expresiones de los coeficientes de reflexión y transmisión en campo en función de los índices de refracción:

$$r_{12} = \frac{E_1^-}{E_1^+} \Big|_{E_2^- = 0} = \frac{T_{21}}{T_{11}} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad t_{12} = \frac{E_2^+}{E_1^+} \Big|_{E_2^- = 0} = \frac{1}{T_{11}} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2}$$

Por otra parte tenemos que estudiar la capa de dieléctrico de índice de refracción constante, la cual tiene un cierto espesor L.



Figura 3.- Representación de una capa dieléctrica en TFF

Mediante TFF podemos caracterizar este trozo de dieléctrico recurriendo de nuevo a las ecuaciones de Maxwell:

$$E_2^+ = E_1^+ \cdot e^{-j\beta L} \quad E_1^- = E_2^- \cdot e^{-j\beta L}$$

$$\begin{bmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} e^{j\beta L} & 0 \\ 0 & e^{-j\beta L} \end{bmatrix}}_{T_c} \cdot \begin{bmatrix} E_2^+ \\ E_2^- \end{bmatrix}$$

Por tanto podemos caracterizar los láseres con los que vamos a realizar las simulaciones en este trabajo gracias a los formalismos descritos anteriormente.

Modelado y simulación numérica de la característica espectral de emisión de un láser Fabry-Perot

En esta primera sección vamos a trabajar con un láser Fabry-Perot. Concretamente vamos a considerar un dado de semiconductor que corresponde a una simplificación de dicho láser de SC doble heteroestructura compuesto por InP - InGaAsP - InP. La región activa tiene 300 micras de longitud, 1.2 micras de anchura y 0.2 micras de espesor, mientras que los espejos de los extremos tienen una reflectividad de 0.3 y están implementados con un salto de índice de refracción entre aire ($n=1$) y el del InGaAsP (3.5). Además se pretende obtener una frecuencia de emisión láser de 193THz (3^a ventana).

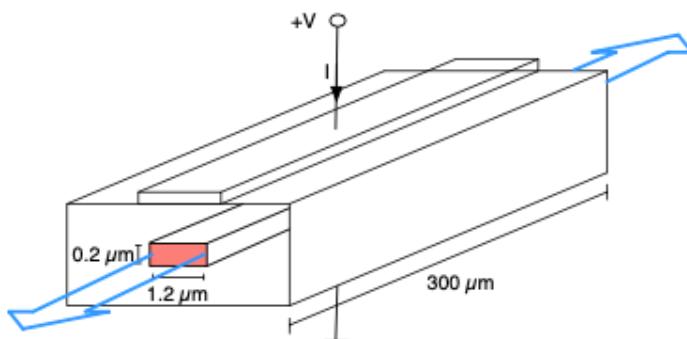


Figura 4.- Representación de la cavidad del láser Fabry-Perot

Realizaremos simulaciones variando la inyección de corriente al dispositivo, lo cual se traduce en diferentes valores de ganancia óptica por unidad de longitud dentro de la cavidad. En concreto estudiaremos los casos de ganancia correspondiente a cavidad fría, cavidad caliente, umbral láser y zona de emisión láser.

Además emplearemos los formalismos de TFF+TM para muestrear el índice de refracción del dispositivo. Convertiremos la perturbación continua que da lugar al dispositivo en una estructura multicapa formada por capas sucesivas de índice de refracción constante teniendo también en cuenta el aire que rodea al SC. En definitiva, tendremos una estructura multicapa formada por una sucesión de interfaces dieléctricas y de capas de índice de refracción constante. Los formalismos descritos nos permitirán calcular la matriz de transferencia del dispositivo completo.

Cavidad fría

En este primer caso no se aplica corriente al dispositivo y por tanto la ganancia óptica dentro de la cavidad será cero. Esto hace que el dispositivo se comporte como un filtro Fabry-Perot, por tanto obtendremos la funciones de transferencia y respuesta impulsiva tanto en reflexión como en transmisión.

El índice de refracción se muestrea mediante una función que calcula para cada posición z la interfaz correspondiente entre las capas contiguas y la correspondiente capa de semiconductor. Las interfaces en zonas de índice de refracción constante realmente corresponden a la matriz identidad, sin embargo son fundamentales para modelar la zona donde se produce el cambio de índice de refracción (de aire a SC). Este procedimiento nos será útil para el resto de láseres que vamos a estudiar.

En este caso de ganancia $g = 0 \text{ cm}^{-1}$ no se está inyectando corriente al dispositivo, por lo que el índice de refracción del dieléctrico es un número real y no se produce inversión de población, de ahí que el láser funcione como un filtro Fabry-Perot. Si realizamos las simulaciones pertinentes para los valores numéricos descritos anteriormente obtenemos las siguientes gráficas:

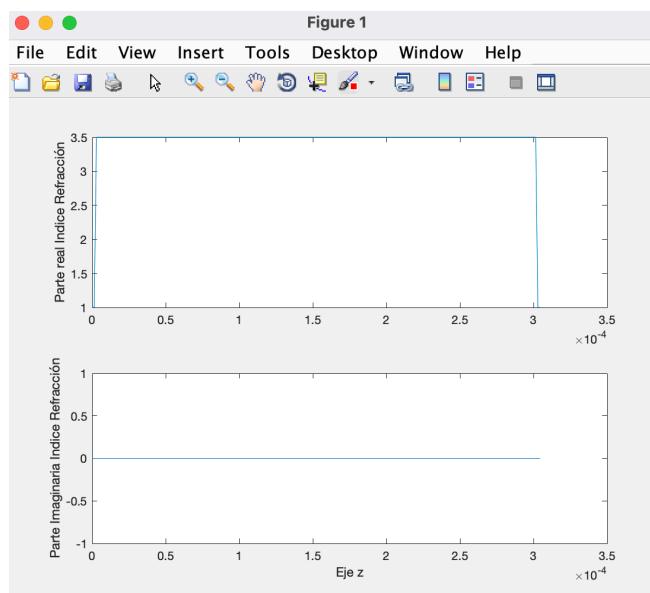


Figura 5.- Representación del índice de refracción para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$

Como vemos el índice de refracción es totalmente real. Estudiando qué ocurre en reflexión obtenemos los siguientes resultados:

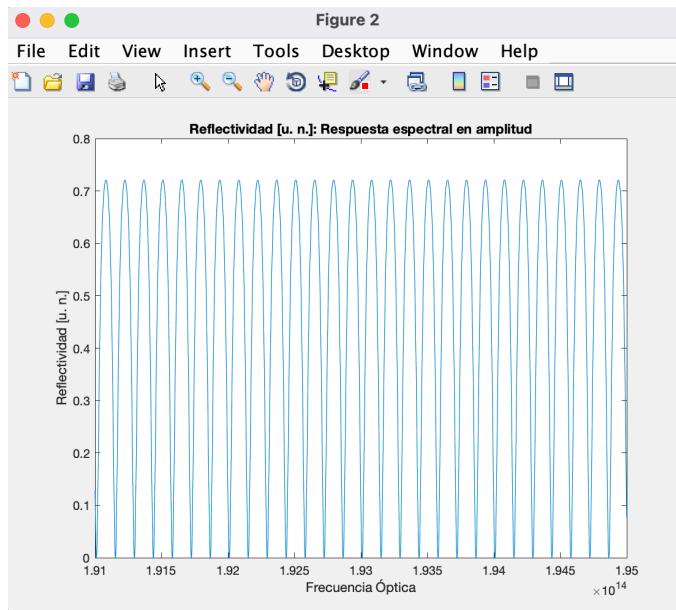


Figura 6.- Reflectividad para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$

Como vemos en la gráfica anterior, que expresa la reflectividad en unidades naturales para cada componente espectral, hay ciertas componentes espectrales que sufren una reflectividad de 0.7 mientras que otras sufren una reflectividad nula, es decir, se transmiten por completo. En la siguiente gráfica vemos cómo es la fase de la función de transferencia completa en reflexión.

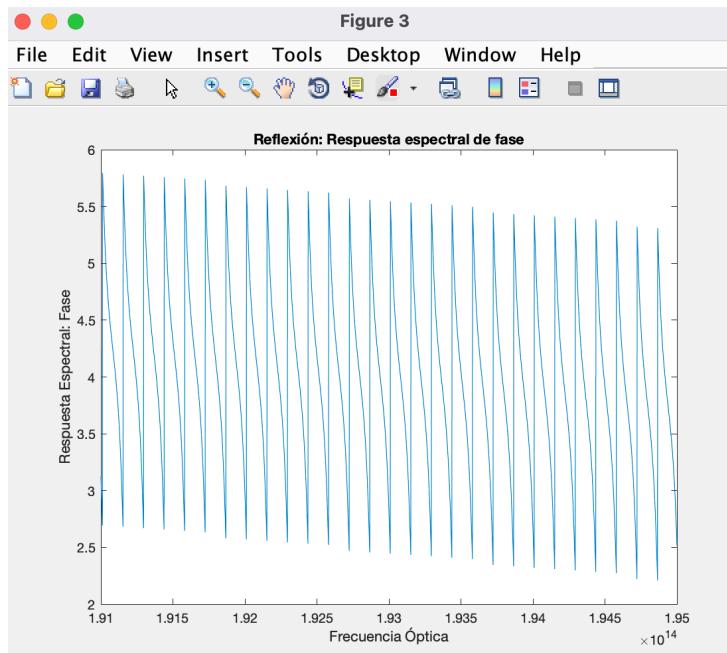


Figura 7.- Reflexión: Respuesta espectral de fase para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$

Ahora vemos cómo es el retardo de grupo en reflexión, el cual se obtiene de la derivada de la fase de la función de transferencia respecto a la frecuencia (escalado por un factor $\frac{-1}{2\pi}$).

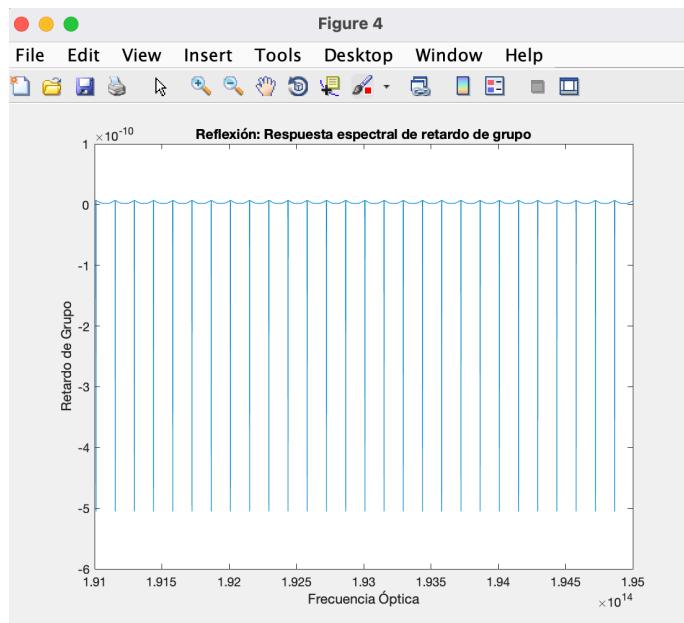


Figura 8.- Reflexión: Respuesta espectral de retardo de grupo para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$

Y por último vemos cómo es la gráfica de la respuesta espectral de dispersión para cada componente frecuencial y la respuesta temporal de este filtro en reflexión:

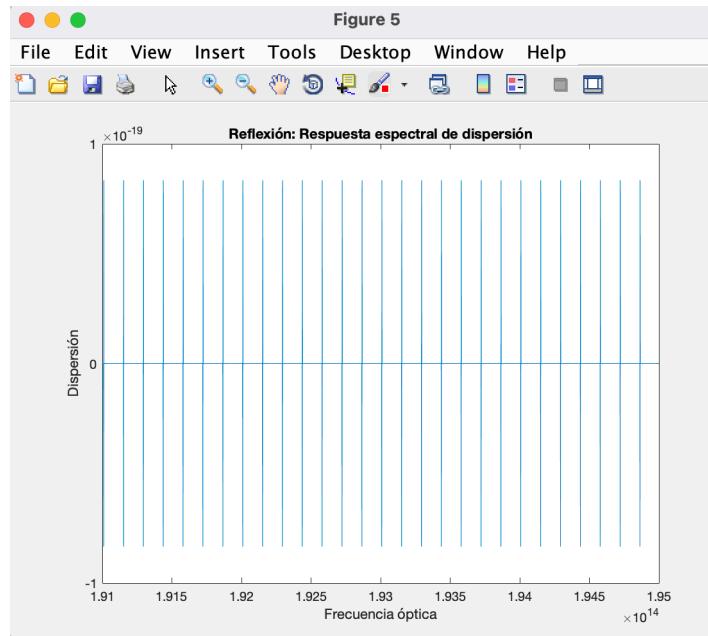


Figura 9.- Reflexión: Respuesta espectral de dispersión para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$

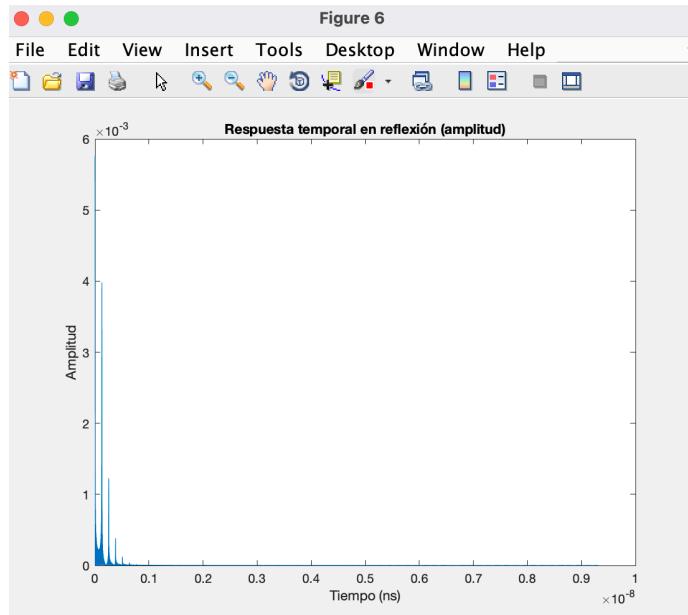


Figura 10.- Reflexión: Respuesta temporal en reflexión para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$

Si analizamos ahora qué ocurre en transmisión obtenemos lo siguiente:

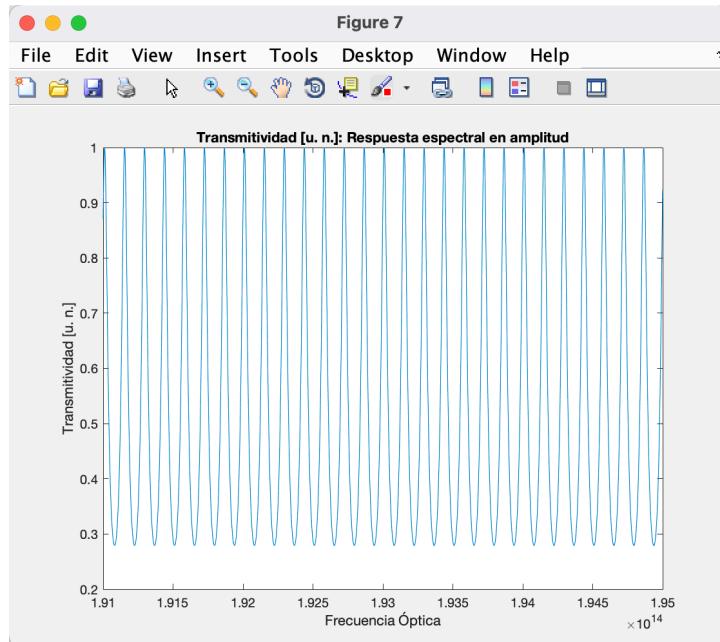


Figura 11.- Transmitividad para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$

Esta gráfica sobre la transmitividad de cada componente frecuencial es muy interesante, ya que nos permite corroborar lo que ya intuíamos en la gráfica de la reflectividad. Existen unas componentes espectrales que pasan por el filtro con transmitividad igual a 1 (que son las mismas que pasaban con reflectividad nula). Esto quiere decir que para dichas componentes espectrales el filtro es totalmente transparente. Este tipo de filtros es conocido como filtro en peine por su peculiar forma.

Si representamos ambas (reflectividad y transmitividad) podemos corroborar lo que hemos explicado:

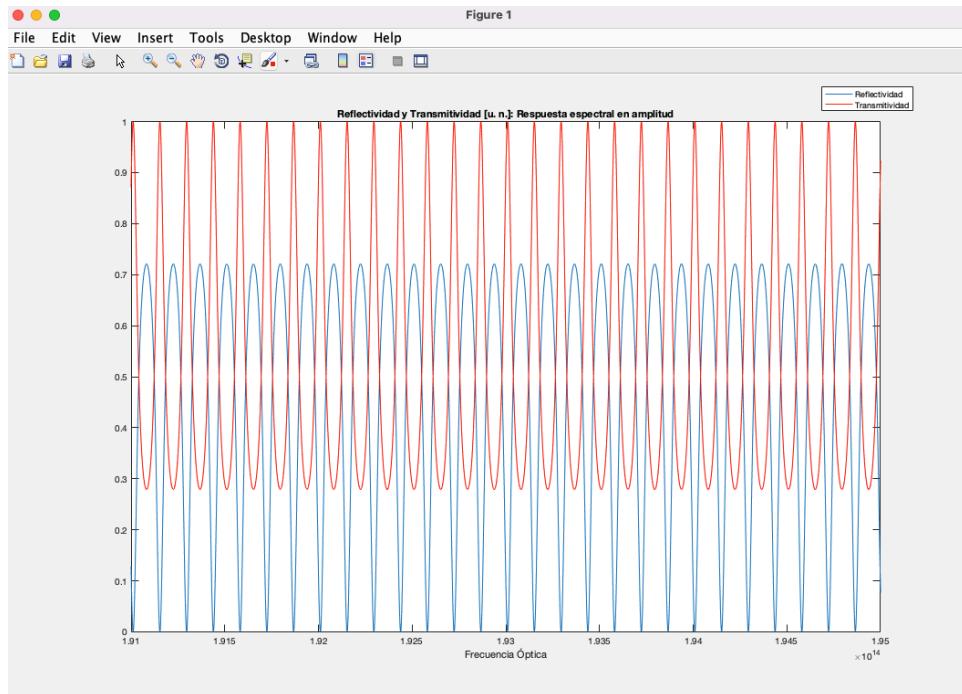


Figura 12.- Representación conjunta de la Reflectividad y la Transmitividad para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$

Como vemos ambas funciones son complementarias, de forma que siempre suman 1. Las componentes con transmitividad 0.7 tienen una reflectividad de 0.3, es decir, un 70% se transmite mientras que un 30% se refleja. Las que se transmiten por completo tienen reflectividad igual a cero (como debe ser para corroborar este comportamiento).

Representando ahora el resto de gráficas obtenidas de la función de transferencia en transmisión vemos lo siguiente:

Esta es la fase de la función de transferencia en transmisión:

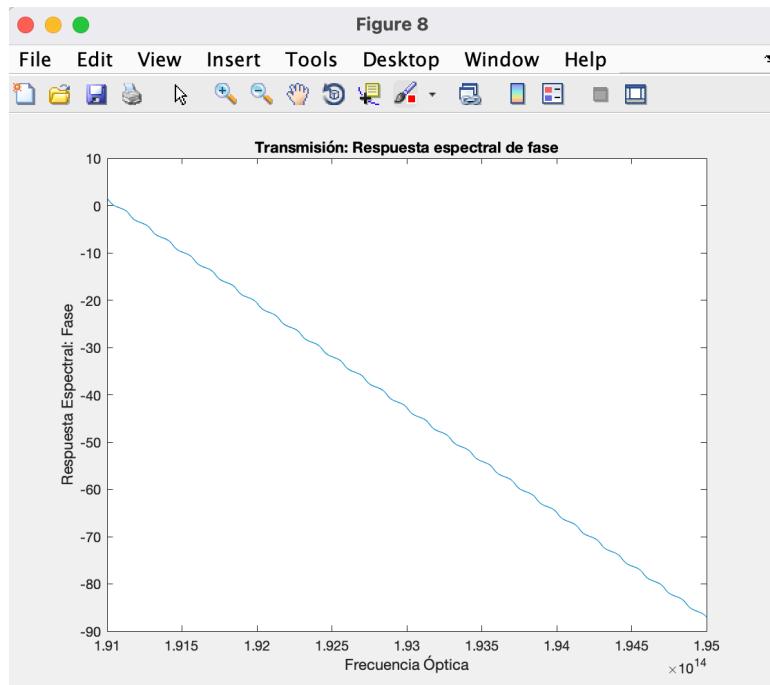


Figura 13.- Transmisión: Respuesta espectral de fase para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$

Y aquí vemos el retardo de grupo en transmisión:

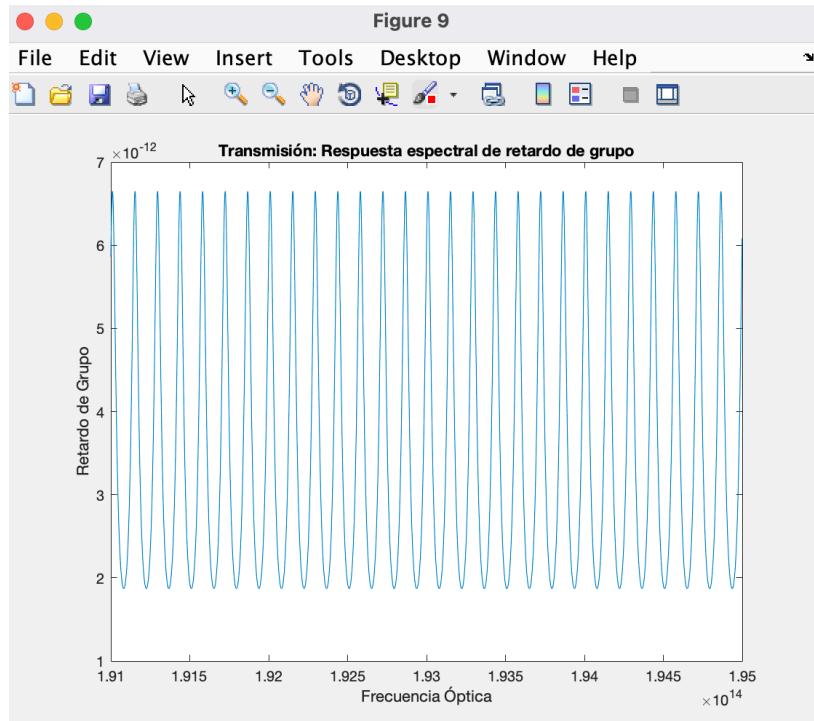


Figura 14.- Transmisión: Respuesta espectral de retardo de grupo para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$

Para finalizar vemos la gráfica de la respuesta espectral de transmisión y de la respuesta temporal en transmisión:

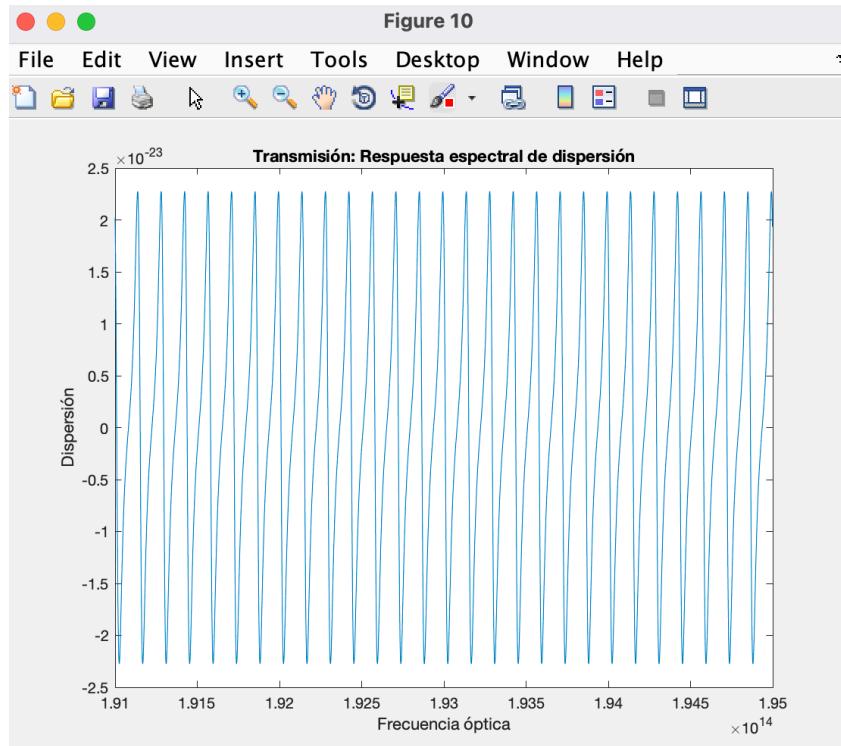


Figura 15.- Transmisión: Respuesta espectral de dispersión para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$

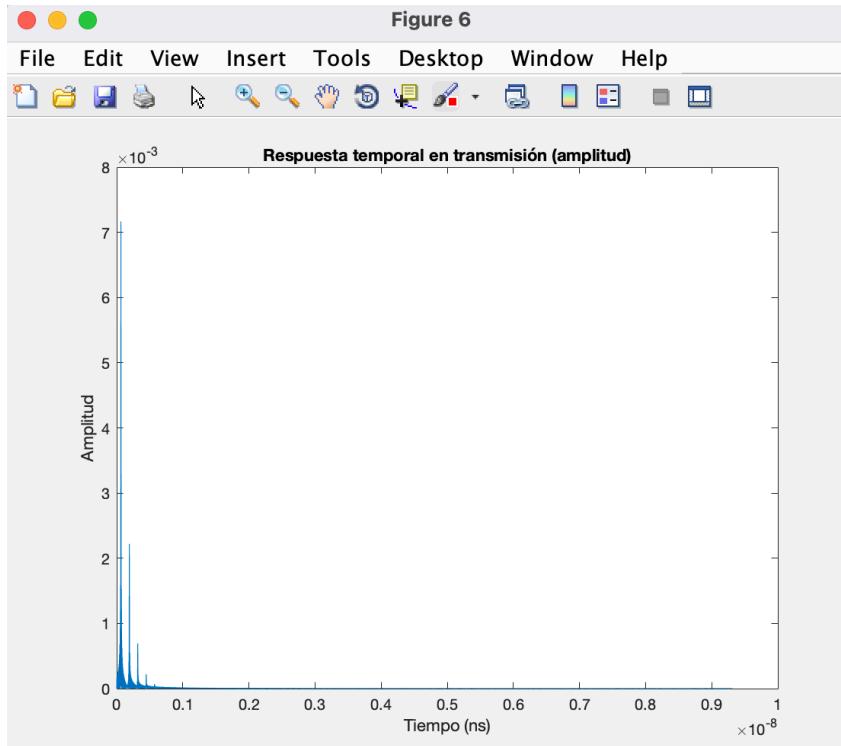


Figura 16.- Transmisión: Respuesta temporal en transmisión para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$

Cavidad caliente

A partir de ahora vamos a introducir una cierta inyección de corriente de forma que se produzca una inyección de portadores que originen la inversión de población que dará lugar a una cierta ganancia óptica. Esto nos define la zona activa, y para que esto ocurra es necesario que el índice de refracción de la cavidad sea un número complejo. Se estudiarán varios casos para varios valores de la ganancia.

CASO 1: $g = 16 \text{ cm}^{-1}$

En este primer caso se tiene una ganancia que nos origina un valor del índice de refracción de $3.5 + j2 \cdot 10^{-4}$. Al ser un valor complejo se producirá cierta ganancia para algunas componentes espectrales.

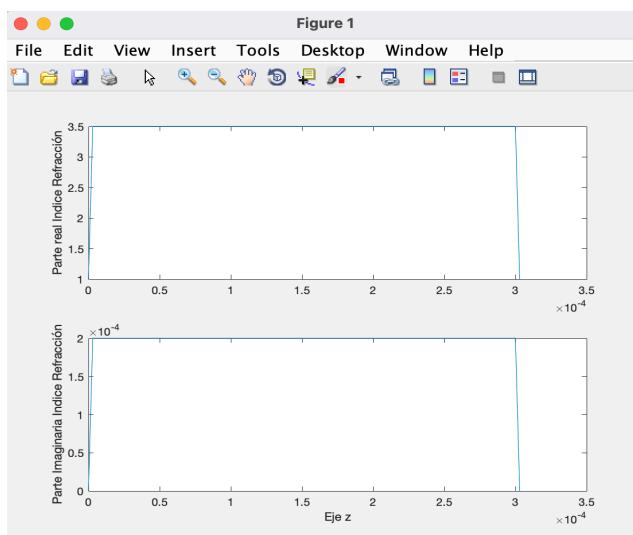


Figura 17.- Representación del índice de refracción para $g = 16 \text{ cm}^{-1}$

La respuesta espectral en amplitud en reflexión y transmisión son las que siguen:

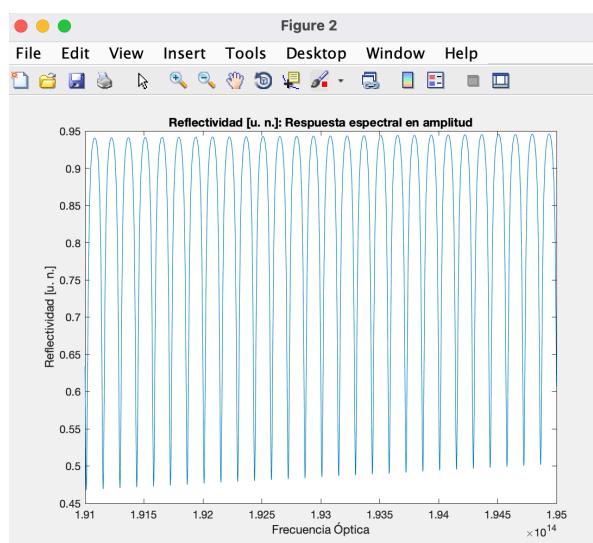


Figura 18.- Reflectividad para $g = 16 \text{ cm}^{-1}$

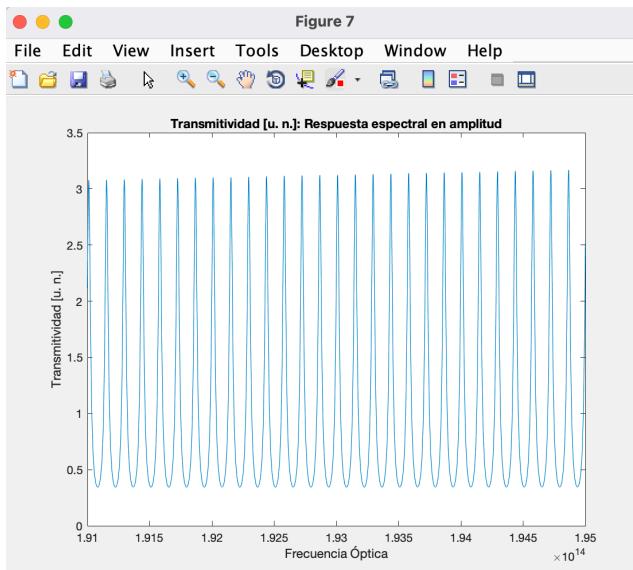


Figura 19.- Transmitividad para $g = 16 \text{ cm}^{-1}$

Como vemos en la gráfica correspondiente a la transmitividad, ahora hay ciertas componentes espectrales se transmiten con una cierta ganancia (en torno a 3 en este caso, ya que la entrada es un uno para todas las componentes espectrales). Conforme aumentemos la intensidad que inyectamos más ganancia tendremos (hasta que lleguemos al umbral láser donde la forma cambia por completo). De nuevo observamos que las componentes espectrales con transmitividad elevada tienen una reflectividad muy baja y viceversa.

CASO 2: $g = 20 \text{ cm}^{-1}$

Si seguimos aumentando la ganancia óptica sigue aumentando la parte compleja del índice de refracción, por tanto es de esperar que la ganancia de ciertas componentes espectrales sea más elevada. En este caso el índice de refracción toma el valor $3.5 + j2.4722 \cdot 10^{-4}$.

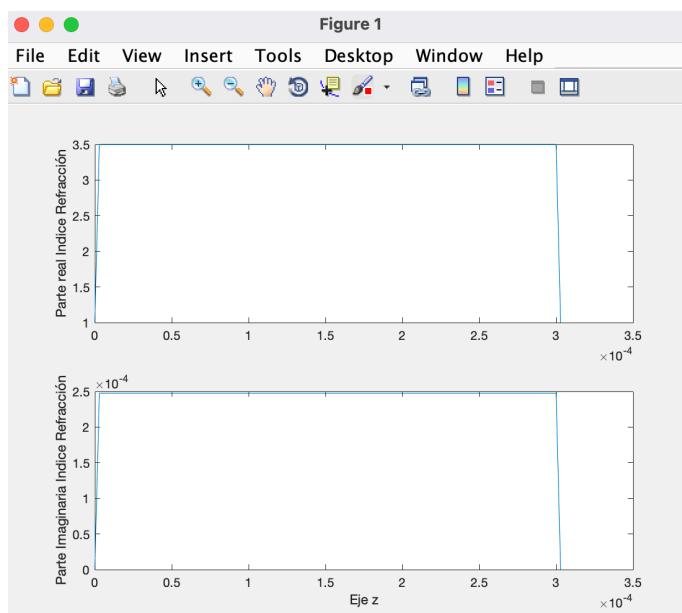


Figura 20.- Representación del índice de refracción para $g = 20 \text{ cm}^{-1}$

La gráfica de la reflectividad y la transmitividad son las siguientes:

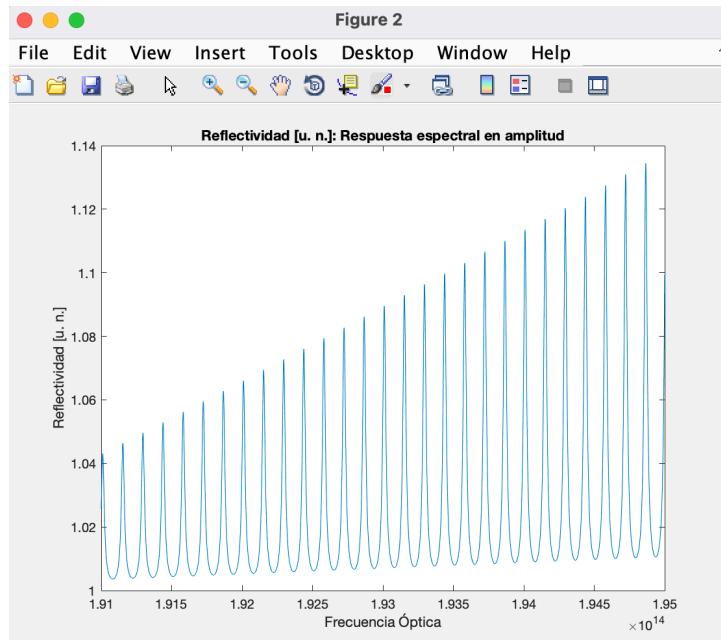


Figura 21.- Reflectividad para $g = 20 \text{ cm}^{-1}$

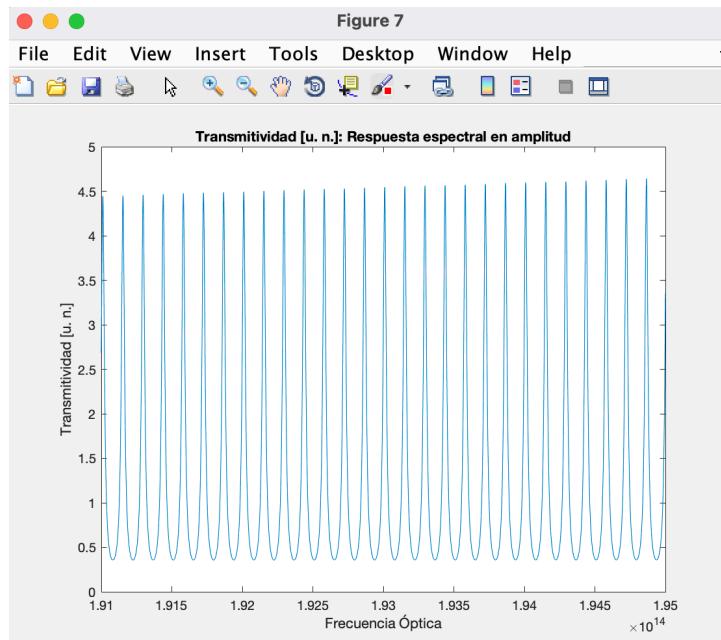


Figura 22.- Transmitividad para $g = 20 \text{ cm}^{-1}$

Como vemos la ganancia de las componentes espectrales que se transmiten sigue creciendo. El comportamiento es análogo al visto en el caso anterior pero como decimos, con mayor ganancia.

Condición de umbral láser

En este caso emplearemos el valor de ganancia óptica que nos hace cumplir la condición de umbral láser, el cual fue calculado en la clase de problemas de la asignatura. En este umbral se cumple que el tiempo medio que tardan los fenómenos estimulados en añadir un fotón al haz de luz se iguala al tiempo medio que tarda un fotón en abandonar la zona activa por alguno de los procesos de pérdidas. Al haber inyectado más corriente, el número de portadores inyectados en la zona activa es mayor, por lo que aumenta la inversión de población y el láser gasea emitiendo luz propia. Esto se traduce en que la función de transferencia en transmisión tiene un polo.

La ganancia óptica calculada es $g = 39.1857 \text{ cm}^{-1}$. Esto origina el siguiente índice de refracción:

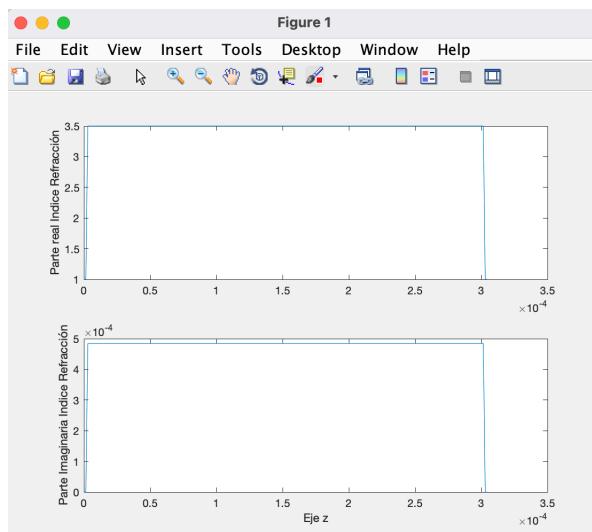


Figura 23.- Representación del índice de refracción para $g = 39.1857 \text{ cm}^{-1}$

La reflectividad y transmitividad obtenidas son estas:

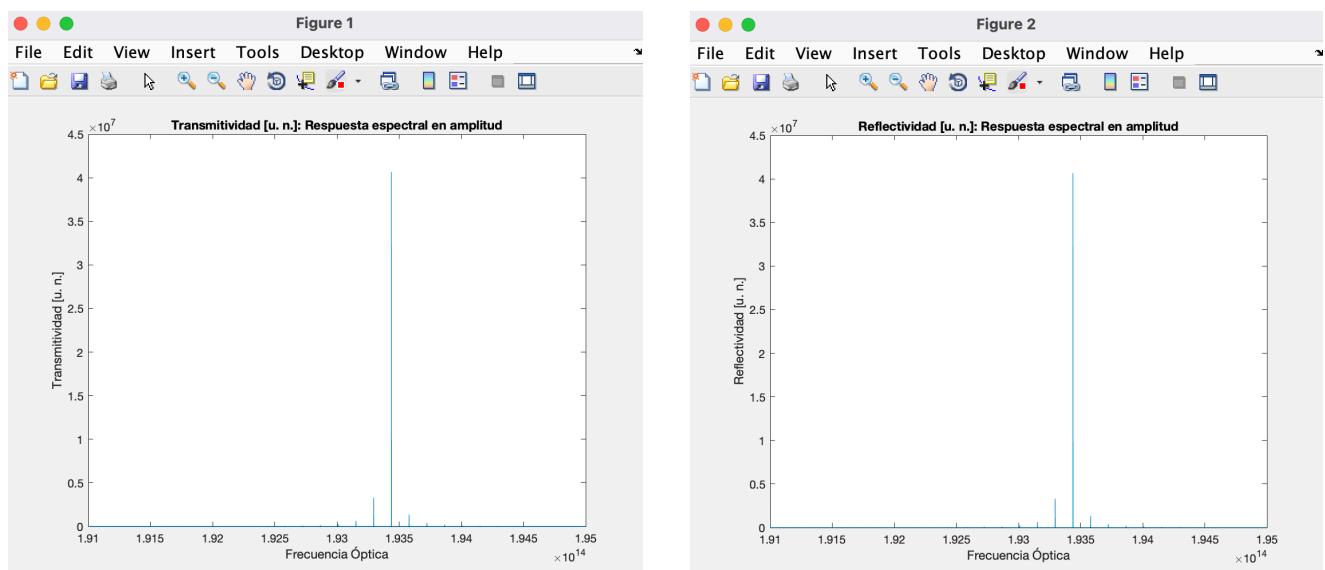


Figura 24.- Reflectividad y Transmitividad para $g = 39.1857 \text{ cm}^{-1}$

Como apreciamos, tenemos la densidad espectral de emisión del láser Fabry-Perot. Se aprecia que las gráficas de la transmitividad y de la reflectividad son prácticamente idénticas:

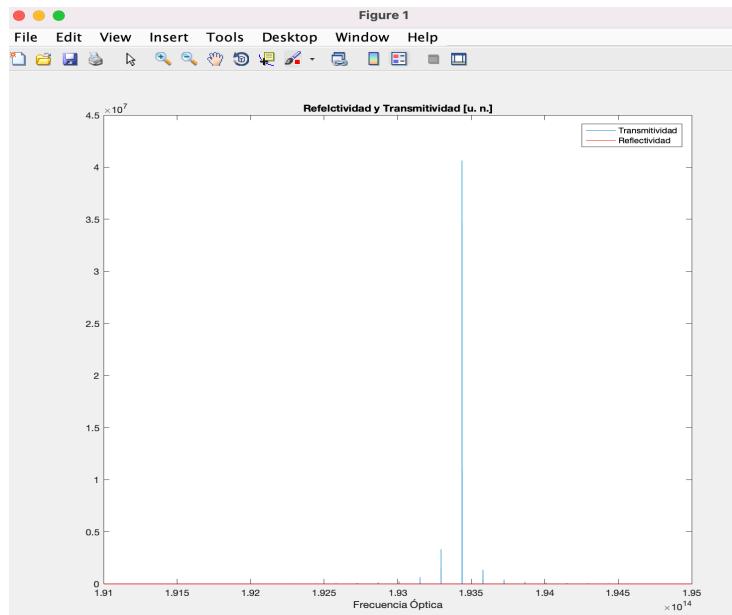


Figura 25.- Representación conjunta de la Reflectividad y la Transmitividad para $g = 39.1857 \text{ cm}^{-1}$

También se aprecian los diferentes modos longitudinales, ya que como vimos en teoría el láser Fabry-Perot no emite a una frecuencia pura. Si representamos el módulo de la función de transferencia en transmisión (sin elevar al cuadrado) podemos apreciar más correctamente los diferentes modos:

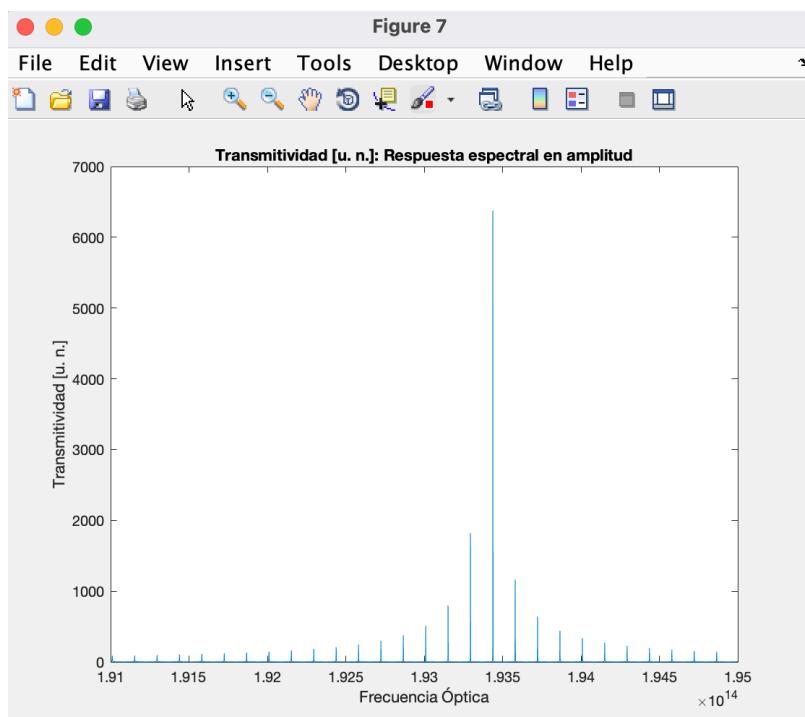


Figura 26.- Transmitividad (sin elevar al cuadrado) para $g = 39.1857 \text{ cm}^{-1}$

Podemos comprobar también que la ganancia es muy elevada. En este caso, al inyectar el haz de luz de intensidad uno vemos que a la salida tenemos valores de 6000. Además, la separación entre los diferentes modos debe ser la que vimos en teoría.

Si buscamos el valor de la separación que apreciamos en la gráfica anterior operando un poco con el comando *find* de MATLAB (para tener un valor más exacto que el que nos aporta la etiqueta de la gráfica) obtenemos una separación entre modos de unos 142.7634 GHz, el cual es bastante similar a los 142.75 GHz que calculamos teóricamente.

Por último podríamos intentar buscar la anchura espectral de emisión de potencia que presenta el láser Fabry-Perot. Para ello debemos intuir la envolvente que se situaría sobre los picos de los diferentes modos. En mi caso la anchura espectral es de unos 570 GHz.

Zona de emisión láser

Si aplicamos ahora una ganancia superior a la que nos daba la condición de oscilación láser estaremos trabajando en la zona de emisión láser. Seleccionando una $g = 50 \text{ cm}^{-1}$ obtenemos los siguientes resultados:

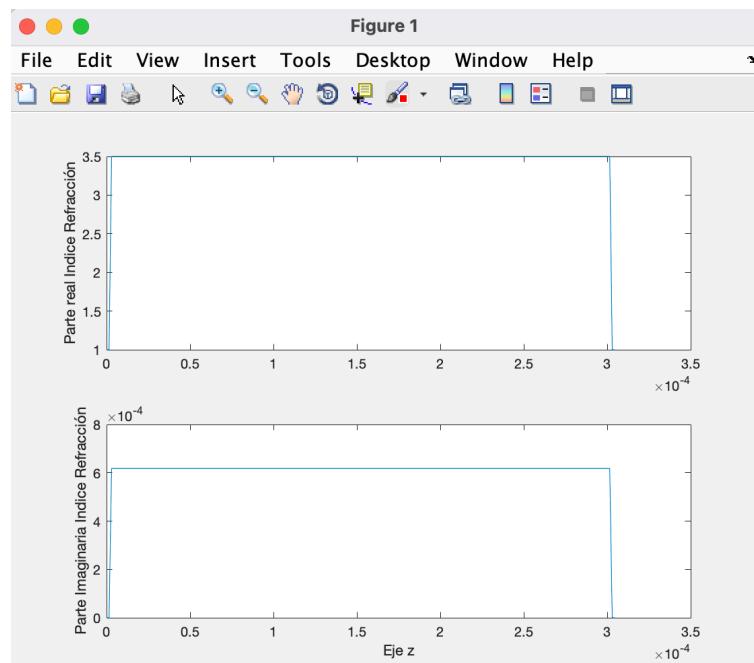


Figura 27.- Representación del índice de refracción para $g = 50 \text{ cm}^{-1}$

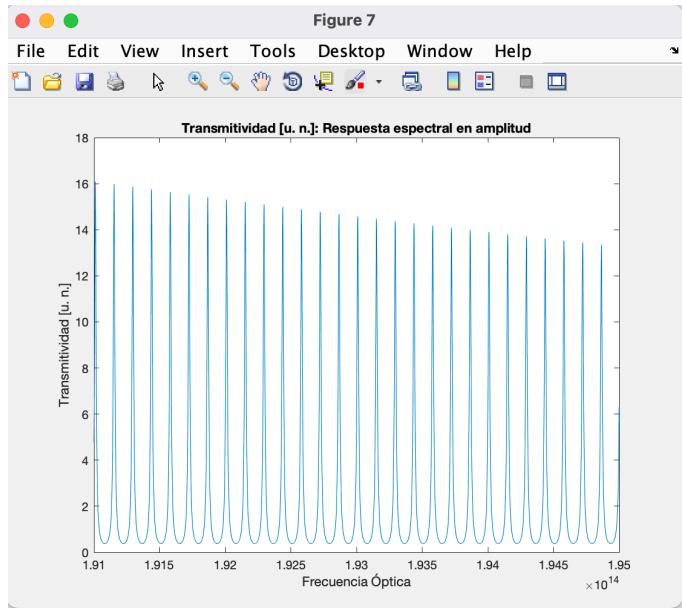
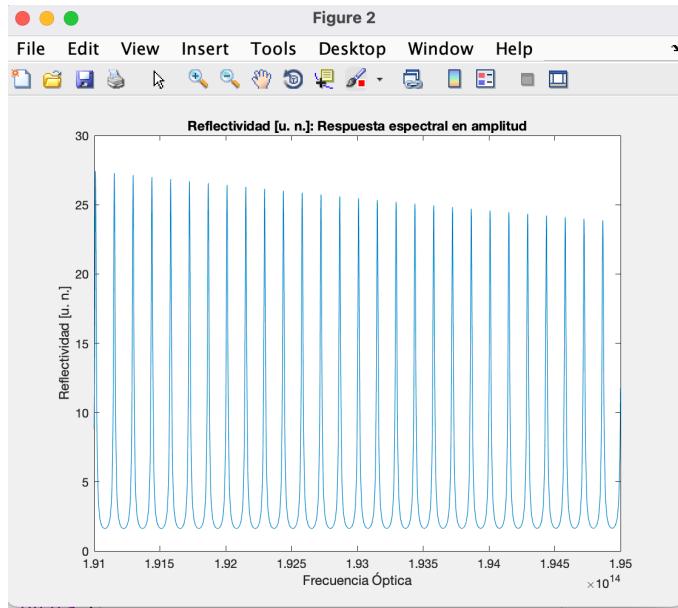


Figura 28.- Reflectividad y Transmitividad para $g = 50 \text{ cm}^{-1}$

Podemos ver la ganancia en transmisión y reflexión para cada caso (teniendo en cuenta que cada componente espectral recibe entra con intensidad 1).

NOTA: Para los casos en que se inyecta corriente (todos menos el de cavidad fría) el índice de refracción del dieléctrico tiene una parte compleja que es la que provoca que se produzca una ganancia. Teniendo en cuenta que ahora tenemos este comportamiento, el valor de $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}n_2$ debe ser $\beta \rightarrow \beta + j\frac{\alpha}{2}$.

Operando con las expresiones donde se involucran α y β (vistas en la clase de problemas) podemos obtener la parte compleja del índice de refracción del medio a partir de la ganancia de esta forma:

$$n_2 = 3.5 + j \cdot \frac{c}{4\pi f} \cdot g$$

Modelado y simulación numérica de la característica espectral de emisión de un láser DFB bimodo

En esta nueva sección se van a realizar simulaciones modelando un láser DFB bimodo. Como hemos visto en la situación de oscilación láser del láser Fabry-Perot éste no emite luz a una única frecuencia, sino que hay varios modos longitudinales presentes. Puesto que nos interesa que el láser emita a una única frecuencia vamos a estudiar dos casos con el láser DFB que mejorarán este comportamiento.

En el láser DFB se da el caso de que cambiamos la cavidad distribuida, es decir, la forma en la que el dispositivo realimenta la onda de luz dentro de la cavidad. En este caso las perturbaciones están asociadas al Reflector de Bragg que se utiliza en este tipo de láseres. De hecho, en un láser DFB se da el caso de que el Reflector de Bragg y la zona activa están superpuestos. Por otra parte, para tener componente de luz reflejada es necesario que las sucesivas reflexiones se sumen constructivamente.

El reflector de Bragg es un espejo selectivo en frecuencia, es decir, hace que ciertas componentes espectrales sean reflejadas. En concreto, las componentes que se reflejan son aquellas que cumplen que:

$$\lambda_b = \frac{2n_{eff}\Lambda}{m}$$

En primer lugar modelaremos y simularemos un láser DFB bimodo. Se muestreará la perturbación que da lugar al índice de refracción y usarán los formalismos de TFF+TM empleados anteriormente para obtener la matriz T que caracteriza completamente al dispositivo.

En este caso el SC del láser DFB tiene una longitud de 125 micras y se pretende que el dispositivo emita en segunda ventana (1300 nm). Se especifica que el valor del índice de refracción del semiconductor es de 3.5 y que la amplitud de la perturbación es $n_1 = 2.069 \cdot 10^{-3}$. El índice de refracción complejo dentro de la cavidad que describe tanto la perturbación que da lugar a la cavidad resonante como la ganancia óptica se obtiene como:

$$n(z) = n_0 + n_1 \cdot \sin \frac{2\pi}{\Lambda} + j \cdot n_2$$

Las simulaciones se realizarán variando la ganancia, es decir, la inyección de corriente. Como vimos antes, esta ganancia se traduce en un cierto valor de la parte imaginaria del índice de refracción que es lo que causa que el láser emita luz coherente. Veremos el caso de cavidad fría, cavidad caliente, umbral láser y un valor de ganancia superior al que da lugar a la condición de oscilación láser.

Por otra parte, se pide como primer paso calcular Λ , el periodo de la perturbación. Como vimos en las clases de problemas y de preparación de este Assignment el valor de Λ para estos datos puede tomarse despejando como:

$$\Lambda = \frac{\lambda_B}{2n_0} = \frac{1300 \cdot 10^{-9}}{2 \cdot 3.5} = 1.8571 \cdot 10^{-7}$$

Cavidad fría

En primer lugar realizaremos la simulación en el caso de cavidad fría ($g = 0 \text{ cm}^{-1}$). En este caso de nuevo tenemos un comportamiento de filtro (filtro FGB en este caso) en vez de un comportamiento de láser.

La parte compleja del índice de refracción en este caso es cero, ya que la ganancia también lo es. Por tanto la perturbación toma la siguiente expresión en este caso:

$$n(z) = 3.5 + 2.069 \cdot 10^{-3} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{1.8571 \cdot 10^{-7}} z\right)$$

También hay que tener en cuenta el muestreo de la función seno presente en el valor de $n(z)$. Como ya vimos en el Assignment anterior es suficiente con tomar más de 10 puntos por periodo para muestrear una función seno. En mi caso he tomado 13 puntos por periodo. Se genera por tanto un vector equiespaciado desde 0 hasta 125 micras en pasos de Λ (periodo) entre 13.

Si representamos la parte real e imaginaria de $n(z)$ a lo largo del eje de la perturbación observamos lo siguiente:

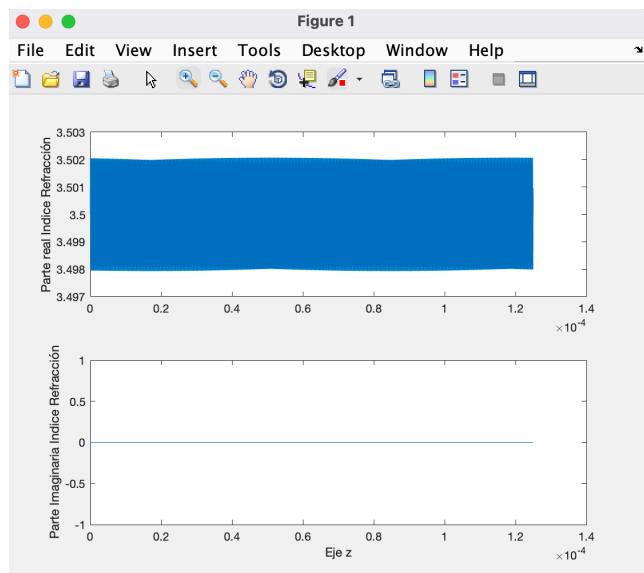


Figura 29.- Representación del índice de refracción para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$

Hacemos un poco de zoom en la gráfica de la parte real para poder apreciar más correctamente la perturbación:

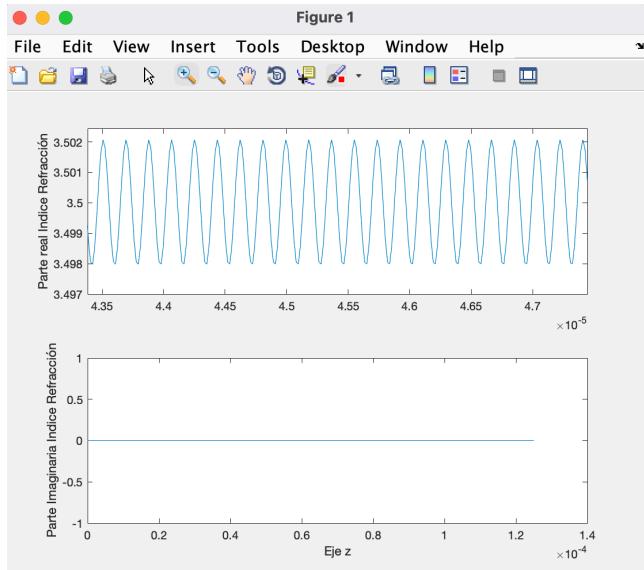


Figura 30.- Representación ampliada del índice de refracción para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$

Se aprecia la función seno muestreada en la parte real de $n(z)$ así como el valor nulo de la parte imaginaria (correspondiente al caso de cavidad fría que estamos estudiando).

Representamos ahora la reflectividad y transmitividad para estudiar la característica espectral de emisión de este láser DFB bimodo en el caso de cavidad fría:

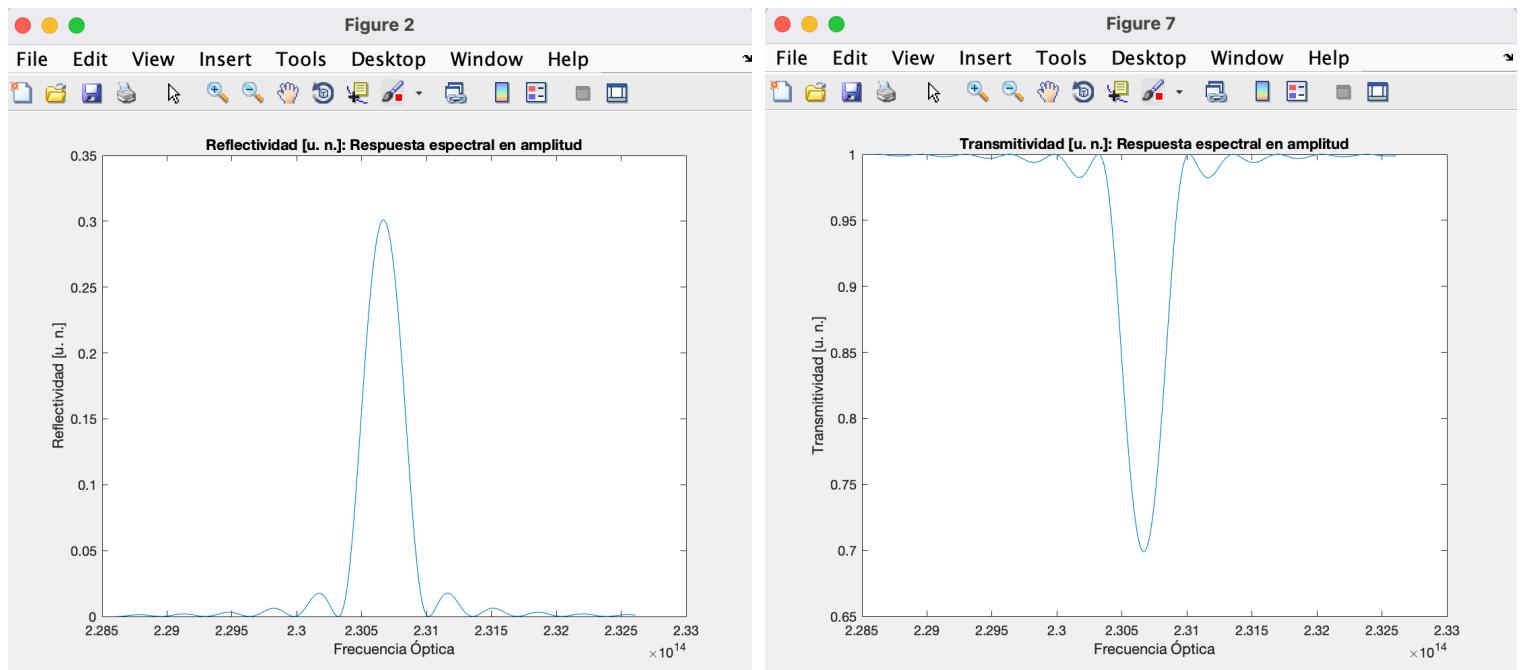


Figura 31.- Reflectividad y Transmitividad para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$

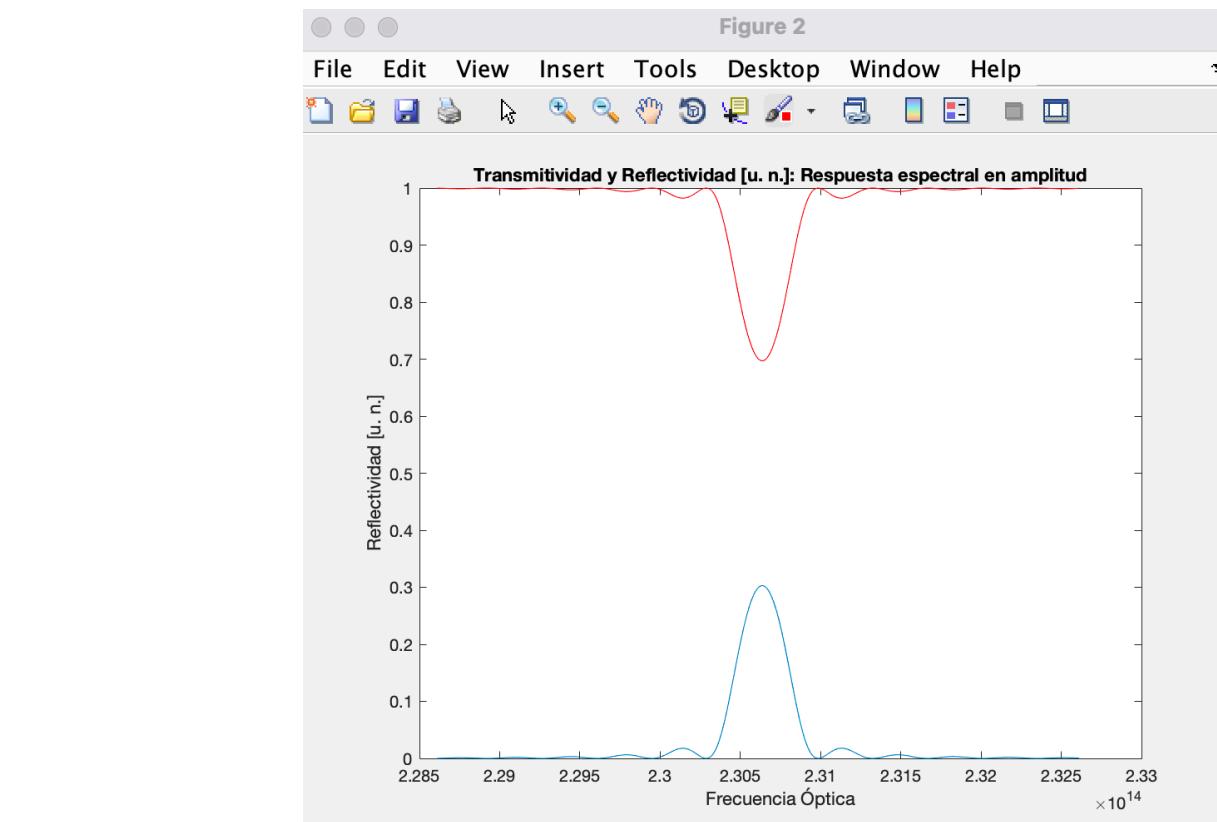


Figura 32.- Representación conjunta de la Reflectividad y la Transmitividad para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$

De las gráficas anteriores podemos deducir que el reflector de Bragg refleja una serie de componentes espectrales concretas y deja pasar el resto. Las componentes espectrales que se reflejan (las que tienen una reflectividad más elevada) son aquellas que se transmiten menos (las que tienen una transmitividad más baja). El reflector de Bragg se comporta como un espejo selectivo en frecuencia, ya que refleja la componentepectral de 1300nm (correspondiente a la frecuencia central que se ve en las gráficas) y parte de su entorno. Los lóbulos secundarios aparecen porque el seno no es infinito (en ese caso sería una delta en 1300 nm). Por otra parte, como vimos en el Fabry-Perot la suma de ambas curvas tiene que ser igual a 1 (lo cual se cumple en este caso también).

Podemos concluir que el filtro que representa este láser en cavidad fría se comporta como un filtro paso de banda en reflexión (solo permite el paso de ciertas componentes frecuencias) y como un filtro banda eliminada en transmisión (deja pasar todas las componentes excepto un conjunto concreto, que es precisamente el que sí pasaría por el filtro paso banda).

Cavidad caliente

En esta nueva sección estudiaremos qué ocurre cuando inyectamos una cierta cantidad de corriente eléctrica. Esto se traduce en que la parte imaginaria del índice de refracción toma ahora un cierto valor, lo cual provoca que se tenga una cierta ganancia a la salida. Para este caso se pide estudiar qué ocurre cuando la ganancia óptica vale $g = 150 \text{ cm}^{-1}$. Esto da lugar a la siguiente representación del índice de refracción:

$$n(z) = 3.5 + 2.069 \cdot 10^{-3} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{1.8571 \cdot 10^{-9}}\right) + j \cdot 1.5517 \cdot 10^{-3}$$

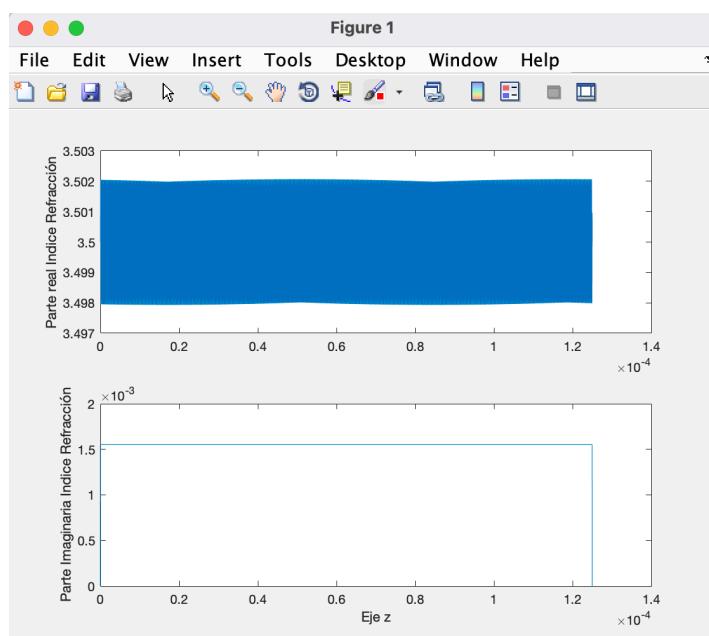


Figura 33.- Representación del índice de refracción para $g = 150 \text{ cm}^{-1}$

Ampliando un poco la gráfica de la parte real para ver más detalladamente la función:

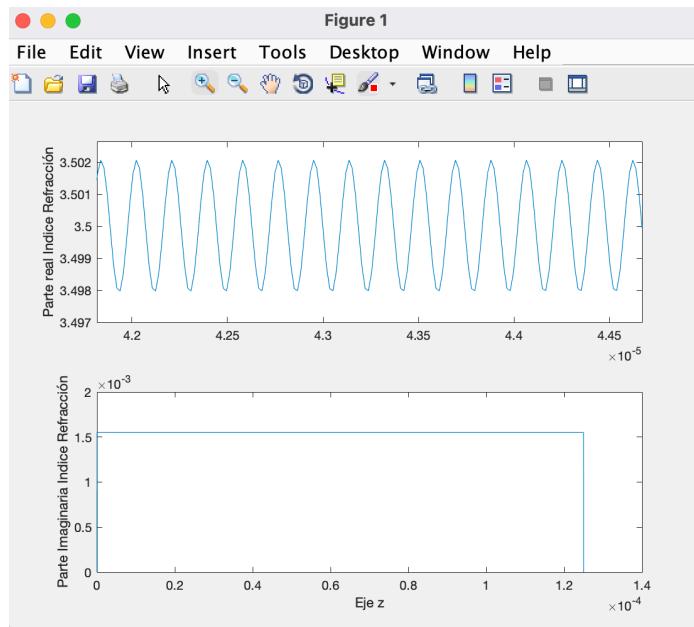


Figura 34.- Representación ampliada del índice de refracción para $g = 150 \text{ cm}^{-1}$

Si vemos ahora las funciones de transferencia en reflexión y transmisión podemos observar lo siguiente:

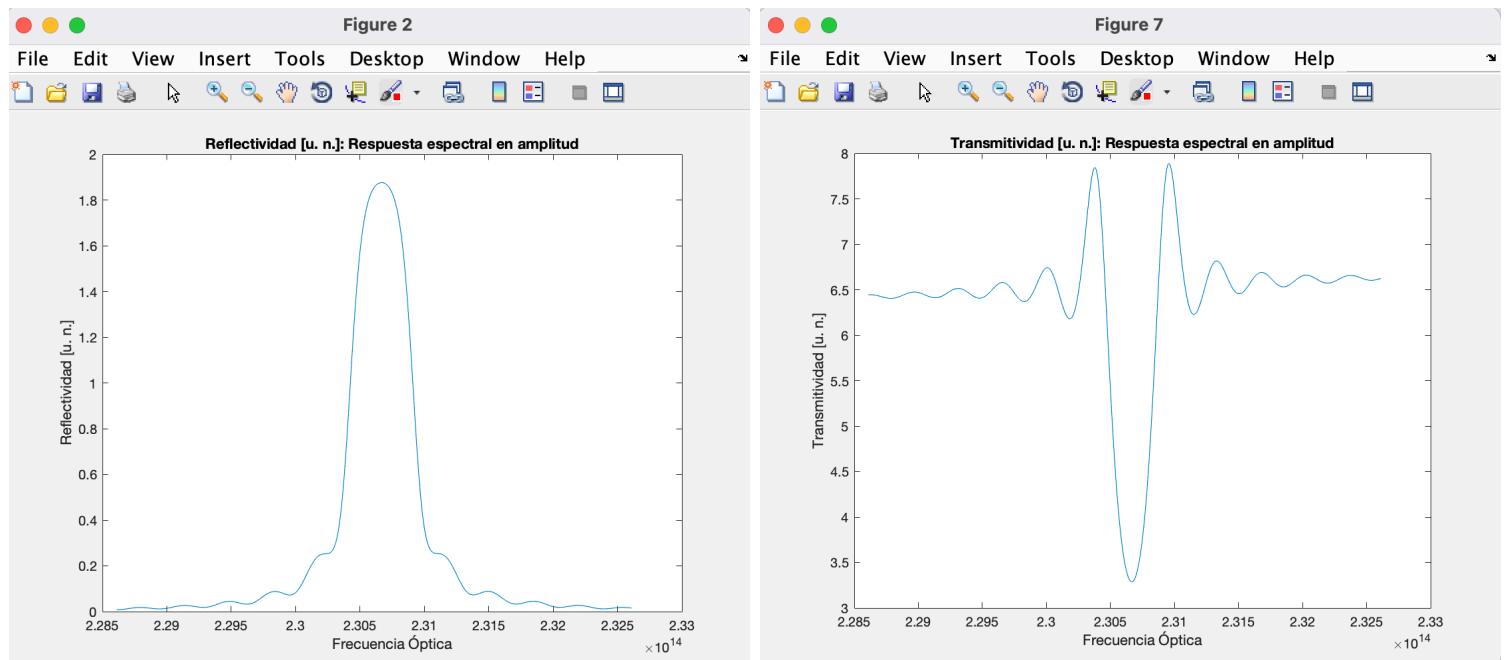


Figura 35.- Reflectividad y Transmitividad para $g = 150 \text{ cm}^{-1}$

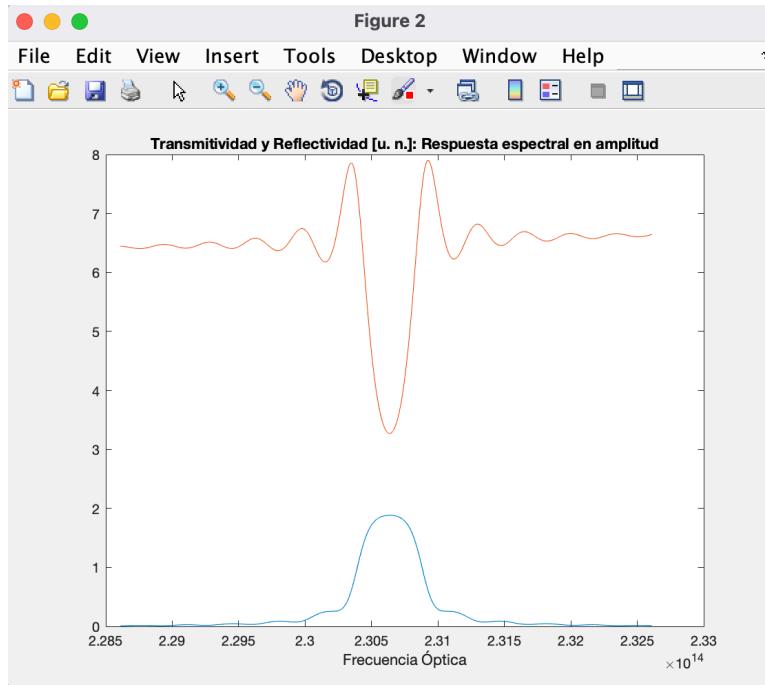


Figura 36.- Representación conjunta de la Reflectividad y la Transmitividad para $g = 150 \text{ cm}^{-1}$

Se aprecia que las formas son las mismas pero las magnitudes de potencia reflejada y transmitida son mayores debido a la ganancia que se ha insertado. Además en la gráfica de la transmitividad empiezan a formarse dos picos que luego serán de especial relevancia.

Si modificáramos el periodo podríamos colocar la frecuencia central del filtro y la banda de paso en otro lugar.

Vamos a estudiar otro caso de cavidad caliente cuando $g = 200 \text{ cm}^{-1}$. Al aumentar la corriente inyectada en el dispositivo (ya que aumenta la ganancia óptica) la ganancia a la salida se presupone que va a ser mayor, ya que además estamos más cerca de la condición de oscilación láser. Por supuesto la parte imaginaria del índice de refracción $n(z)$ será mayor en este caso, lo cual también indica que la ganancia aumentará.

El índice de refracción en este caso tiene la siguiente representación:

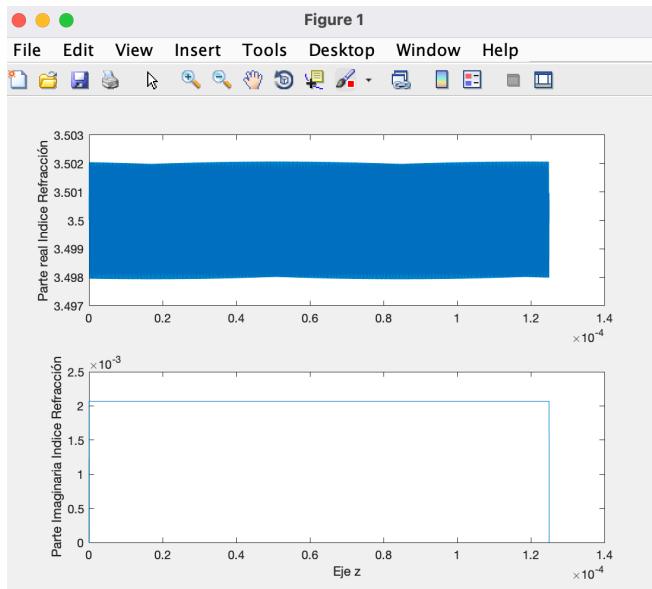


Figura 37.- Representación ampliada del índice de refracción para $g = 200 \text{ cm}^{-1}$

De nuevo ampliamos la representación de la parte real para apreciarla con claridad:

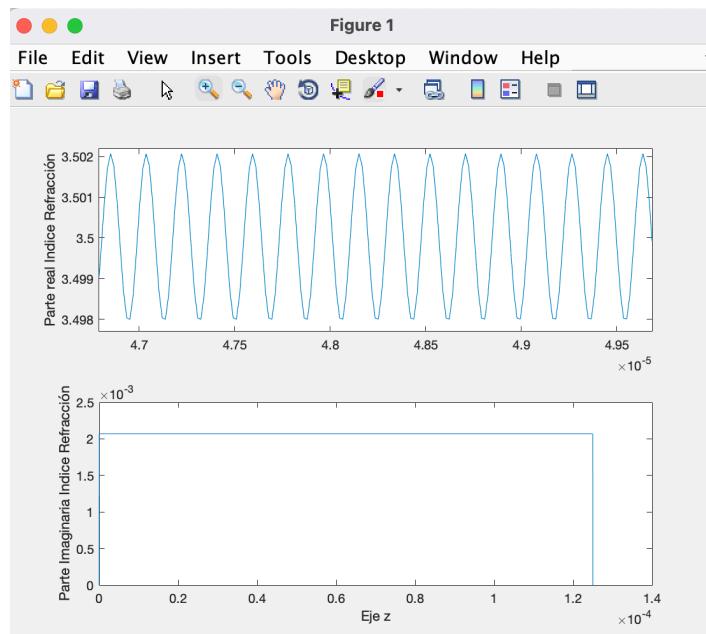


Figura 38.- Representación del índice de refracción para $g = 200 \text{ cm}^{-1}$

Si representamos de nuevo las gráficas correspondientes a la reflectividad y a la transmitividad:

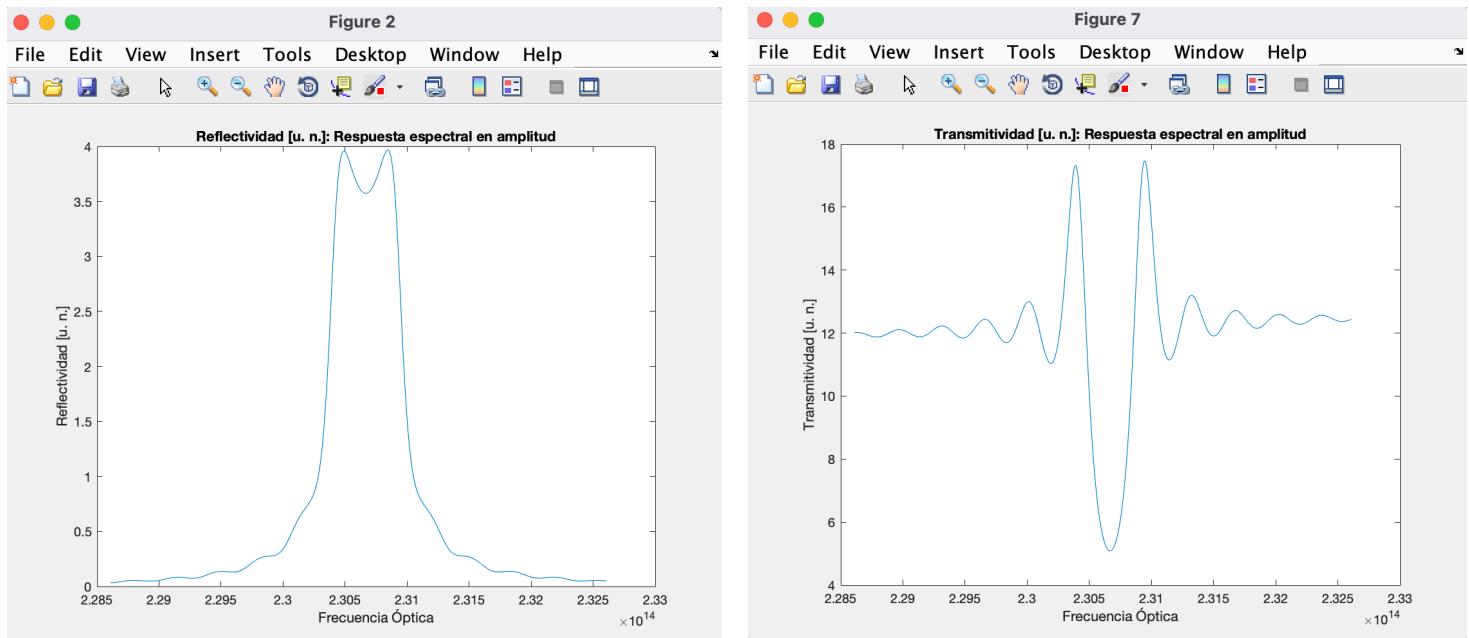


Figura 39.- Reflectividad y Transmitividad para $g = 200 \text{ cm}^{-1}$

Llama la atención que ahora apreciamos cómo se comienzan a formar dos picos. Esto es muy interesante ya que como dijimos al inicio de esta sección el láser DFB que estamos estudiando es un láser bimodo.

A medida que nos acercamos más a la condición de umbral láser, es decir, cuanto más aumentamos la ganancia óptica (equivalente a pensarla como un aumento de la inyección de corriente) más claros se ven los dos picos que se forman. Estos picos se corresponden a los dos modos que el láser presentará en el caso de oscilación láser que veremos en el siguiente punto.

Cavidad caliente - Umbral láser

Si seguimos aumentando la corriente que inyectamos (mediante el aumento de la ganancia óptica) llegaremos a la condición de umbral láser. En este momento se podrán ver con claridad los dos modos que conforman el láser DFB bimodo. Para la obtención analítica de la condición de oscilación láser se recurrió a la Teoría de Modos Acoplados (CMT). La ganancia óptica que da lugar a la condición de umbral láser se obtiene gráficamente y es de $g = 372.90 \text{ cm}^{-1}$.

El índice de refracción en este caso tiene la siguiente representación:

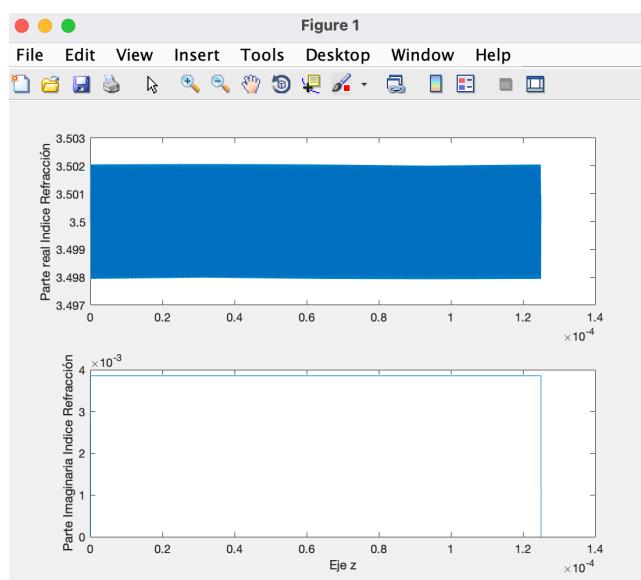


Figura 40.- Representación del índice de refracción para $g = 372.90 \text{ cm}^{-1}$

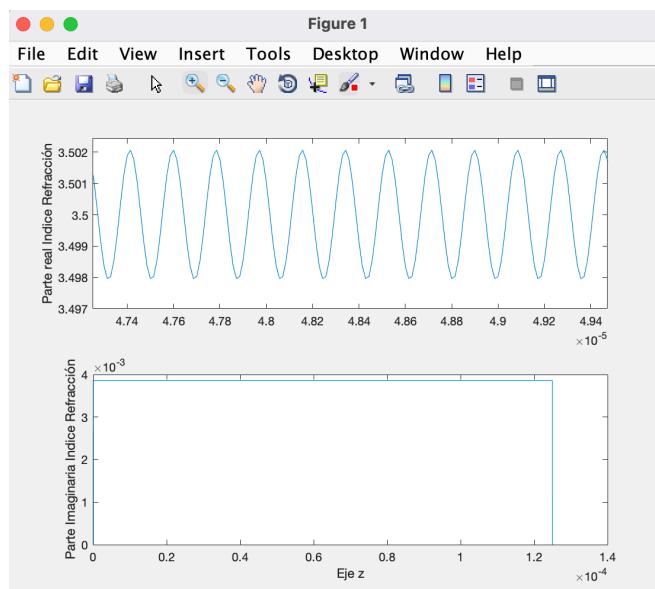


Figura 41.- Representación ampliada del índice de refracción para $g = 372.90 \text{ cm}^{-1}$

Por su parte las gráficas correspondientes a la reflectividad y a la transmitividad son estas:

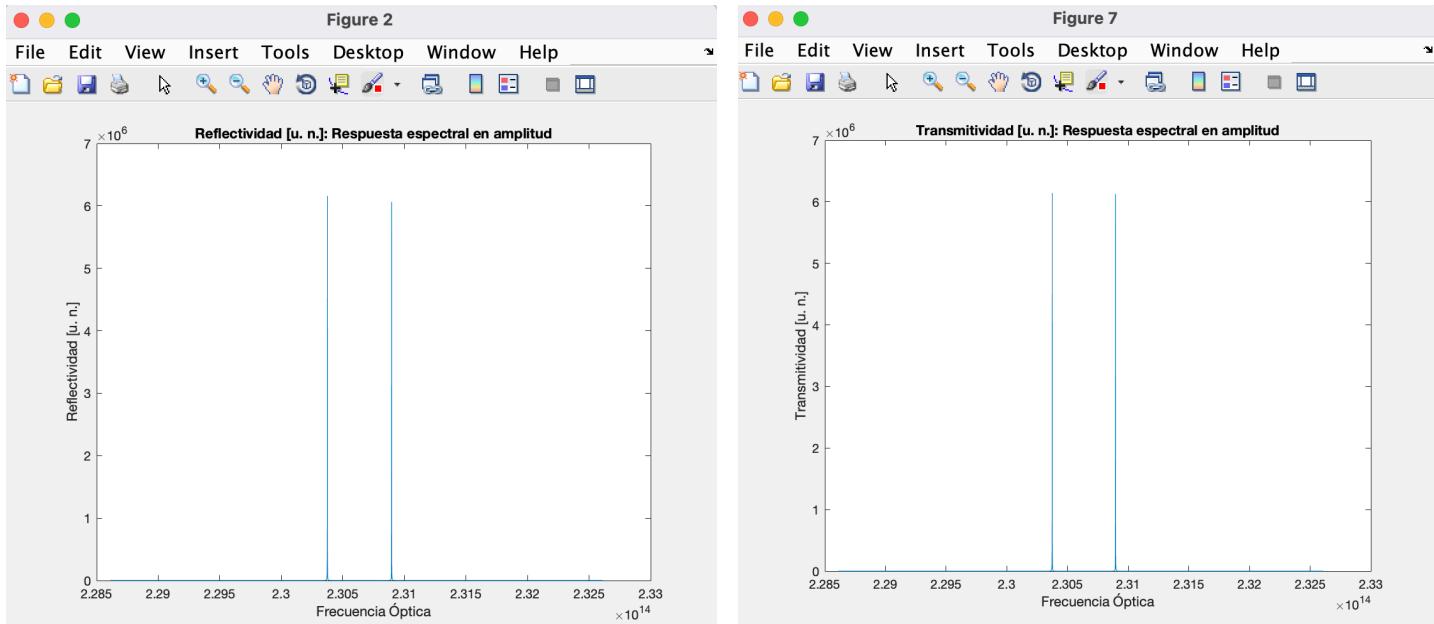


Figura 42.- Reflectividad y Transmitividad para $g = 372.90 \text{ cm}^{-1}$

Se aprecian claramente los dos modos que comentamos. No es exactamente la solución buscada (queremos que nuestro láser sea monocromático, es decir, que presente un solo modo) pero sí es una mejora sustancial con respecto al láser Fabry-Perot. Ambas gráficas son coincidentes como también pasaba en el caso del Fabry-Perot. Si representamos en función de la longitud de onda en vez de en función de la frecuencia:

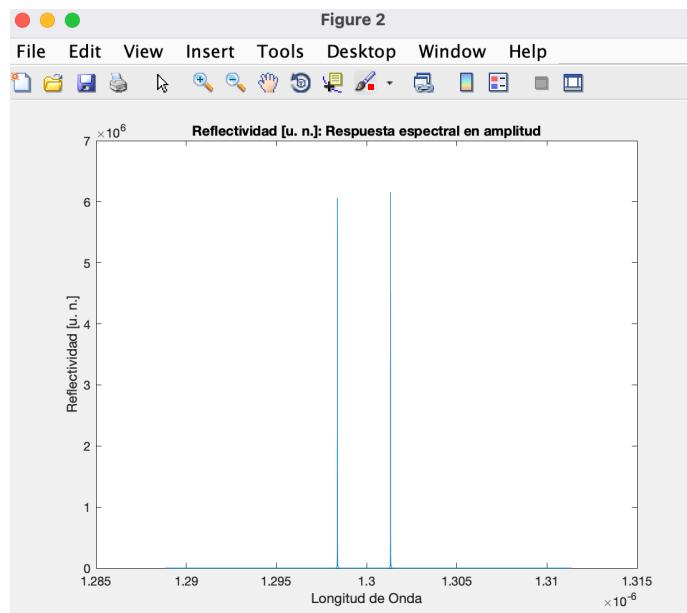


Figura 43.- Reflectividad en función de la longitud de onda para $g = 372.90 \text{ cm}^{-1}$

Se puede ver que ambos modos se distribuyen alrededor de la longitud de onda deseada (1300 nm).

Cavidad caliente - Sobrepasado umbral láser

Por último veamos qué ocurre si inyectamos más corriente de la necesaria para la condición de umbral láser. En este caso se utiliza una ganancia óptica $g = 375 \text{ cm}^{-1}$.

El índice de refracción $n(z)$ toma esta representación:

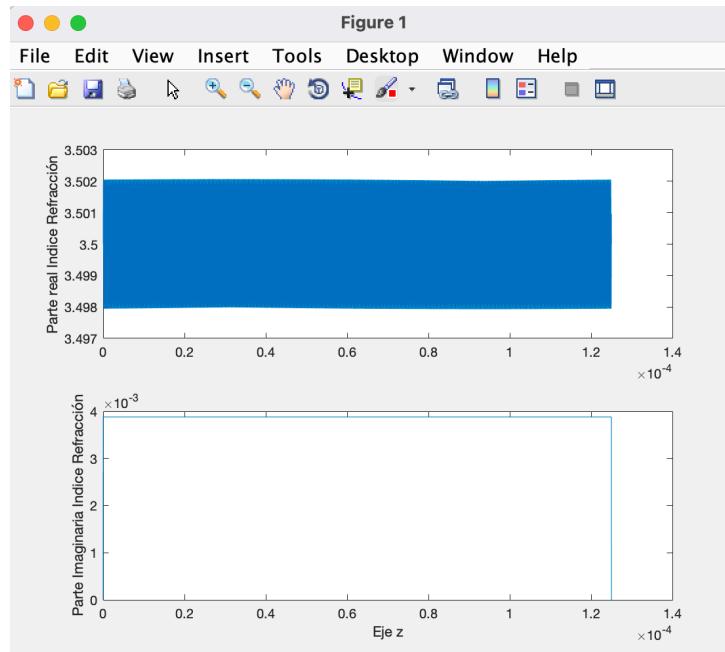


Figura 44.- Representación del índice de refracción para $g = 375 \text{ cm}^{-1}$

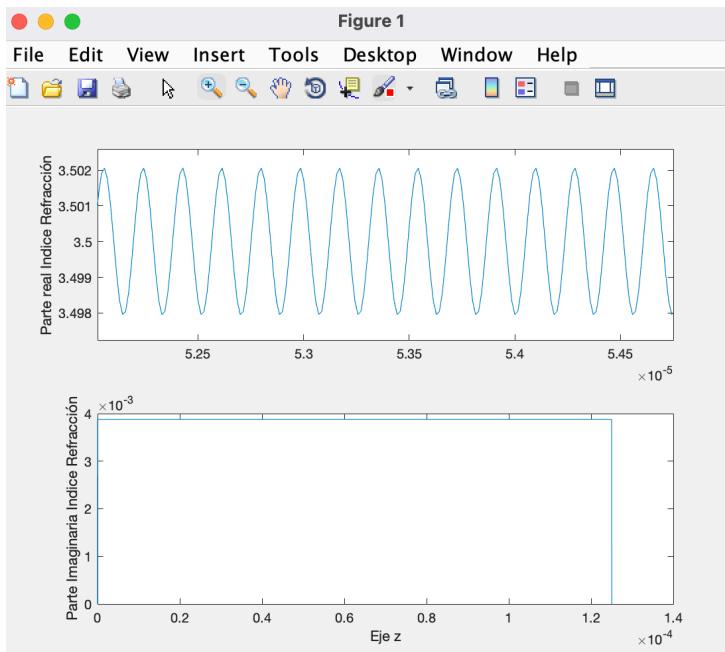


Figura 45.- Representación ampliada del índice de refracción para $g = 375 \text{ cm}^{-1}$

Si vemos cómo quedan en este caso la reflectividad y la transmitividad:

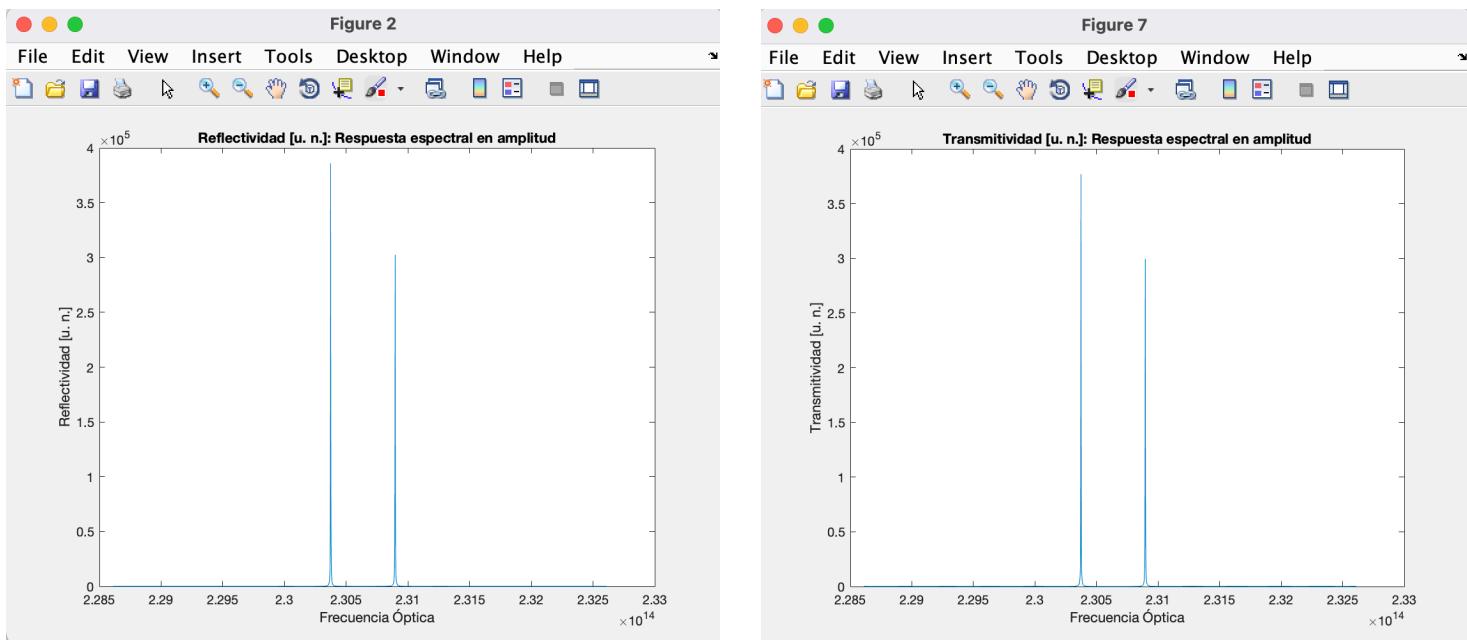


Figura 46.- Reflectividad y Transmitividad para $g = 375 \text{ cm}^{-1}$

Vemos que la situación apenas ha cambiado. Un modo parece hacerse algo predominante pero el comportamiento es muy similar al descrito anteriormente en la condición de oscilación láser.

En el siguiente capítulo de este documento estudiaremos el láser DFB monomodo, es decir, su característica espectral presentará un solo pico que es lo que nos interesa, ya que indicaría que el láser está emitiendo luz a una única frecuencia.

Modelado y simulación numérica de la característica espectral de emisión de un láser DFB monomodo

En esta última sección vamos a modificar ligeramente el láser DFB bimodo con el que hemos trabajado anteriormente para conseguir que su característica espectral de emisión presente un solo modo. Con esto aseguraríamos que el láser emita luz prácticamente monocromática (que es el objetivo que venimos persiguiendo en todo este trabajo).

La forma de conseguir esto es introducir un salto de fase de π radianes en el centro de la perturbación:

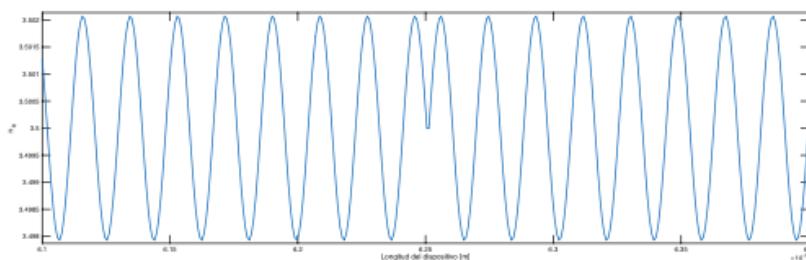


Figura 47.- Forma de la perturbación con salto de π radianes en el centro

Por tanto, partiendo del estudio del láser DFB anterior implementaremos el salto de fase requerido y comprobaremos mediante la simulación de la condición de oscilación láser que el láser emite de forma monocromática a 1300 nm.

Estudiaremos igualmente los casos de cavidad fría, cavidad caliente y umbral láser.

Es posible que para este nuevo caso el valor de ganancia óptica que nos permita cumplir la condición de oscilación láser cambie ligeramente, por lo que se realizarán diferentes simulaciones para hallar el valor de g mediante ensayo y error.

Cavidad fría

Veamos qué sucede con la característica espectral de emisión de este láser DFB monomodo cuando no se inyecta ninguna corriente al inicio (ganancia óptica igual a cero).

El índice de refracción tiene esta representación:

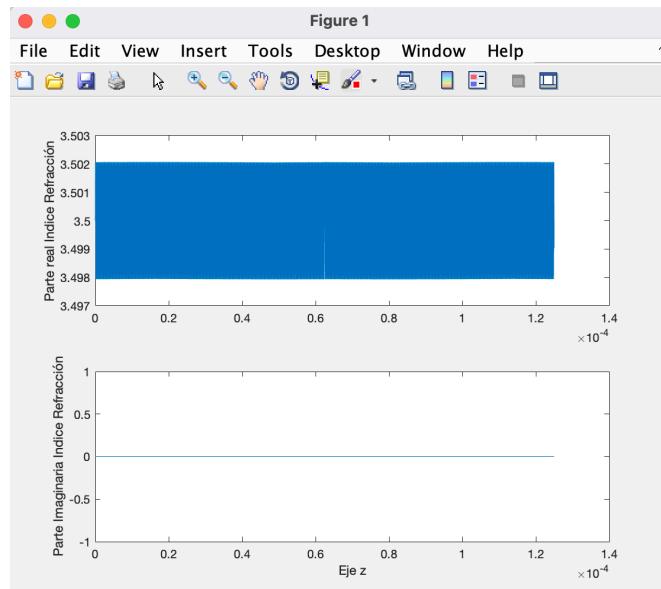


Figura 48.- Representación del índice de refracción para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$

Si ampliamos la representación de la parte real en la zona central (a mitad de longitud) podemos apreciar el salto de fase de π radianes que hemos introducido:

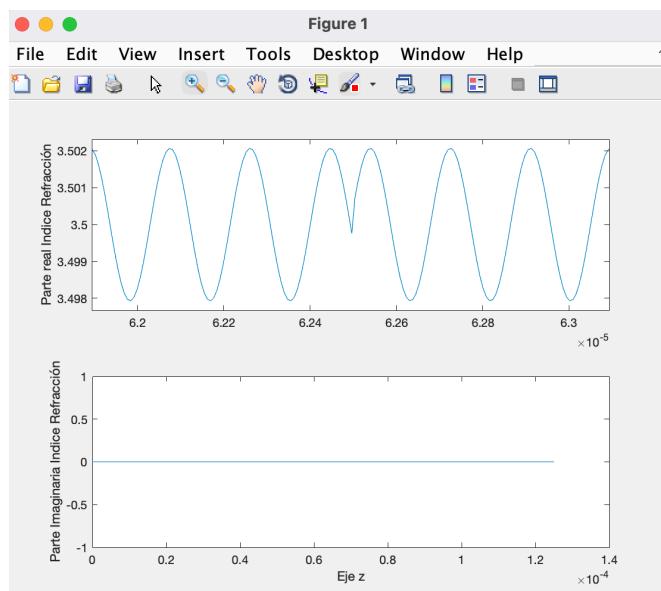


Figura 49.- Representación ampliada del índice de refracción para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$

Las gráficas correspondientes a reflectividad y a transmitividad son estas:

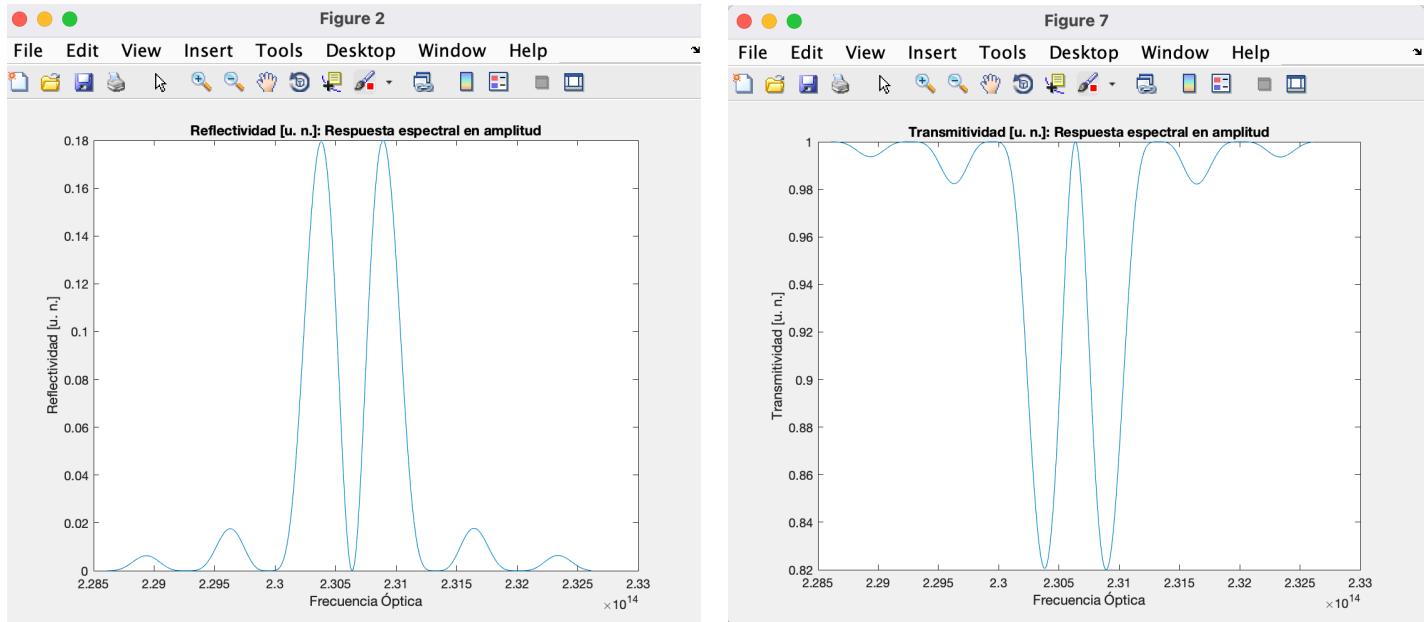


Figura 50.- Reflectividad y Transmitividad para $g = 0 \text{ cm}^{-1}$

Se aprecian dos picos bien diferenciados tanto en la reflectividad como en la transmitividad. De nuevo vemos que las gráficas son complementarias, de forma que ambas suman 1 en todos los puntos.

El siguiente paso es aumentar la inyección de corriente para ver qué ocurre y cuál es el comportamiento de este láser.

Cavidad caliente

En este caso, como ya hemos visto anteriormente, se inyecta cierta cantidad de corriente lo cual se traduce en una inyección de portadores en la zona activa. Esto origina un índice de refracción complejo que se traduce en una ganancia. Este primer caso corresponde a una ganancia óptica de $g = 150 \text{ cm}^{-1}$.

Si representamos el índice de refracción en este caso obtenemos lo siguiente:

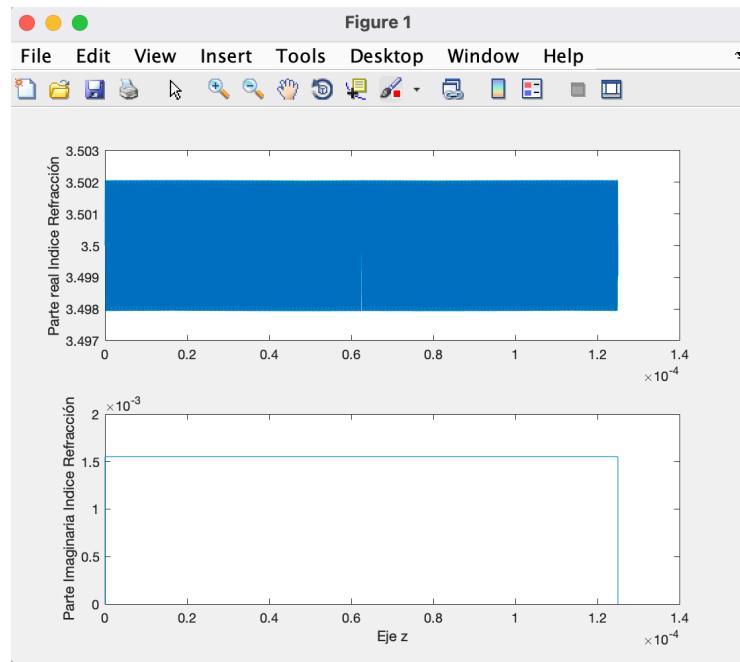


Figura 51.- Representación del índice de refracción para $g = 150 \text{ cm}^{-1}$

Si ampliamos la representación de la parte real en la zona central (a mitad de longitud) podemos apreciar el salto de fase de π radianes que hemos introducido:

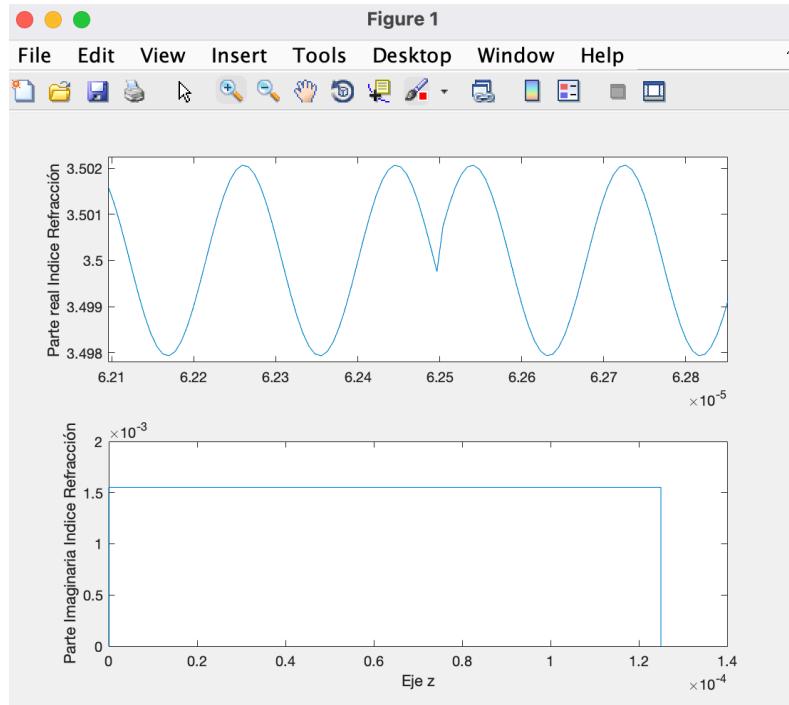


Figura 52.- Representación ampliada del índice de refracción para $g = 150 \text{ cm}^{-1}$

Las gráficas correspondientes a reflectividad y a transmitividad son estas:

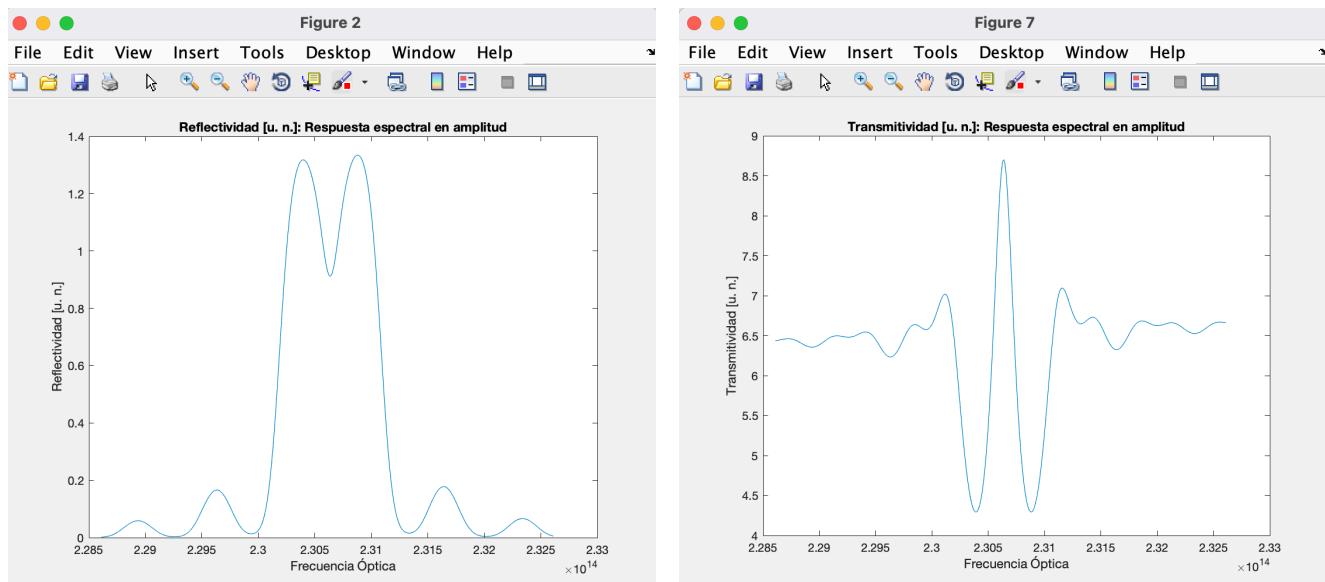


Figura 53.- Reflectividad y Transmitividad para $g = 150 \text{ cm}^{-1}$

En este caso vemos que el haber aplicado cierta intensidad a la entrada ha provocado que los dos picos se empiecen a juntar. Esto puede servir de aliciente para pensar que, mientras más aumentemos esta ganancia más se unirán hasta llegar a formar un único pico, lo cual se ha de producir introduciendo la ganancia óptica correspondiente a la condición de umbral láser.

Si representamos ahora para el caso de $g = 200 \text{ cm}^{-1}$ obtenemos lo siguiente.

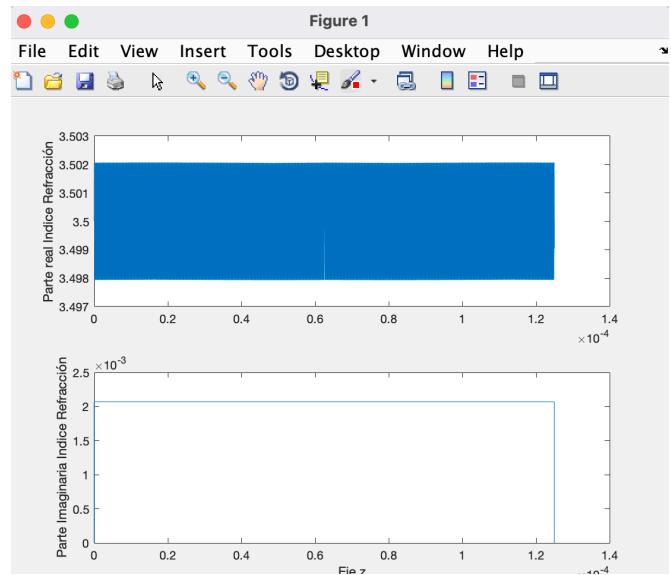


Figura 54.- Representación del índice de refracción para $g = 200 \text{ cm}^{-1}$

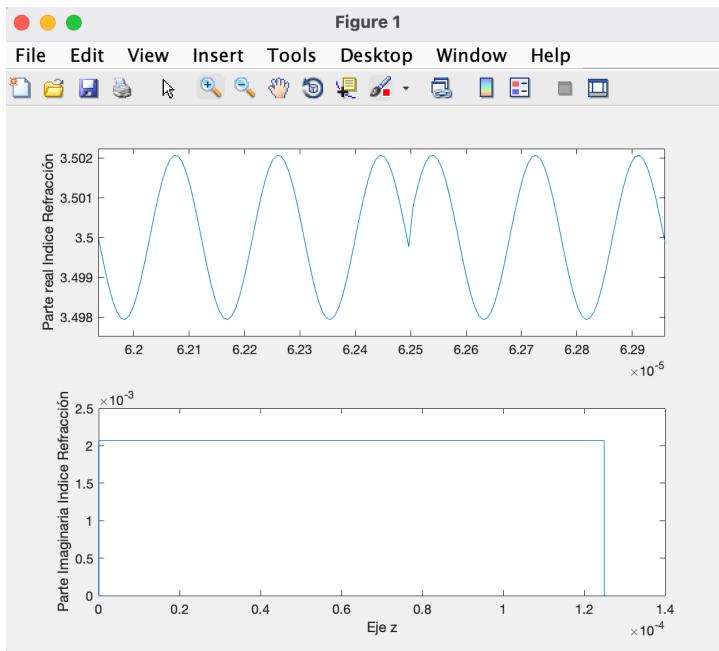


Figura 55.- Representación ampliada del índice de refracción para $g = 200 \text{ cm}^{-1}$

Las gráficas correspondientes a reflectividad y a transmitividad son estas:

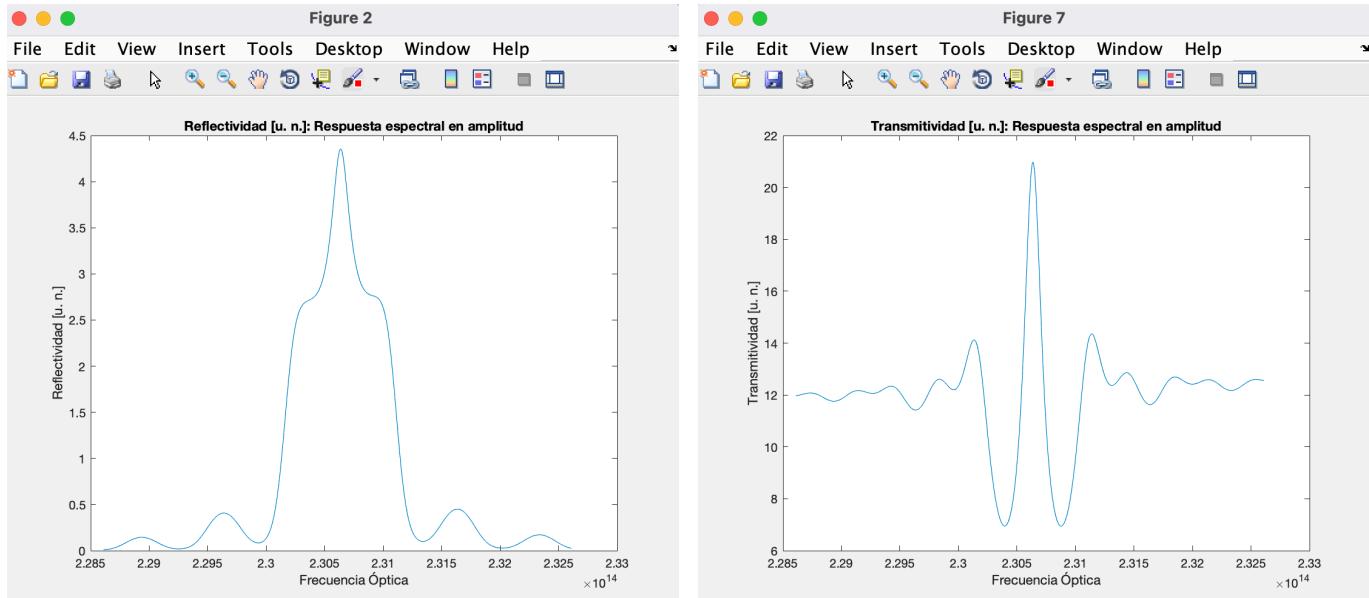


Figura 56.- Reflectividad y Transmitividad para $g = 200 \text{ cm}^{-1}$

Se aprecia que la tendencia a formar un único pico que vimos en el caso anterior se está acentuando. Además las componentes espectrales afectadas sufren una cierta ganancia (mayor que en el caso anterior).

Umbral láser

En esta sección veremos qué ocurre al llegar a la condición de umbral láser. Si seguimos aumentando la inyección de portadores conseguiremos que el láser gasee y, en este caso, que lo haga de forma monocromática. El salto de π radianes en la fase de la perturbación nos proporcionará la obtención de ese único modo longitudinal. La ganancia óptica necesaria para el umbral láser es ligeramente diferente a la del láser DFB bimodo. En este caso es de 345 cm^{-1} . El valor se ha obtenido por inspección.

El índice de refracción tiene ahora la siguiente representación:

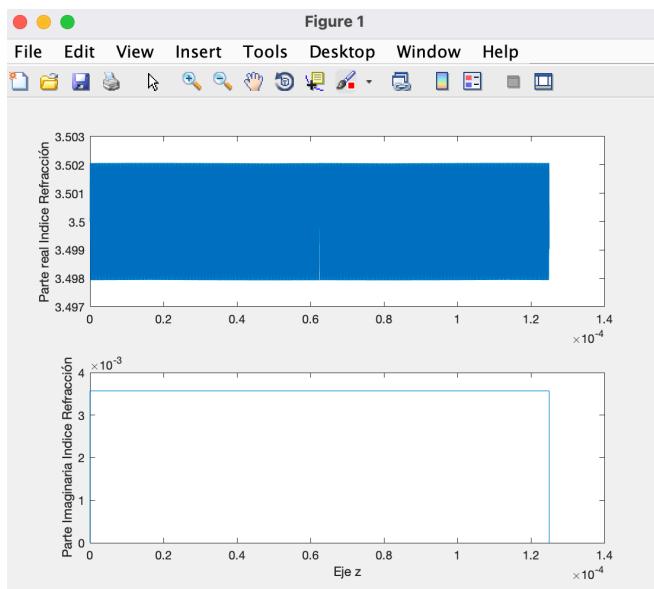


Figura 57.- Representación del índice de refracción para $g = 345 \text{ cm}^{-1}$

Ampliando un poco observamos perfectamente el salto:

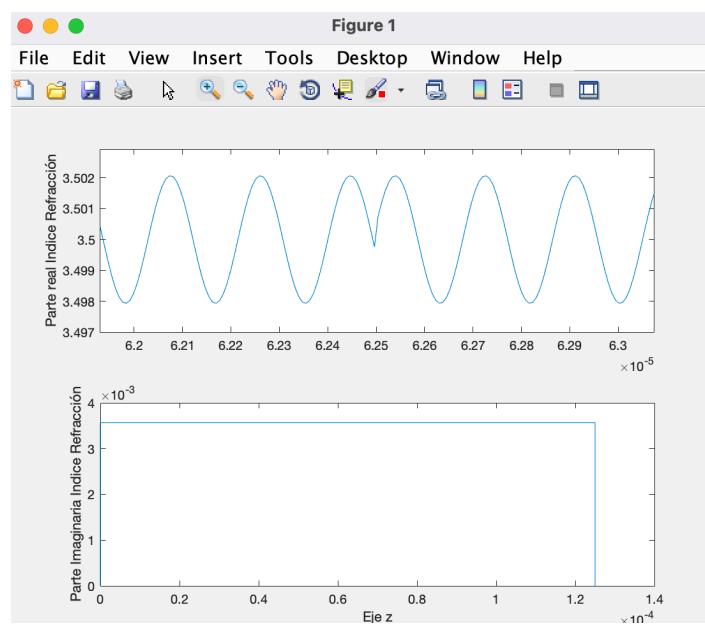


Figura 58.- Representación ampliada del índice de refracción para $g = 345 \text{ cm}^{-1}$

Las gráficas correspondientes a reflectividad y a transmitividad son estas:

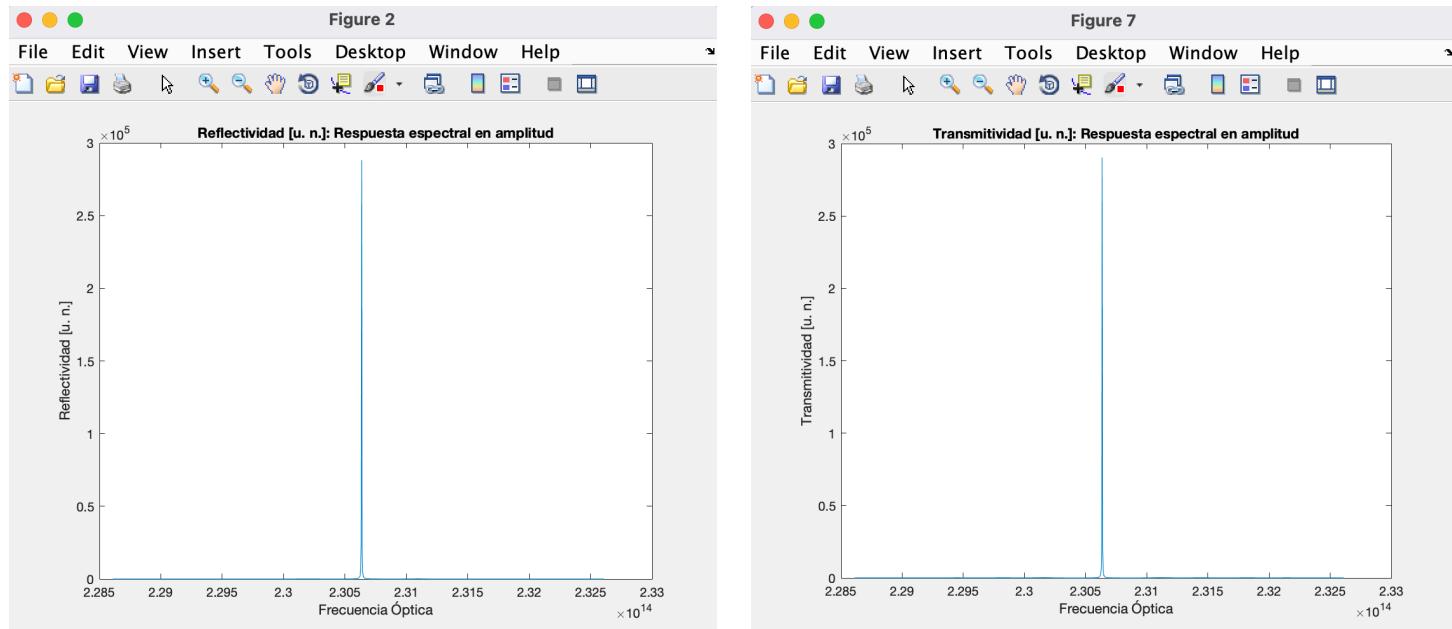


Figura 59.- Reflectividad y Transmitividad para $g = 345 \text{ cm}^{-1}$

Aquí ya se aprecia correctamente el comportamiento que venimos buscando durante todo este trabajo. Como vemos ahora solamente hay un modo longitudinal (presente tanto en reflexión como en transmisión). Por tanto, ahora sí estamos ante un láser monomodo que emite luz coherente monocromática.

Si representamos en función de la longitud de onda en vez de la frecuencia:

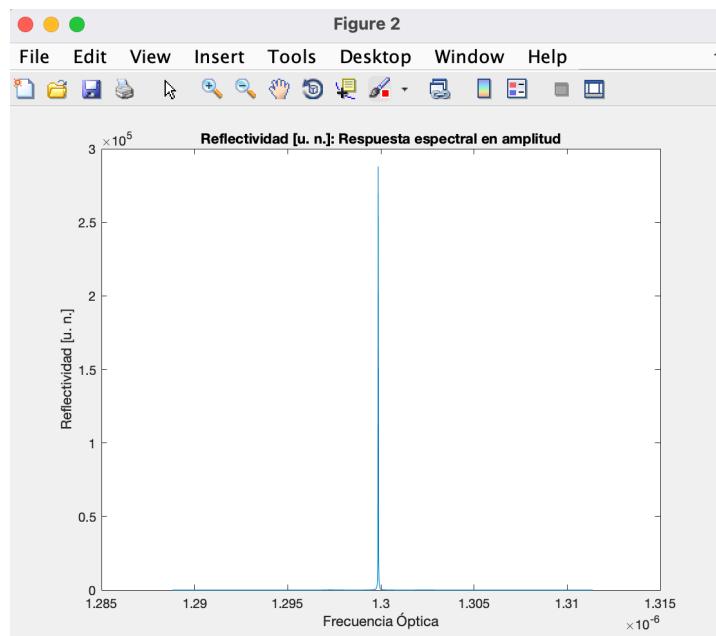


Figura 60.- Reflectividad en función de la longitud de onda para $g = 345 \text{ cm}^{-1}$

Vemos que el láser emite a una longitud de onda de prácticamente 1300 nm, que es lo que estábamos buscando. En la condición de umbral láser todo cuadra para que el comportamiento sea el que estamos buscando. Es cierto que no es totalmente monocromático pero la anchura espectral es muy pequeña (0.0000023 micras).

Cavidad caliente - Sobrepasado umbral láser

Para finalizar veamos el comportamiento al inyectar más corriente de la necesaria para la condición de umbral láser.

El índice de refracción queda:

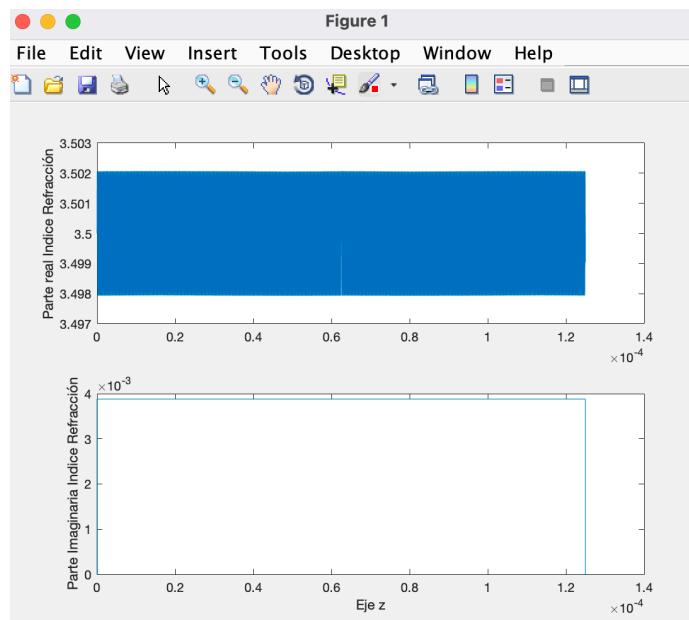


Figura 61.- Representación del índice de refracción para $g = 375 \text{ cm}^{-1}$

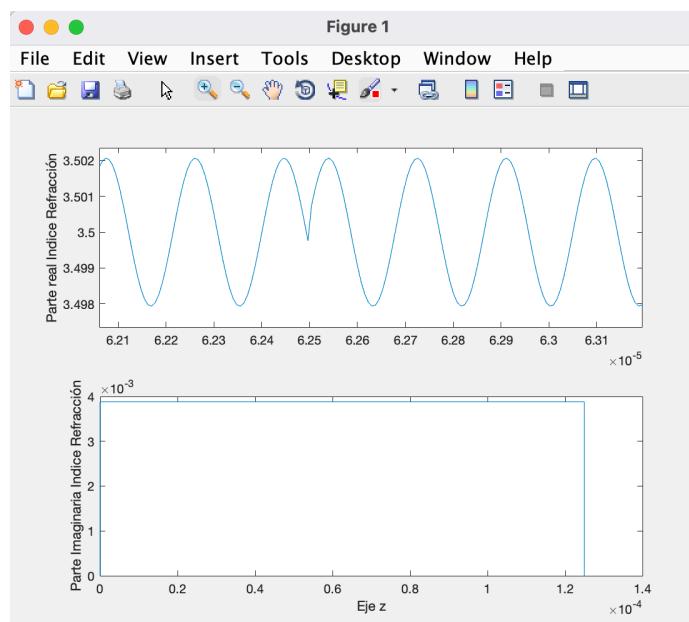


Figura 62.- Representación ampliada del índice de refracción para $g = 375 \text{ cm}^{-1}$

Y las gráficas de la reflectividad y la transmitividad:

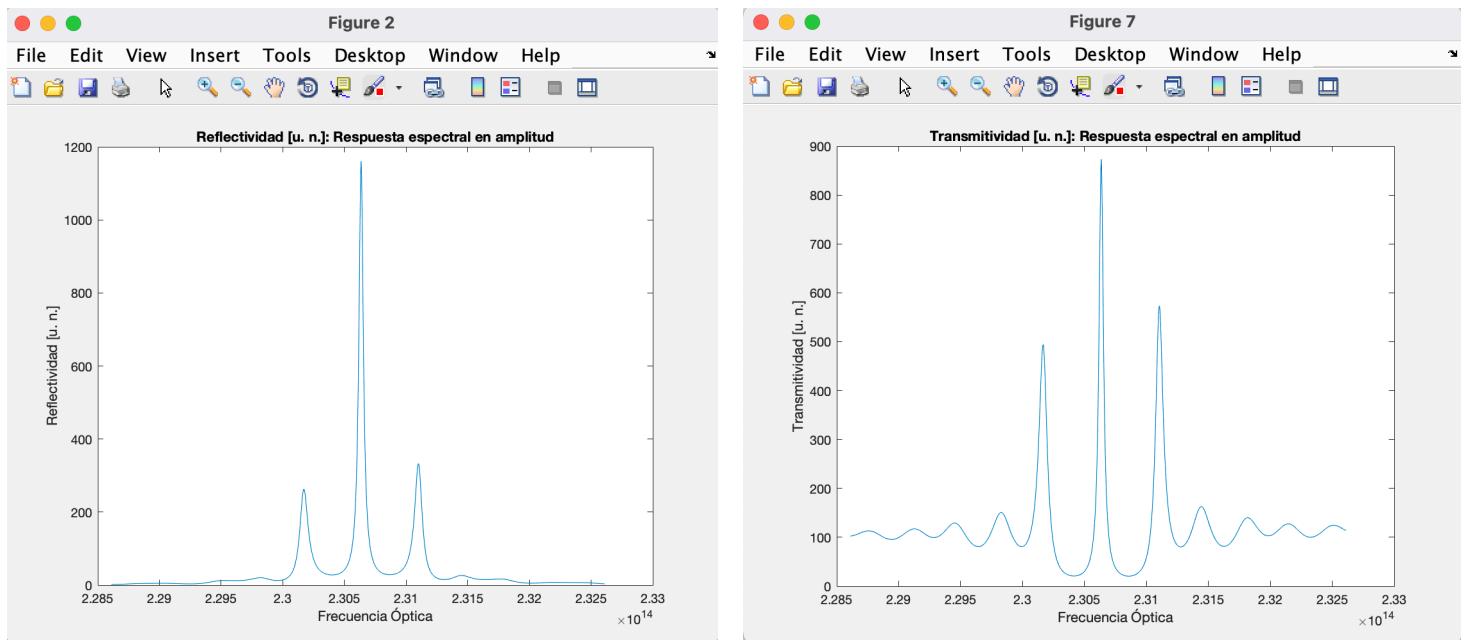


Figura 63.- Reflectividad y Transmitividad para $g = 375 \text{ cm}^{-1}$

Vemos que han aparecido unos picos secundarios de menor calibre que el principal. También la ganancia ha disminuido respecto a la condición de oscilación láser.

ANEXO

-

CÓDIGO MATLAB

```
%%%% FBP MULTICAPA %%% - ANTONIO DELGADO BEJARANO

clear, close,clc;

% PROGRAMA DE SIMULACION PARA PERTURBACIONES PERIODICAS CON n COMPLEJO

% UNIDADES SIST. INTERNACIONAL

% CONSTANTES
c = 2.99793e8;

%% Ganancia optica:

g = 0;
%g = 2e-4;
%g = 3.5e-4;
%g = 4.8336e-4;
%g = 5000;
f = 193e12; % Frecuencia de emision deseada
nC = c*inv(4*pi*f)*g;

%% Definicion y muestreo de la Perturbacion que origina la FG

perturbacion = (3.5 + 1j*nC);% Cavidad fria - Resonador

Lper = 300e-6; % Longitud de la perturbacion

% Muestreo de la perturbacion

    % Periodo de muestreo
z_muestreo = Lper/200;

    % Muestreo de la perturbacion
[capas] = perturbacion.*ones(floor(Lper/z_muestreo),1);

% Creacion de las muestras que originan la cavidad FP
% (Espejos)
n_z = [(1-1j*0); (1-1j*0); capas; (1-1j*0); (1-1j*0)];% Vector columna

    % Representacion indice de refraccion
subplot(211), plot(z_muestreo.*(0:1:length(n_z)-1).',real(n_z)); ylabel('Parte real del Indice Refractivo')
subplot(212), plot(z_muestreo.*(0:1:length(n_z)-1).',imag(n_z)); xlabel('Eje z'), ylabel('Parte Imaginaria del Indice Refractivo')

%% Caracterizacion macroscopica dispositivo:
    % Funciones de transferencia y respuestas impulsivas en Rx y Tx

    % Componentes de frecuencia optica a las que se analiza el dispositivo
N_frec = 2.^12; % Num. de frecuencias.

f_i = linspace(191e12, 195e12, N_frec);% Vector fila
landa_i = 2.99793e8./f_i;

    % Estructura de datos en el dominio del tiempo:
f_max = f_i(length(f_i))-f_i(1);
%delta_f = f_i-f_i(1,1);
f_muestreo = f_i(2)-f_i(1);

t_muestreo = inv(2.*f_max);
t_i = t_muestreo.*(0:1:N_frec);
```

```
% Obtencion de la matriz de transferencia:
% Matriz orden: 2*2*N_frec:

MT = formTFF_MT(n_z,z_muestreo,f_i);

% Funcion de transferencia en reflexion
r_0L = reshape(MT(2,1,:)./MT(1,1,:),1,N_frec);

% Funcion de transferencia en transmision
t_0L = reshape(1./MT(1,1,:),1,N_frec);

%% Reflexividad
figure(2)
plot(f_i, abs(r_0L).^2)
title('Reflectividad [u. n.]: Respuesta espectral en amplitud')
xlabel('Frecuencia Optica'); ylabel('Reflectividad [u. n.]');

%% Ref: Fase
phi_rH = unwrap(angle(r_0L));
figure(3)
plot(f_i, phi_rH)
title('Reflexión: Respuesta espectral de fase')
xlabel('Frecuencia Optica');
ylabel('Respuesta Espectral: Fase');

%% Ref: Tiempo grupo
t_rg = -diff(phi_rH)./(2*pi.*diff(f_i));

figure(4)
plot(f_i(1:end-1), t_rg)
title('Reflexión: Respuesta espectral de retardo de grupo')
xlabel('Frecuencia Óptica');
ylabel('Retardo de Grupo');

%% Ref: Respuesta espectral
figure(5)
plot(f_i(1:end-2), diff(t_rg)./(2*pi.*diff(f_i(1:end-1))))
title('Reflexión: Respuesta espectral de dispersión')
xlabel('Frecuencia Óptica');
ylabel('Dispersión');

%% Ref: Respuesta temporal
hr_0L = real(ifft([r_0L; conj(r_0L(1,(N_frec):-1:1))]));
hr_0L = hr_0L(1:N_frec);
figure(1), plot(t_i(1:end-1), abs(hr_0L)); xlabel('Tiempo (ns)');
ylabel('Optical magnitude [n. u.]');

%% Transmitividad
figure(7)
plot(f_i, abs(t_0L).^2)
title('Transmitividad [u. n.]: Respuesta espectral en amplitud')
xlabel('Frecuencia Óptica'); ylabel('Transmitividad [u. n.]');

%% Trans: Fase
phi_tH = unwrap(angle(t_0L));
figure(8)
plot(f_i, phi_tH)
title('Transmisión: Respuesta espectral de fase')
xlabel('Frecuencia Óptica');
ylabel('Respuesta Espectral: Fase');

%% Trans: Tiempo de grupo
```

```
t_tg = -diff(phi_tH)./(2*pi.*diff(f_i));

figure(9)
plot(f_i(1:end-1), t_tg)

title('Transmisión: Respuesta espectral de retardo de grupo')
xlabel('Frecuencia Óptica');
ylabel('Retardo de Grupo');

%% Trans: Dispersion
figure(10)
plot(f_i(1:end-2), diff(t_tg)./(2*pi.*diff(f_i(1:end-1))))
title('Transmisión: Respuesta espectral de dispersión')
xlabel('Frecuencia Óptica');
ylabel('Dispersión');

%% Tans: Respuesta temporal
hr_0L = real(ifft([t_0L; conj(t_0L(1,(N_frec):-1:1))]));
hr_0L = hr_0L(1:N_frec);
figure(1), plot(t_i(1:end-1), abs(hr_0L)); xlabel('Tiempo (ns)');
ylabel('Optical magnitude [n. u.]');
```

```

%%%% FBP MULTICAPA %%%% - ANTONIO DELGADO BEJARANO

clear, close,clc;

% PROGRAMA DE SIMULACION PARA PERTURBACIONES PERIODICAS CON n COMPLEJO

% UNIDADES SIST. INTERNACIONAL

% CONSTANTES
c = 2.99793e8;

%% Ganancia optica:

%g = 0;
%g = 15000;
%g = 20000;
%g = 37290;
g = 37500;

% Longitud de onda pedida y frecuencia correspondiente
lambda0 = 1300e-9; f = c/lambda0;

n0 = 3.5; % Parte real
n1 = 2.069e-3;
n2 = c*inv(4*pi*f)*g; % Parte imaginaria

%% Definicion y muestreo de la Perturbacion que origina la FG

Lper = 125e-6; % Longitud de la perturbacion

% Periodo LAMBDA MAYUSCULA
LAMBDA = lambda0/2/n0; % Formula de problemas

% Muestreo de la perturbacion

% Periodo de muestreo - con 11 o 13 basta
z_muestreo = LAMBDA/13;

vector_z = linspace(0,Lper,Lper/z_muestreo);
n_z = [n0-1j*0, n0 + n1.*sin(2*pi*inv(LAMBDA).*vector_z) + 1j*n2, n0-1j*0];

% Representacion indice de refraccion muestreado
subplot(211), plot(z_muestreo.*[0:1:length(n_z)-1],real(n_z)); ylabel('Parte real  
Indice Refraccion')
subplot(212), plot(z_muestreo.*[0:1:length(n_z)-1],imag(n_z)); xlabel('Eje z'), ylabel('Parte Imaginaria Indice Refraccion')

%% Caracterizacion macroscopica dispositivo:

% Componentes de frecuencia optica a las que se analiza el dispositivo
N_frec = 2.^12; % Num. de frecuencias.

f_i = linspace(f-2e12, f+2e12, N_frec);% Vector fila
landa_i = 2.99793e8./f_i;

% Estructura de datos en el dominio del tiempo:
f_max = f_i(length(f_i))-f_i(1);
%delta_f = f_i-f_i(1,1);
f_muestreo = f_i(2)-f_i(1);

t_muestreo = inv(2.*f_max);
t_i = t_muestreo.*[0:1:N_frec];

```

```
% Obtencion de la matriz de transferencia:  
% Matriz orden: 2*2*N_frec:  
  
MT = formTFF_MT(n_z,z_muestreo,f_i);  
  
% Funcion de transferencia en reflexion, redimensionando para no tener  
% 1x1xfrecuencias  
r_0L = reshape(MT(2,1,:)./MT(1,1,:),1,N_frec);  
  
% Funcion de transferencia en transmision  
t_0L = reshape(1./MT(1,1,:),1,N_frec);  
  
%% Reflectividad  
figure(2)  
plot(f_i, abs(r_0L).^2)  
title('Reflectividad [u. n.]: Respuesta espectral en amplitud')  
xlabel('Frecuencia Óptica'); ylabel('Reflectividad [u. n.]');  
  
%% Transmitividad  
figure(7)  
plot(f_i, abs(t_0L).^2)  
title('Transmitividad [u. n.]: Respuesta espectral en amplitud')  
xlabel('Frecuencia Óptica'); ylabel('Transmitividad [u. n.]');
```

```

%%%% FBP MULTICAPA %%% - ANTONIO DELGADO BEJARANO

clear, close,clc;

% PROGRAMA DE SIMULACION PARA PERTURBACIONES PERIODICAS CON n COMPLEJO

% UNIDADES SIST. INTERNACIONAL

% CONSTANTES
c = 2.99793e8;

%% Ganancia optica:

%g = 0;
%g = 15000;
%g = 20000;
%g = 37500;
g = 34500

% Longitud de onda pedida y frecuencia correspondiente
lambda0 = 1300e-9; f0 = c/lambda0;

n0 = 3.5; % Parte real
n1 = 2.069e-3;
n2 = c*inv(4*pi*f0)*g; % Parte imaginaria

%% Definicion y muestreo de la Perturbacion que origina la FG

Lper = 125e-6; % Longitud de la perturbacion

% Periodo LAMBDA MAYUSCULA
LAMBDA = lambda0/2/n0;

% Muestreo de la perturbacion

% Periodo de muestreo - con 11 o 13 basta
z_muestreo = LAMBDA/25;

vector_z = linspace(0,Lper,Lper/z_muestreo);

% Introducimos salto de pi en el centro
n_z = [n0-1j*0, ...
        n0 + n1*sin(2*pi*inv(LAMBDA).*vector_z(1:floor(length(vector_z)/2))) + 1j*n2,
...
        n0 + n1*sin(2*pi*inv(LAMBDA).*vector_z(floor(length(vector_z)/2)+1:end)+pi) + 1j*n2, n0-1j*0];

% Representacion indice de refraccion muestreado
subplot(211), plot(z_muestreo.*[0:1:length(n_z)-1],real(n_z)); ylabel('Parte real \n Indice Refraccion')
subplot(212), plot(z_muestreo.*[0:1:length(n_z)-1],imag(n_z)); xlabel('Eje z'), ylabel('Parte Imaginaria Indice Refraccion')

%% Caracterizacion macroscopica dispositivo:

% Componentes de frecuencia optica a las que se analiza el dispositivo
N_frec = 2.^10; % Num. de frecuencias.

f_i = linspace(f0-2e12, f0+2e12, N_frec); % Vector fila
lamba_i = 2.99793e8./f_i;

```

```
% Estructura de datos en el dominio del tiempo:  
f_max = f_i(length(f_i))-f_i(1);  
%delta_f = f_i-f_i(1,1);  
f_muestreo = f_i(2)-f_i(1);  
  
t_muestreo = inv(2.*f_max);  
t_i = t_muestreo.*(0:1:N_frec);  
  
% Obtencion de la matriz de transferencia:  
% Matriz orden: 2*2*N_frec:  
  
MT = formTFF_MT(n_z,z_muestreo,f_i);  
  
% Funcion de transferencia en reflexion, redimensionando para no tener  
% 1x1xfrecuencias  
r_0L = reshape(MT(2,1,:)./MT(1,1,:),1,N_frec);  
  
% Funcion de transferencia en transmisi?n  
t_0L = reshape(1./MT(1,1,:),1,N_frec);  
  
%% Reflectividad  
figure(2)  
plot(f_i, abs(r_0L).^2)  
title('Reflectividad [u. n.]: Respuesta espectral en amplitud')  
xlabel('Frecuencia ?ptica'); ylabel('Reflectividad [u. n.]');  
  
%% Transmitividad  
figure(7)  
plot(f_i, abs(t_0L).^2)  
title('Transmitividad [u. n.]: Respuesta espectral en amplitud')  
xlabel('Frecuencia ?ptica'); ylabel('Transmitividad [u. n.]');
```

```

function MTt = formTFF_MT(n_z, z_muestreo, f_i)
c = 2.99793e8;

% Conjunto de matrices de transferencia 2x2, una para cada f_i
MTt = zeros(2,2,length(f_i));

% Valor de beta en funcion de f sin contar con el valor variable de n_z.
% Posteriormente se anadira el valor de n_z para cada beta. La longitud
% corresponde con la z_muestreo
beta_n = 1j*z_muestreo.*(2*pi*f_i)./c;

% Recorremos todas las frecuencias, para cada frecuencia recorremos
% todo el vector n_z
for f = 1:length(f_i)

    % Primera capa de interfaz entre el primer valor del vector n_z
    % (que corresponde a ind. refraccion en aire) y el siguiente valor
    % de n_z (que ha de corresponder a ind.refraccion del material).
    z=1;

    Mdiel = [exp(beta_n(f)*n_z(z)) 0; 0 exp(-beta_n(f)*n_z(z))];

    % Matriz de interfaz entre capas de dielectrico:
    Mint = inv(2*n_z(z))*[n_z(z)+real(n_z(z+1)) n_z(z)-real(n_z(z+1));...
        n_z(z)-real(n_z(z+1)) n_z(z)+real(n_z(z+1))];

    % Hacemos que esta capa de interfaz sea la primera y sera a esta a
    % la que iremos multiplicando la posterior estructura de capas:
    MTt(:,:,f) = Mdiel*Mint;

    % Recorremos el resto del vector n_z. El ultimo valor de n_z ha de
    % corresponder al de aire fuera del dielectrico. Puesto que en ese
    % caso ha de calcularse una matriz de interfaz entre el penultimo
    % y el ultimo elemento y este calculo va implicito en la forma en
    % que definimos las matrices de interfaces, se recorre el vector n_z
    % hasta el penultimo elemento:
    for z = 2:(length(n_z)-1)

        % Matriz de una capa de dielectrico:
        Mdiel = [exp(beta_n(f)*n_z(z)) 0; 0 exp(-beta_n(f)*n_z(z))];

        % Matriz de interfaz entre capas de dielectrico:
        Mint = inv(2*n_z(z))*[n_z(z)+real(n_z(z+1)) n_z(z)-real(n_z(z+1));...
            n_z(z)-real(n_z(z+1)) n_z(z)+real(n_z(z+1))];

        % Agrupamos las capas de dielectrico y las de interfaces:
        MTt(:,:,f) = MTt(:,:,f)*Mdiel*Mint;

    end

    z = length(n_z);
    Mdiel = [exp(beta_n(f)*n_z(z)) 0; 0 exp(-beta_n(f)*n_z(z))];
    MTt(:,:,f) = MTt(:,:,f)*Mdiel;

end
end

```