



UNIVERSITAT
POLITÈCNICA
DE VALÈNCIA



ESCUELA TÉCNICA
SUPERIOR DE
INGENIEROS DE
TELECOMUNICACIÓN

RESONANCIAS FANO EN NANOPARTÍCULAS METÁLICAS SOBRE GUÍA DE SILICIO.

AUTOR:

MARIO CORTIJO MUNUERA

TUTOR:

ALEJANDRO MARTÍNEZ ABIÉ TAR

Proyecto final de carrera para
la obtención de la titulación
de ingeniero en
telecomunicaciones.

Valencia, Julio de 2015

AGRADECIMIENTOS.

A mis padres, por estar siempre a mi lado en todo momento, por ese esfuerzo infinito realizado para conseguir esta meta y por ser una parte imprescindible de la persona que soy.

A Alejandro, por darme la oportunidad de embarcarme en un proyecto de investigación, su preocupación, tiempo y esfuerzo dedicados a este proyecto y por compartir con una paciencia infinita sus conocimientos.

A Rubén y Alba, por su ayuda desinteresada en todo momento.

Al personal del NTC, porque sois unas personas estupendas y me habéis dado la oportunidad de disfrutar muy buenos momentos con vosotros.

En el plano personal, a Almudena porque parte de esta etapa de mi vida es tuya, gracias por tu paciencia y apoyo incondicional en todo momento.

Tabla de contenido

1	INTRODUCCIÓN	5
1.1.	ANTECEDENTES Y MOTIVACIÓN.....	5
1.2.	OBJETIVOS Y METODOLOGÍA DE TRABAJO.	5
2	INTEGRADA EN SILICIO Y PLASMÓNICA.	7
2.1	FOTÓNICA INTEGRADA EN SILICIO.	7
2.2	TECNOLOGÍA SOI (SILICON ON INSULATOR)	7
2.3	Guías ópticas.....	9
3	PLASMÓNICA.	11
3.1	Introducción a la Plasmónica.	11
3.2	El modelo de DRUDE.	11
3.3	Resonadores plasmónicos.	14
3.4	Resonancias Fano.	17
3.5	Sensores Plasmónicos	18
3.6	Tipos de sensores plasmónicos	19
3.7	Estado del arte de los sensores basados en LSPR.....	21
4	RESONANCIAS FANO EN PLASMÓNICA.	22
4.1	Introducción	22
4.2	Nanorod sobre sustrato cristalino.	23
4.3	Nanorods Dimers	26
4.4	Nanorods	29
5	INTEGRACIÓN DE ESTRUCTURAS PLASMÓNICAS EN SILICIO.	31
5.1	Introducción.....	31
5.2	Estado del arte.....	34
6	RESONANCIA FANO SOBRE GUÍA DE SILICIO.	36
6.1	Introducción.....	36
6.2	Simulación de partícula de oro sobre la guía de silicio.	37
6.3	Simulación nano-tiras.	40
6.3.1	Variación del gap.....	42
6.3.2	Variación del grosor de las tiras metálicas.	43
6.3.3	Aumento de la longitud de la tira pequeña.	44
6.3.4	Variación de la longitud de la tira de mayor tamaño.....	44
6.3.5	Resultados para su uso en sensado.	45

6.4	Aumento del número de partículas en la guía.....	45
7	RESONANCIA FANO EN RESONADOR.....	51
7.1	Introducción.....	51
7.2	Simulación del resonador plasmónico.....	52
7.2.1	Variando Gap del resonador.....	55
7.2.2	Variando el parámetro dz.....	56
7.2.3	Sensibilidad de la estructura para su uso en sensado.....	58
8	CONCLUSIONES Y LINEAS FUTURAS.....	61
8.1	Conclusiones.....	61
8.2	Líneas futuras.....	61
	ANEXO I Métodos de simulación frecuencial y temporal empleados.....	63
	ANEXO II Código matlab para la generación de resonancias tipo Fano.....	65
9	REFERENCIAS.....	66

1 INTRODUCCIÓN

1.1. ANTECEDENTES Y MOTIVACIÓN.

Hoy en día la nano-fotónica es un campo de investigación muy interesante para la comunidad científica debido a sus numerosas aplicaciones, como por ejemplo, espectroscopia, aplicaciones de sensado y bio-sensado o el desarrollo de un chip todo óptico. Con el descubrimiento de las numerosas aplicaciones de la nano-fotónica, aparecen retos como la mejora de la eficiencia en el guiado de la luz sobre guía de silicio o el radiado de esta mediante el uso de nano-antenas.

Una de las áreas más interesantes de la nano-fotónica es la que se encarga de confinar el campo en nano-partículas más pequeñas que la longitud de onda de la luz: la plasmónica. El término plasmónica viene de la mezcla de dos términos: la fotónica y los plasmones de superficie. Los plasmones de superficie son ondas que se propagan en el interfaz metal-dieléctrico. Al crear nanopartículas muy pequeñas, la excitación de plasmones de superficie localizados permite un alto confinamiento del campo alrededor de las nano-partículas metálicas y dan lugar a las denominadas resonancias plasmónicas.

Este proyecto se desarrolla en el estudio de las resonancias plasmónicas, en concreto, un tipo particular de resonancia denominada Fano. Estas resonancias tienen un espectro asimétrico y son más abruptas que las resonancias convencionales Lorentzianas. Debido a su extrema sensibilidad a cambios en el medio son muy interesantes para el campo de sensado.

Aunque las resonancias Fano ya son un hecho en plasmónica, pero por el pequeño tamaño de dichas nanopartículas ($< 0.001 \mu\text{m}^3$) es altamente complicado iluminar una sola de ellas, por lo que se suelen fabricar formando arrays de múltiples nanopartículas, midiéndose todas simultáneamente y obteniendo una respuesta promedio. La gran ventaja de situar la nanopartícula sobre una guía de silicio es que de esta forma podemos excitar una sola partícula con resonancia Fano inyectando luz a la guía donde dicha partícula se encuentra. Esta es la principal motivación de este trabajo: demostrar que usando guías de silicio es posible excitar una sola nanopartícula metálica que dé lugar a una resonancia plasmónica Fano en el infrarrojo cercano. Posteriormente, el sistema guía-nanopartícula podría usarse en aplicaciones de sensado.

1.2. OBJETIVOS Y METODOLOGÍA DE TRABAJO.

El objetivo principal del proyecto es la demostración de la aparición de resonancias plasmónicas Fano en nanopartículas metálicas sobre guía de silicio.

Para la demostración de la existencia de estas resonancias, se han diseñado y simulado diferentes nano-estructuras integradas en guía de silicio mediante un software denominado CST Microwave STUDIO.

Debido al carácter teórico y de simulación del trabajo de investigación se ha necesitado una fase de documentación y familiarización con el software de simulación y los conceptos teóricos que había que adquirir antes empezar el objetivo principal. Para adquirir los conceptos teóricos ha sido necesario acceder a publicaciones sobre plasmónica para su lectura y comprensión.

En una segunda etapa del proyecto, se ha procedido al diseño y simulación de diversas partículas de oro sobre la guía de silicio, para la observación y caracterización de la resonancia Fano. Se han desarrollado numerosas simulaciones en las que se han variado numerosas parámetros con el objetivo de visualizar el efecto sobre dicha resonancia.

Por último, debido a la baja eficiencia de acoplamiento del modo de la guía a las nano-partícula metálica colocada sobre la guía, se ha procedido a simular un resonador plasmónico. Este resonador está formado por dos guías de silicio separadas por una distancia denominada gap, en la cual, se coloca una nano-partícula metálica en su interior. En esta estructura se ha observado claramente una resonancia Fano y se ha ajustado el factor fano analíticamente.

Por último, ambas estructuras han sido simuladas para obtener su sensibilidad para su uso en aplicaciones de sensado.

2 INTEGRADA EN SILICIO Y PLASMÓNICA.

2.1 FOTÓNICA INTEGRADA EN SILICIO.

La fotónica en silicio ha experimentado un gran crecimiento en los últimos años, debido a la necesidad de cubrir las nuevas necesidades de velocidad de transmisión, anchos de banda y la cada vez más exigente integración y encapsulado de los elementos.

En los años 80 y 90, entró el término fotónica como a la transmisión y recepción de información a través de una guía óptica. Pero la fotónica abarca una amplia gama de aplicaciones incluyendo: la fabricación del láser, sensado, diagnóstico médico y el tratamiento, la tecnología de visualización y computación óptica. En concreto, las numerosas aplicaciones de la fotónica en sensores ópticos o biosensores ha propiciado que dicho campo este en auge en estos momentos.

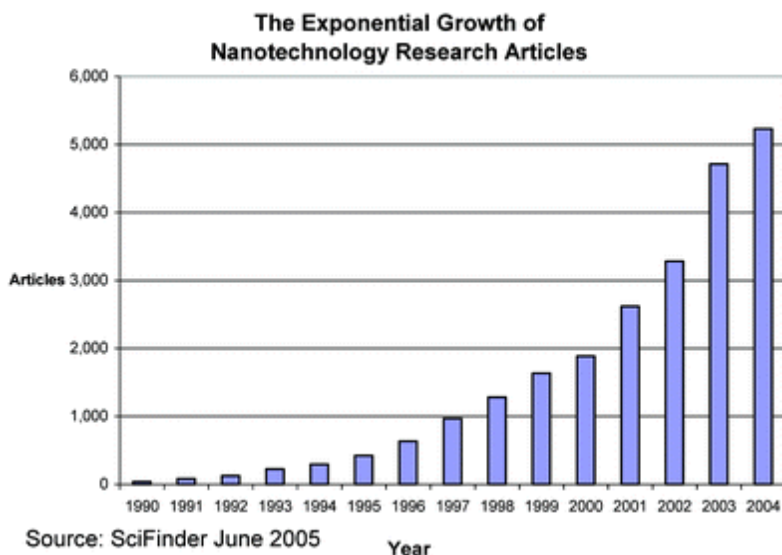


Figura 2.1: Evolución de la nanotecnología. [1]

Dependiendo de la finalidad del sistema (Distancia, velocidad de transmisión...) el sistema puede aceptar un cierto nivel de costes. El futuro de la fotónica integrada está ligado al silicio ya que es una tecnología muy conocida, desarrollada y extendida. Aprovechar al máximo la compatibilidad del silicio con los dispositivos fotónicos supone una importante reducción de los costes (Compatibilidad con los procesos de fabricación CMOS y producción en masa) y la disminución del tamaño debido a la integración de los elementos.

2.2 TECNOLOGÍA SOI (SILICON ON INSULATOR)

La oblea de silicio está compuesta por una capa primaria de silicio u otro material de 200-250nm, la segunda capa de Oxido de silicio (Sílice) con un grosor entre 1-3 μm y finalmente una última capa de silicio de aproximadamente unos 700nm.

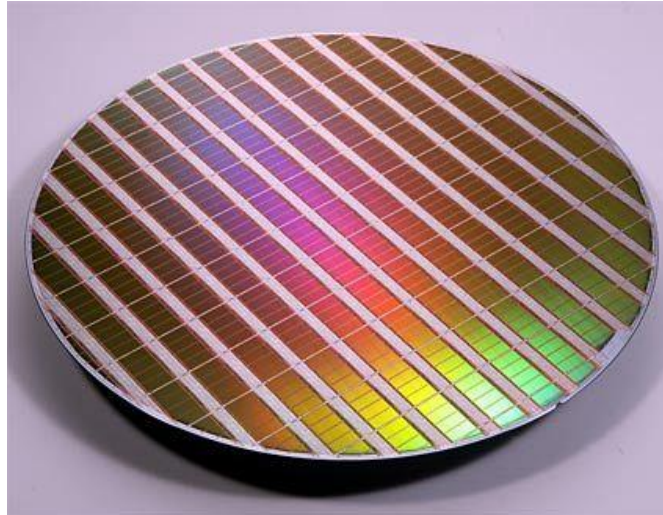


Figura 2.2: Oblea de silicio.

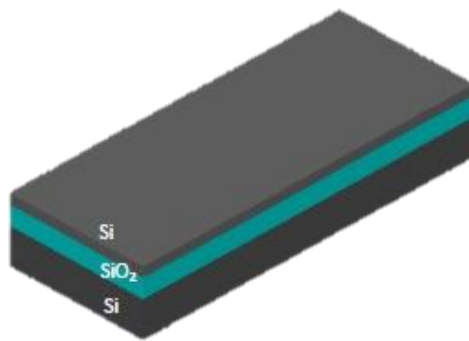


FIGURA 2.3: Composición de capas de una oblea

La característica principal de la tecnología SOI, es el alto contraste de índices de refracción de los materiales. Un alto contraste de los índices permite un mayor confinamiento de la luz en el núcleo y por consiguiente, un alto nivel de integración de los elementos llegando a escalas nanométricas.

Una mayor integración de los elementos, nos permite compatibilizar con la tecnología de fabricación CMOS, tecnología muy desarrollada y extendida que permite aplicar producción en escala, abaratando significativamente los costes de producción. El tamaño de los circuitos ópticos nos permite integrar un número de ellos en un chip o circuito integrado, donde cada uno de ellos debe comunicarse con los demás de manera sencilla y eficiente.

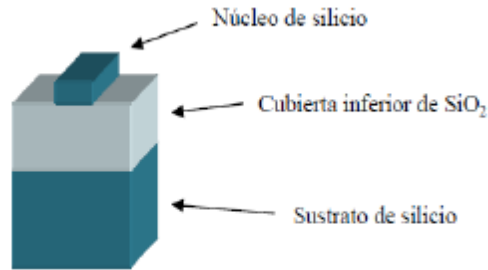


Fig.1: Guía grabada sobre el núcleo de silicio de una oblea SOI.

Figura 2.4: Guía sobre el núcleo de silicio de una oblea SOI

2.3 Guías ópticas.

Una guía onda es una estructura que guía ondas electromagnéticas en su interior, dependiendo de la frecuencia de trabajo el tamaño de la guía será mayor o menor. En este proyecto se trabaja en la frecuencia óptica, lo cual, el tamaño de las guías son de escala manométrica.

El guiado de la onda a través de la guía, se produce por el alto contraste de índices que presenta el núcleo de la guía con los medios que lo rodean. Además según las dimensiones de la guía, esta puede ser mono modo (Solo guía el modo fundamental de la guía) o también puede ser multi-modo (La guía puede guiar además del modo fundamental otros modos). Estos modos pueden ser TE (Transversal Eléctrico) o TM (Trasversal Magnético).

Las guías SOI tienen un alto contraste entre índices, han de ser de una determinada dimensión para que estas sean mono modo, las dimensiones más comunes de una guía nano fotónica son (220nm x 400nm), (190nm x 500nm), también algunas veces se suele bajar hasta los 110nm de altura pero en ocasiones especiales donde se necesita que el campo este menos confinado.

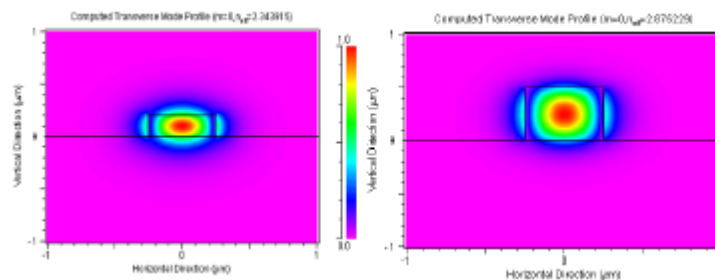


Figura 2.5: Modo fundamental de una guía: Derecha: Cuadrada de 500nm
Izquierda: 205x500nm

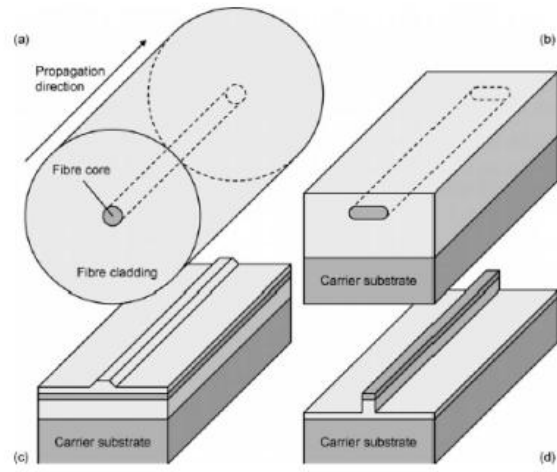


Figura 2.6: Tipos de sección de tipos de guías: a) Fibra óptica; b) Guía Enterrada; c) Guía Rib waveguide d) Guía óptica SOI

3 PLASMÓNICA.

3.1 Introducción a la Plasmónica.

La gran característica por la que hace a la fotónica tan interesante es el ancho de banda de operación de los componentes fotónicos, el cual, es muy superior al de los componentes electrónicos, sin embargo, como en cualquier tecnología tiene inconvenientes. El límite de difracción de la luz es un factor limitante, se define como $\lambda/2n$ (n es el índice de refracción). Otro de los factores limitantes es la geometría de los diseños, debido a las altas pérdidas de radiación por curvatura en las guías planares, la miniaturización de los componentes es más difícil. Para resolver estos problemas se ha optado principalmente por la Plasmónica

La Plasmónica es un campo de investigación contenido en el amplio e impresionante mundo de la nanofotónica [2], dicho campo estudia cómo pueden ser confinados los campos electromagnéticos en estructuras con dimensiones de varios ordenes inferiores a la longitud de onda que se trabaja [3]. Esta explota la naturaleza híbrida de los plasmones de superficie, los plasmones de superficie son ondas de luz acopladas a oscilaciones de electrones libres en la superficie de un metal [4].

Los plasmones de superficie, son ondas metal-dieléctrico que cumplen las ecuaciones de Maxwell. Dichos modos superan el límite de difracción de la luz, pero sin embargo, la atenuación es más alta. Para una comprensión del comportamiento de los plasmones de superficie basta con desarrollar las ecuaciones de Maxwell y aplicar un modelo para la permitividad del metal en las frecuencias de trabajo. En el caso de este proyecto, se trabaja con el modelo de Drude.

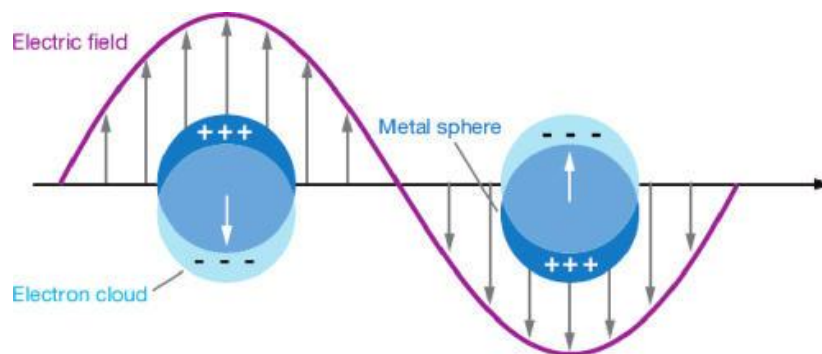


Figura 3.1: Plasmón de superficie.

3.2 El modelo de DRUDE.

Los plasmones de superficie son oscilaciones de los electrones cuasi libres de los metales, inducidas por campos electromagnéticos.

Si aplicamos el modelo de PEC(Conductor perfecto), donde se supone $\epsilon_m = -\infty$, no encontraremos ninguna solución electromagnética que describa la existencia de

los modos plasmónicos. Porque el modelo de conductor perfecto es válido para el rango de frecuencias inferiores al de las ondas milimétricas. Al considerar el modelo conductor perfecto, las ondas electromagnéticas no pueden penetrar en el metal y por consiguiente, el interfaz metal dieléctrico no puede soportar ondas superficiales [5].

Como anteriormente hemos descrito, a frecuencias superiores al rango de ondas milimétricas (Microondas), los metales no se comportan como un metal perfecto. Su comportamiento se representa como una respuesta dieléctrica compleja que depende de la frecuencia a la que se trabaje.

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i * \varepsilon_2(\omega)$$

La ecuación anterior relaciona el campo eléctrico $E(\omega)$ con la densidad de polarización $P(\omega)$ [6]:

$$P(\omega) = \varepsilon_0 * [\varepsilon(\omega) - 1] * E(\omega)$$

Por otro lado, la absorción óhmica es proporcional a la conductividad del material $\sigma(\omega)$, que a su vez tiene relación con $\varepsilon(\omega)$ mediante:

$$\varepsilon_2 = \frac{\sigma(\omega)}{\varepsilon_0 * \omega}$$

Las pérdidas óhmicas tienen en la denominada profundidad de penetración [7] y [8]. Las pérdidas de un metal se pueden reducir disminuyendo la profundidad de penetración, esto se consigue manteniendo lo más negativa posible la parte real o escoger una parte imaginaria lo más baja posible, manteniendo intrínsecamente las pérdidas óhmicas bajas.

El modelo de Drude o Lorenz-Drude fue desarrollado en 1900 por Paul-Drude para explicar las propiedades de transporte de electrones en materiales (especialmente en metales).

Según el modelo, un dieléctrico está compuesto microscópicamente por una red cristalina, dicha red está compuesta por electrones ligados y una nube de electrones libres.

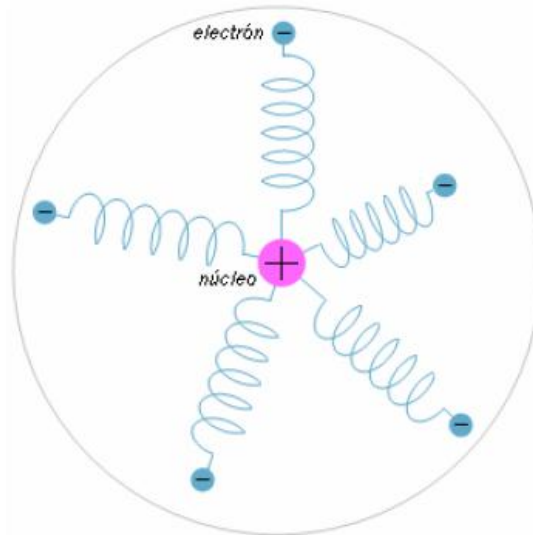


Figura 3.2: Modelo Drude-Lorentz, donde los muelles hacen referencia a la fuerza restauradora.

La respuesta óptica de un material está determinada por el comportamiento de su nube de electrones libres. Como una primera aproximación, la nube de electrones libres se puede tratar como un gas ideal de electrones en movimiento tras una zona de iones negativos. La teoría de Drude-Sommerfeld establece la respuesta dieléctrica de un metal como:

$$\epsilon_{Drude}(\omega) = \epsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega_p + j\omega\omega_c} \quad (1.1)$$

Donde ω_p es la frecuencia de plasma de un trozo macizo de metal (Bulk metal), esta incrementa cuando aumenta la densidad de portadores, y ω_c constante que modela las pérdidas (frecuencia de colisión). Para metales nobles $\omega < \omega_p$ a frecuencias ópticas. En la siguiente ilustración se representan algunos valores de algunos metales.

Metal	$\omega_p(\text{rad/s})$	$\omega_c(\text{rad/s})$
Oro	$1,3262 \cdot 10^{16}$	$9,87 \cdot 10^{13}$
Plata	$1,3673 \cdot 10^{16}$	$1,06 \cdot 10^{13}$
Aluminio	$1,6453 \cdot 10^{16}$	$7,14 \cdot 10^{13}$
Cromo	$1,6939 \cdot 10^{16}$	$7,14 \cdot 10^{13}$

Tabla 3.1: Valores frecuencia plasma y de oscilación para distintos metales.
[9]

De la ecuación 1.1 se deduce la conducción de electrones no oscila en fase con el campo externo, que a su vez, explica la alta reflectividad que presentan los metales en su superficie.

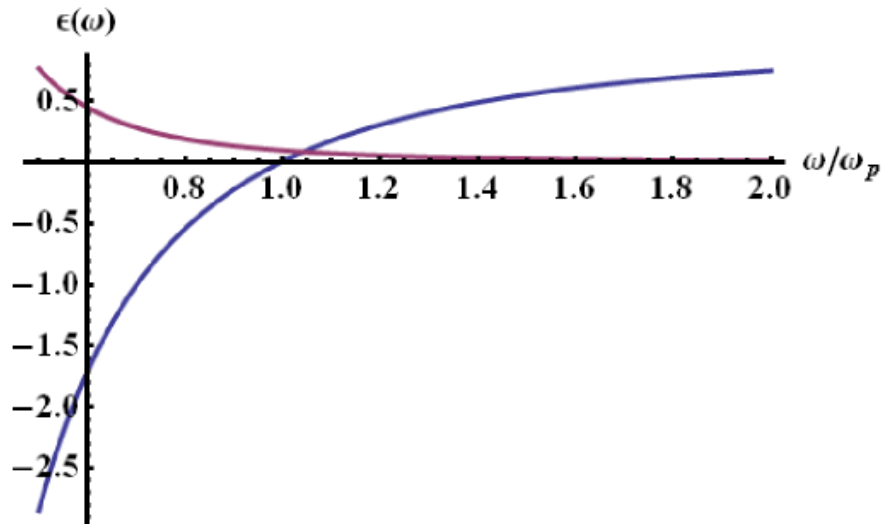


Figura 3.3: Representación de $\epsilon(\omega)$ mediante modelo de Drude.

3.3 Resonadores plasmónicos.

Un resonador es cualquier estructura o sistema que es capaz de entrar en resonancia o que tiene la capacidad de comportarse de manera resonante, lo cual quiere decir que oscila a unas determinadas frecuencias con una amplitud más grande que a las otras.

En Plasmónica las estas estructuras pueden ser de diversas formas, tanto un nanocable como láminas metálicas de diversas longitudes. En el artículo [10] se habla del comportamiento experimental resonante de los nano-cables variando su diámetro (desde μm hasta nm) y con una longitud de varios μm .

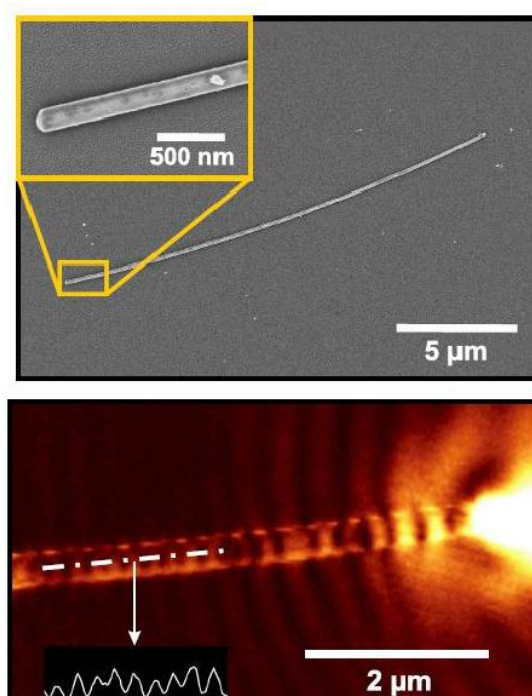


FIGURA 3.4: Medidas de campo cercano en nano-cable fabricado.

Debido al carácter no radiativo de los modos plasmónicos, recordemos que son modos que conviven en la interfaz metal dieléctrico, es necesaria una técnica de campo cercano como Scanning Near-Field Optical Microscopy (SNOM) para poder visualizar el máximo de campo que presentan los modos plasmónicos y el periodo de estos, como se puede ver en la imagen inferior de la figura 3.7.

Más adelante se han estudiado mediante simulaciones resonadores plasmónicos donde se asocia las ondas estacionarias a los plasmones del tipo SP-SPP contrapropagantes formando una onda estacionaria (Figura 3.4) [11] [12] . Para predecir resonancias, se aplica la relación de dispersión del modo SR-SPP del nano-cable [13].

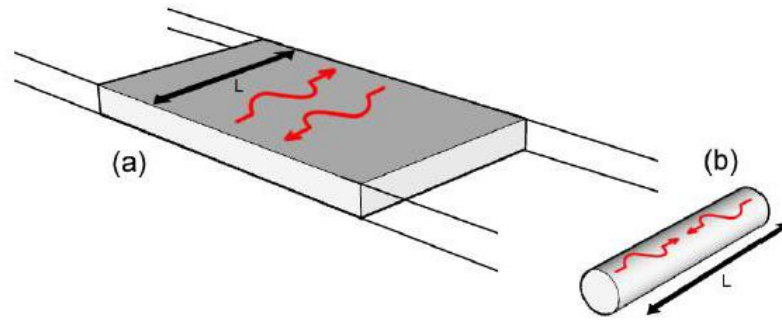


FIGURA 3.5: Estructuras resonantes: a) IMI b) Nano-cable de longitud L.

Fijándonos en la figura 3.5, los modos de los plasmones, que suponemos que se desplazan en la dirección de +z, llegarán a la discontinuidad donde se generará una onda reflejada sucesivamente formando un resonador. Según la frecuencia de las ondas, la contribución se sumará constructiva o destructivamente, por lo que la condición de resonancia se cumplirá para unas frecuencias determinadas.

$$\beta_{SSP}(\omega) \cdot L = m \cdot \pi - \varphi/2 \quad (1.2)$$

$\beta_{SSP}(\omega)$: Relación de dispersión del Plasmón.

L : Longitud total del resonador

m : Número entero que define el modo resonante

φ : Desplazamiento de fase que sufre el SSP cuando es reflejado en la discontinuidad. Si $\varphi = 0$ estamos modelando la discontinuidad como pared magnética y la ecuación queda simplificada como:

$$L = m \cdot \frac{\lambda_{SSP}}{2} \quad (1.3)$$

De la ecuación 1.3 obtenemos que para que se cumpla la condición de resonancia a determinadas longitudes de onda y suponiendo que se cumplen las condiciones de simetría, el resonador ha de tener un tamaño de número entero de media longitud de onda. Por lo tanto, cuando a una estructura que cumple las condiciones anteriores se le inyecta luz a la frecuencia de resonancia, en el

espectro se traduce en una caída o valle donde la estructura absorbe la energía para satisfacer las condiciones de resonancia.

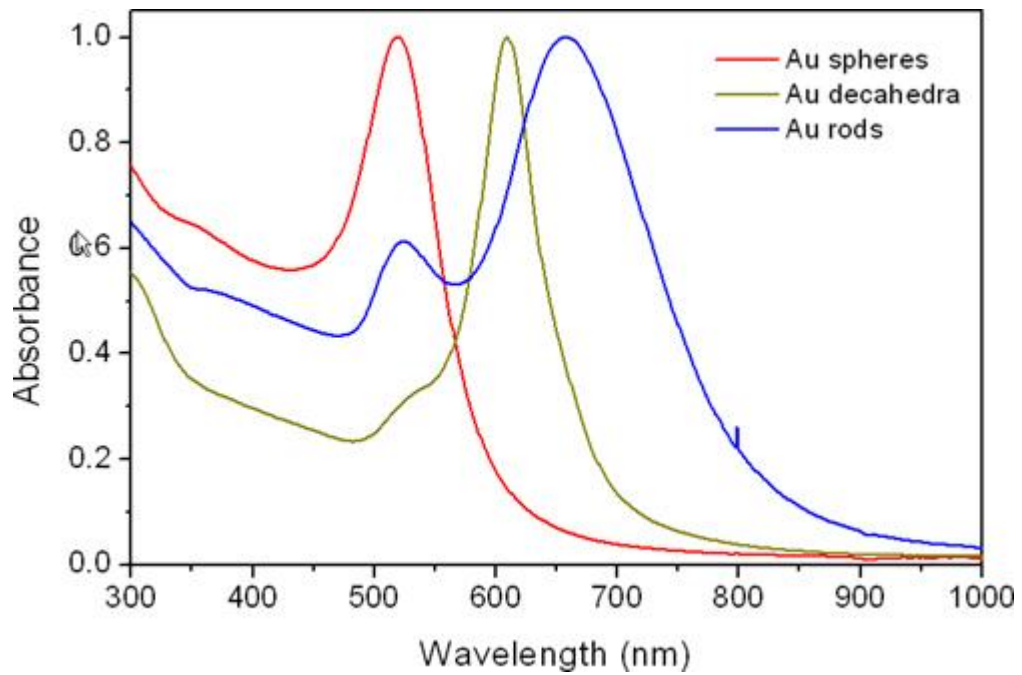


FIGURA 3.6: Medidas de absorción de las resonancias de 3 tipos de nanopartículas.

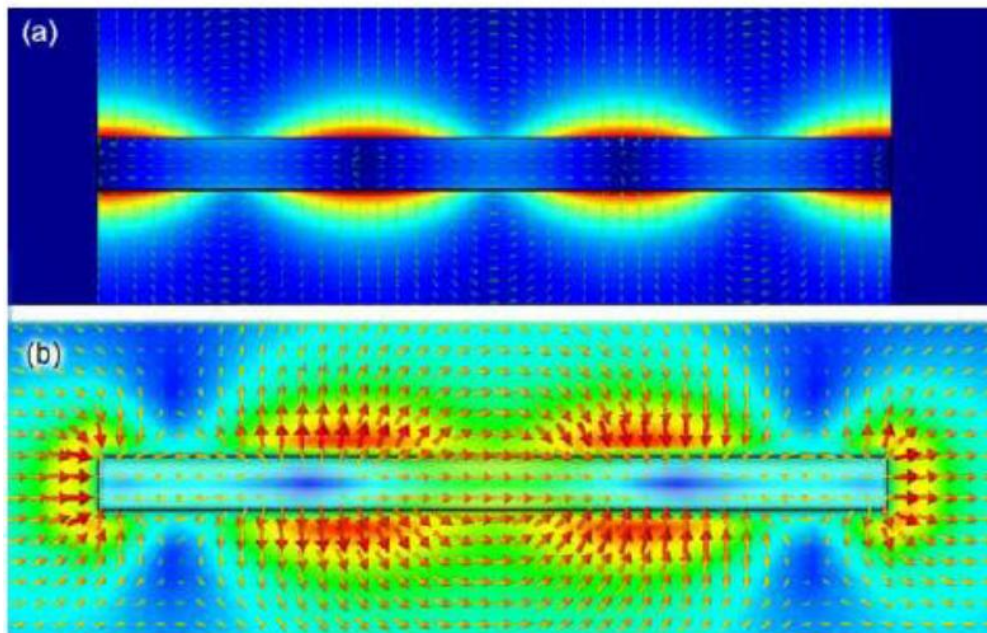


FIGURA 3.7: Representación de los campos de un resonador cilíndrico, a) mediante MATLAB; b) mediante CST STUDIO. [14]

En la figura 3.7 se puede ver que los resultados obtenidos con dos software diferentes son similares. En este proyecto trabajaremos con CST STUDIO ya que permite la simulación de estructuras en 3D con relativa facilidad.

3.4 Resonancias Fano.

Las resonancias Fano es un fenómeno que se puede observar en numerosos campos de la física como acústica, electromagnetismo o cuántica, además de muchos otros. Durante muchos años, el espectro de todas las resonancias se creía que seguía la forma Lorentziana, que se puede definir mediante una ecuación simple. Sin embargo, en 1935 H. Beutler observó formas asimétricas en los espectros atómicos [15], que U. Fano describió como la interferencia coherente de amplitudes cuánticas entre diferentes condiciones de excitación [16]. En 1961 U. Fano elaboró su teoría con una completa y elaborada descripción teórica para dichas resonancias [17], creando el concepto de interferencia coherente de formas de onda cuánticas para la física convencional. La dependencia espectral del fenómeno denominado “Resonancia Fano” puede describirse mediante la ecuación 1.4:

$$I \propto \frac{(F\gamma + \omega - \omega_0)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2} \quad (1.4)$$

Donde ω_0 es la posición en el espectro, γ es la anchura y F es el llamado parámetro Fano. La figura 3.12 muestra una resonancia Fano caracterizada por su estrechez y asimetría. Se creía que la resonancia Fano pertenecía únicamente a un fenómeno cuántico y se estudió en miles de sistemas cuánticos tales como puntos cuánticos o sistemas de nanocable. [18, 19]

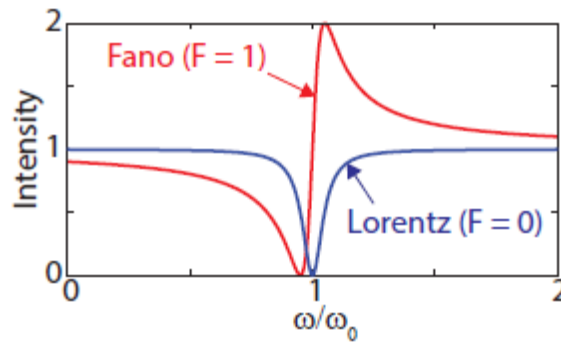


Figura 3.8: Forma Fano que cumple la ecuación 1.4 donde la anchura $\gamma = 0.05 \cdot \omega_0$ y $F=1$ ó 0 .

Más tarde se demostró que la resonancia Fano puede ocurrir en la física clásica en cualquier sitio donde exista el fenómeno de interferencia de onda. [20, 21]. La resonancia Fano aparece cuando un estado discreto interfiere con un estado continuo. Recientemente se ha demostrado que una forma lineal Fano aparece debido a la interferencia entre las ondas superficiales del “grating” y la onda incidente [22]. Por lo tanto el modelo simple de Fano explica un fenómeno universal que aparece en varios sistemas físicos como en osciladores clásicos.

El particular interés que se tiene las resonancias Fano para la Plasmónica es su extrema sensibilidad a cambios en la geometría o en el material del medio [23]

que lo rodea, estas características son muy interesantes para realizar aplicaciones de sensado tanto químico como biológico, detectar deformaciones en el substrato o si lo combinamos con un medio no lineal, aplicaciones electro-ópticas o conmutación. En este proyecto, la resonancia Fano surge del acoplo del modo resonante muy radiativo y por tanto, muy ancho en frecuencia porque hay muchas pérdidas como puede ser el momento dipolar, y otro nada radiativo y por tanto, muy estrecho en frecuencia como es el modo cuadrupolar.

3.5 Sensores Plasmónicos

La detección de pequeñas cantidades de todo tipo de sustancia tanto química como biológica, tiene importantes aplicaciones como por ejemplo la protección de la comida para que se conserve fresca y saludable.

Los sensores son una manera de detectar ciertas sustancias que se denominan “The Analyte”. Dependiendo de las necesidades del sensor, pueden tener unas características diferentes, pero sin embargo, todo sensor deberá tener un alto nivel de sensibilidad que permita la detección del Analyte del tamaño lo más pequeño posible, esta necesidad sumada a la necesidad de miniaturización y el bajo coste de este, supondrán los puntos críticos de diseño de un sensor.

El alto confinamiento del campo debido a la existencia de los plasmones de superficie cerca de las superficies metálicas cuando son iluminadas, convierte a la Plasmónica en un método ideal para llegar al nivel de exigencia de la sensibilidad de un sensor debe tener a la hora de detectar el Analyte.

El mecanismo que hay detrás de un sensor plasmónico consiste en el desplazamiento de la resonancia plasmónica inducido por un cambio en el índice de refracción en el medio de la estructura plasmónica, causada por la presencia de la sustancia que se quiere detectar, el analito. Por esto, el rendimiento de un sensor plasmónico está definido por los parámetros siguientes [24]:

- **Sensibilidad (S):** se mide en [nm/RIU], donde RIU (Refractive Index Unit) es unidad de índice de refracción. Este parámetro indica el desplazamiento que experimenta la resonancia frente a un cambio en el índice de refracción del medio que lo rodea. Idealmente el parámetro tiene que ser lo más alto posible para que el sensor detecte el cambio más pequeño que se pueda producir y se vea reflejado en un cambio notable en la resonancia del sensor.

$$S = \frac{\partial \lambda_{res}}{\partial n} \quad (1.5)$$

- **Figura de mérito (FOM):** se expresa como la sensibilidad dividida por el ancho de banda de la resonancia. Se desea un alto valor, ya que un desplazamiento espectral es más fácil de reconocer cuando menor es el ancho de banda.

Es recomendable que sólo este el analito cerca de la superficie del metal, ya que la presencia de otras moléculas alterarían el desplazamiento de la resonancia sin llegar a resultados óptimos, esto se consigue con la técnica denominada “funcionalización del metal”, consiste en adherir en la superficie del metal una determinada molécula consiguiendo adherir únicamente el analito y descartar otras sustancias que no son importantes para su detección, ver figura 3.9.

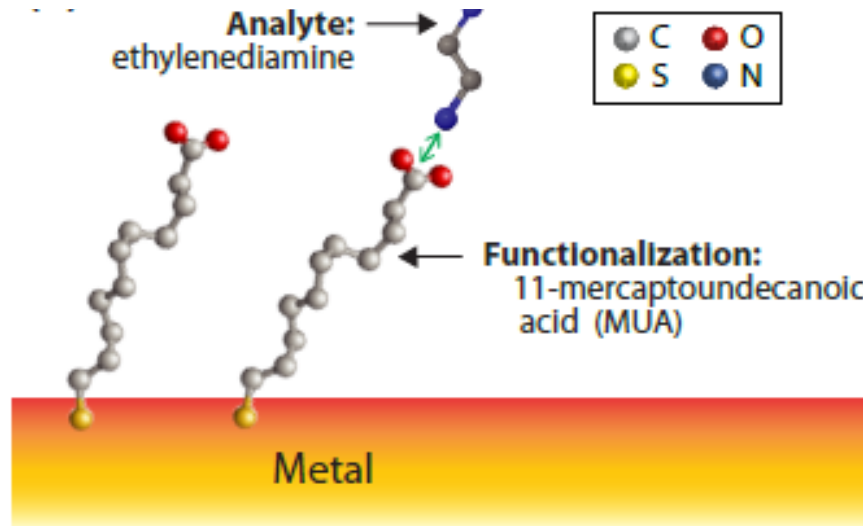


Figura 3.9: Funcionalización de la superficie del metal.

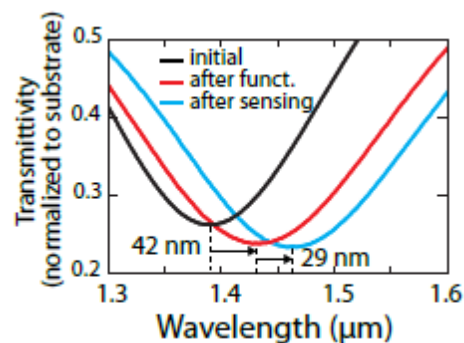


Figura 3.10: Resonancia inicial (Curva negra), desplazamiento de la resonancia después de funcionalización de la superficie metálica (Curva Roja) y desplazamiento de la resonancia después de haber detectado el analito (Curva Azul)

3.6 Tipos de sensores plasmónicos

Principalmente existen dos tipos de sensores plasmónicos [25]:

- **Sensores basados en propagación de plasmones de superficie (SPPs):** en este tipo de sensores, se excita una onda de plasmones de superficie en la superficie del metal y se propaga a lo largo de esta, por esto, un cambio en el índice de refracción, por ejemplo la deposición del analito,

provoca un desplazamiento en frecuencia de la resonancia plasmónica y en la dispersión del modo. Esto puede ser detectado por un cambio en la intensidad detectada, longitud de onda o ángulo de emisión.

Actualmente este tipo de sensores se comercializan con una sensibilidad muy alta (alrededor de 10^6 nm/RIU), pero su altísimo precio es un inconveniente importante, su precio oscila alrededor de 150.000-300.000 dólares americanos [26].

- **Sensores basados en resonancias plasmónicas localizadas en la superficie de nanopartículas metálicas (LSPRs):** estos sensores no existen comercialmente, pero la alta investigación que está siendo desarrollada en ellos debido a su potencial, se espera que permita en un futuro su comercialización. El mecanismo de estos sensores depende de los LSPR del metal, que estos a su vez dependen no solo del tamaño, forma y material de la nanopartícula [27], sino también del material del medio que lo rodea [28]. (Ver figura 3.11)

La presencia del analito modifica la resonancia de la estructura, la presencia o ausencia de este puede ser detectada mediante una simple medida de transmisión y reflexión de la estructura plasmónica. (Ver figura 3.12)

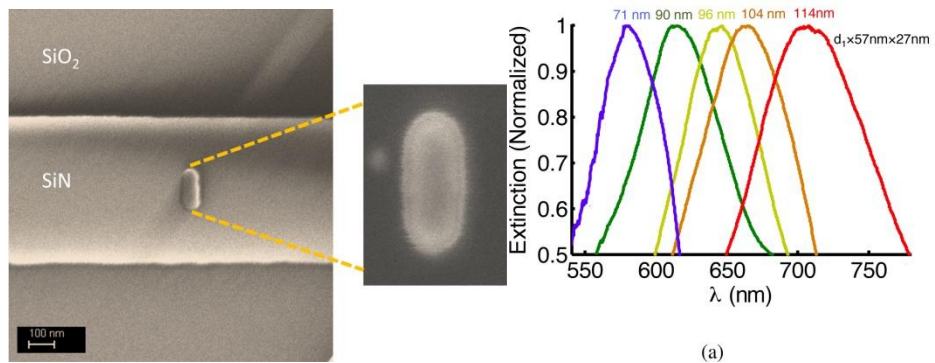


Figura 3.11: Izquierda: Nano-elipse sobre una guía; Derecha: Desplazamiento de la resonancia según el tamaño de la nano-elipse. [34]

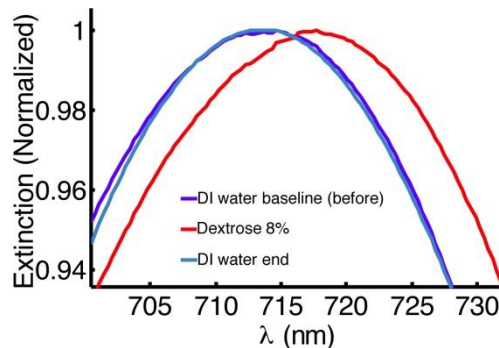


Figura 3.12: Resonancia en agua (Curva morada); Resonancia en agua (Curva azul); Desplazamiento de la resonancia por la presencia de un 8% de dextrosa en la disolución (Curva roja). [34]

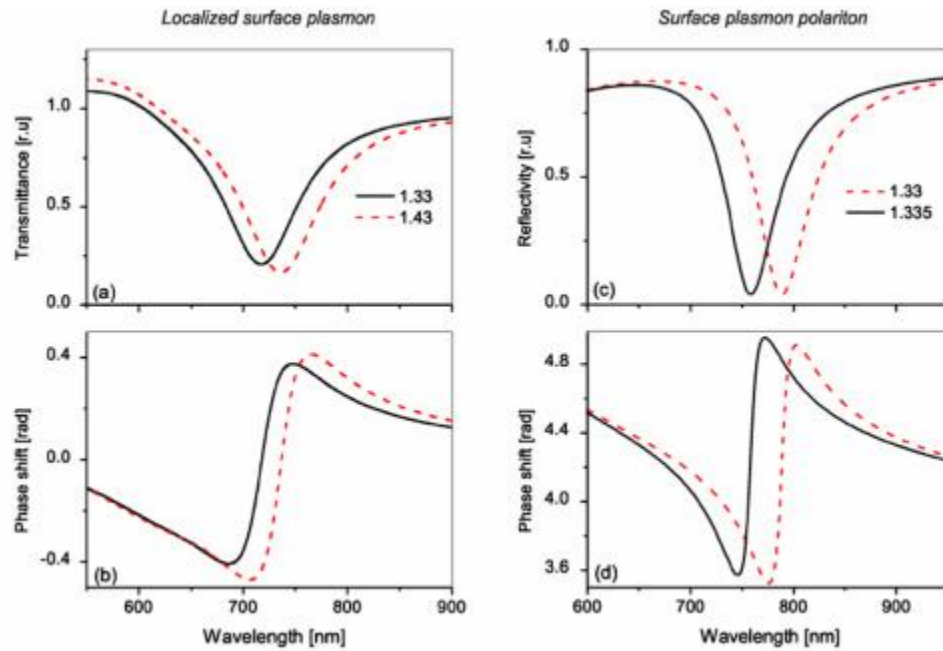


Figura 3.13: Medidas de trasmisión, reflexión y desplazamiento de fase de un sensor antes (curva negra) y después de la detección (curva roja).

3.7 Estado del arte de los sensores basados en LSPR.

Grandes avances han sido realizados recientemente en los sensores LSPR [29]. Hay un gran número de literatura acerca de este campo, más abajo se describe brevemente los avances realizados en este campo.

Inicialmente, se experimentaron con partículas simples como los nano-discos o nano-hoyos consiguiendo una sensibilidad de alrededor de 200nm/RIU. Conforme algunos artículos publicados, la sensibilidad puede ser mejorada, aumentando el aspecto radio de las partículas, creando bordes más afilados o reduciendo la separación entre partículas, esto aumenta el confinamiento del campo alrededor de las partículas, como por ejemplo los nano triángulos [30], dónde se consigue una sensibilidad de 300 nm/RIU. La sensibilidad es más alta cuando se utilizan “tall-rings”, llegando incluso a los 800 nm/RIU. En 2011 se se alcanzó una sensibilidad por encima de 1000 nm/RIU utilizando nano-cruces acopladas a nano-cables, en la cual se hace uso de la resonancia fano para conseguir una caída de la resonancia más estrecha. Ver Figura 3.14.

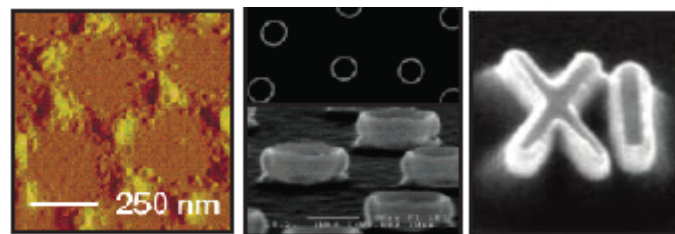


Figura 3.14: De izquierda a derecha: Nano-triángulos [30], “tall-rings” [31], nano-cruz acoplada a un nano-cable [32].

4 RESONANCIAS FANO EN PLASMÓNICA.

4.1 Introducción

Aunque las resonancias Fano ocurren en el scattering de un simple partícula esférica, el amortiguamiento típico de un metal es demasiado grande para que la resonancia Fano sea claramente observado. El criterio fundamental para la aparición de una resonancia Fano es la interferencia entre un solapamiento espectral de una resonancia ancha o continua con una resonancia discreta estrecha. Estas condiciones pueden ser cumplidas usando estructuras plasmónicas fabricadas con materiales comunes en plasmónica como son el oro o la plata. En contraste con las partículas esféricas, ambas anchuras y energías de las resonancias plasmónicas pueden ser controladas independientemente simplemente cambiando la geometría de la estructura o el espaciado entre ellas.

La primera predicción teórica y posteriormente experimental de resonancias Fano en estructuras plasmónicas individuales en el rango óptico fue anillo y disco no concéntricos (Figura 2.1).

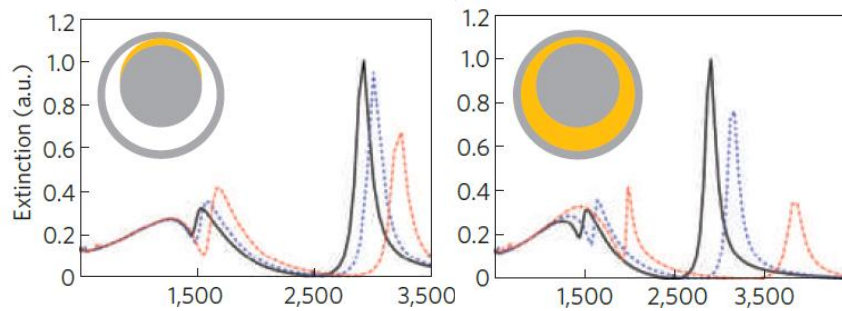


Figura 4.1: Nano-disco rodeado de un nano-anillo no concéntrico. Izquierda: espectro de la extinción con un relleno parcial de dieléctrico; Derecha: Espectro de la extinción relleno completo de dieléctrico [35].

La asimetría de los centros de cada partícula permite el acoplamiento entre el estrecho modo cuadrupolar del anillo y el modo dipolar continuo del disco (Curva negra de la figura izquierda de la figura 4.1) donde aparece una pronunciada resonancia Fano a $1.5\mu\text{m}$.

Como anteriormente se ha citado, la interacción de un solapamiento espectral continuo con los modos resonantes de una nano-estructura modifican el comportamiento de esta. Concretamente, la interacción del estado continuo del background con los espectralmente estrechos modos resonantes de órdenes superiores, como muestra la Figura 4.2^a, permiten una respuesta espectral asimétrica Fano en una gran variedad de configuraciones como son las nano-esferas, los ya citados anteriormente nano-discos, nano-cruces...etc.

4.2 Nanorod sobre sustrato cristalino.

Recientemente ha sido demostrado que las resonancias Fano pueden aparecer para nanorods con un alto aspecto ratio que poseen modos solapados tanto en frecuencia como en el dominio espacial. Como muestra la figura 4.2b, cuando se ilumina un nano-dipolo con la luz polarizada a lo largo de su eje se excitan las ondas de carga de la superficie. Como se muestra en la figura 4.2c se denomina $l=1$ a el primer modo resonante del nano-dipolo que corresponde con el modo plasmónico $\lambda_p/2$ que coincide con el número de nodos de carga en la correspondiente distribución de densidad de carga. Estos modos del nano-dipolo pueden ser diferenciados en dos tipos, el primero, modos impares que poseen una distribución de carga asimétrica, y modos pares que poseen una distribución de carga simétrica. Desde el punto de vista de las resonancias Fano, los modos impares son más interesantes pues tienen una respuesta espectral asimétrica típica de Fano. En estos modos resonantes si se hace un estudio de absorción (ABS) y scattering (SCS) y se comparan resultados, se puede observar que para los modos pares, el comportamiento de la ABS y el SCS es simétrico, es decir, ABS y SCS poseen picos a las mismas frecuencias o longitudes de onda. En cambio, los modos impares dan lugar a una asimetría entre los picos de la ABS y SCS que son propicios para la aparición de la forma espectral Fano. (Figura 4.3^a y 4.3c).

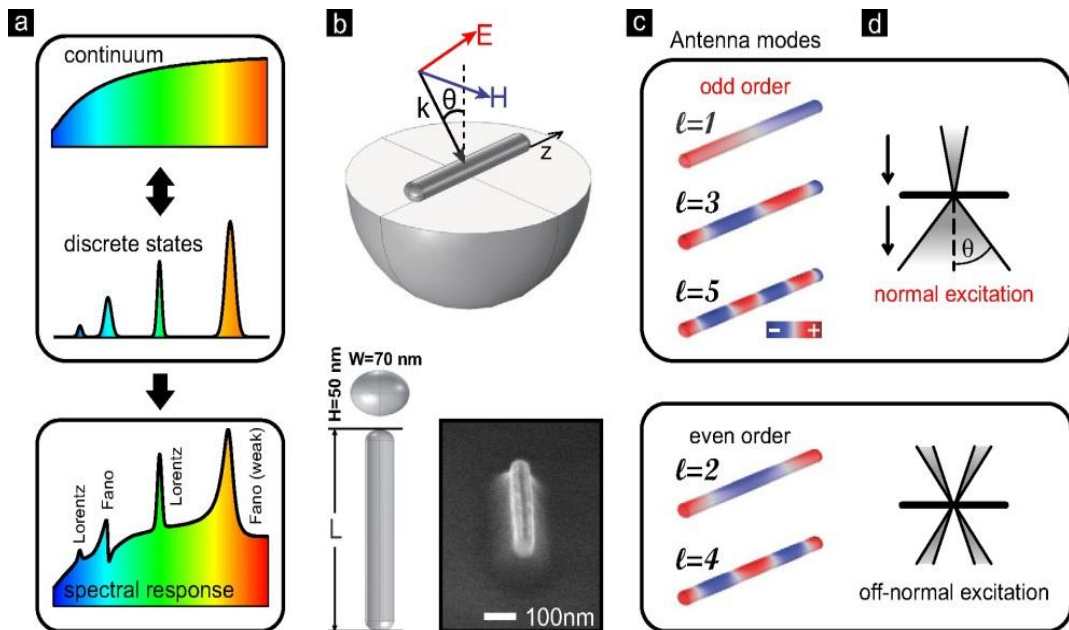


Figura 4.2: a) Interacción entre los modos del nano-dipolo (Estrechos espectralmente) con el espectro continuo, dan lugar a resonancias Lorentzianas y Fano. b) Dimensiones del nano-dipolo y dirección de los campos con respecto el nano-dipolo y sustrato. c) Modos de la antena, los modos impares se excitan mediante iluminación normal, mientras que los modos pares son excitados variando el ángulo de iluminación [36].

También en las figuras 4.3^a y 4.3c, se puede ver cómo afecta el cambio de longitud del nano-dipolo a los modos resonantes, como se puede apreciar, cuando la longitud del nano-dipolo aumenta, los modos resonantes tanto pares como impares se desplazan hacia frecuencias más altas, con un comportamiento similar al de una antena lineal. Además como se muestra en la figura 4.4, en el artículo demuestra la dependencia lineal de los factores q_l y la longitud del nano-dipolo, cabe definir los q_l como los parámetros que relacionan la asimetría con la amplitud relativa del modo $l=1$ con respecto del background.

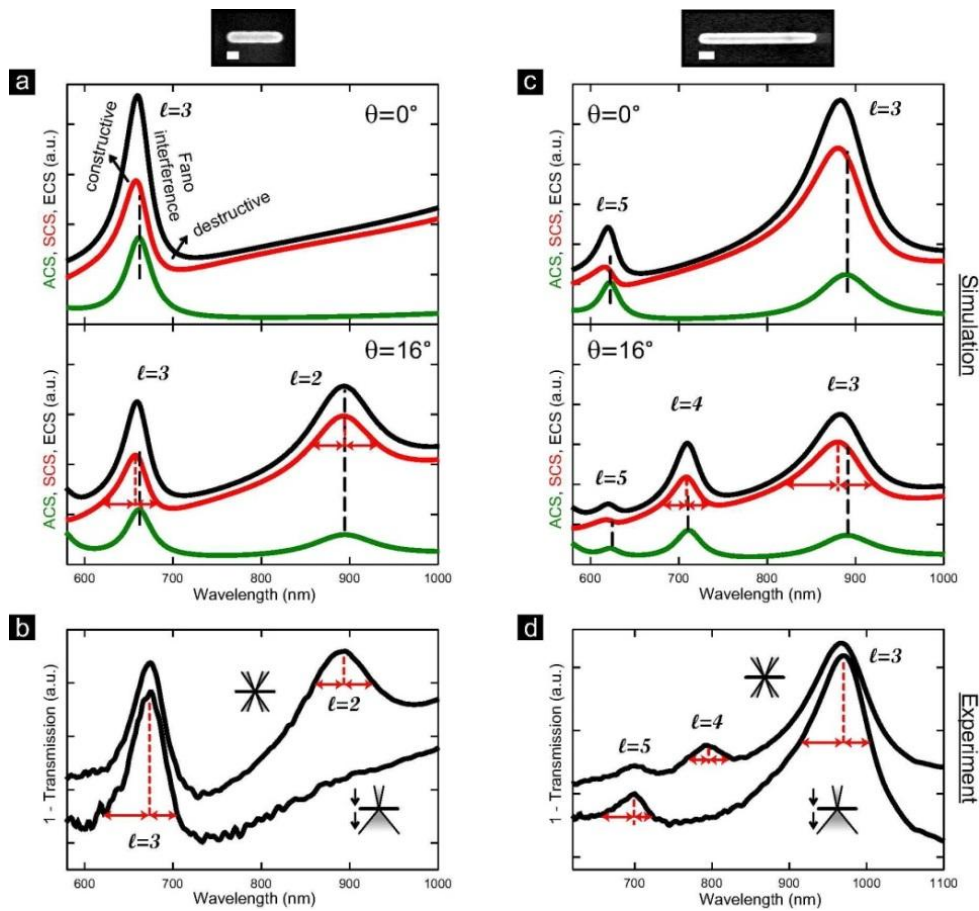


Figura 4.3: Estudio de ABS y SCS a distintas longitudes del nano-dipolo y distintos ángulos de iluminación. a) y c) Diferencia entre iluminar $\theta=0^\circ$ y $\theta=16^\circ$ dos dipolos de diferente longitud $L_1=470\text{nm}$ y $L_2=720\text{nm}$; b y d) medidas experimentales de la extinción cambiando el ángulo de excitación [36].

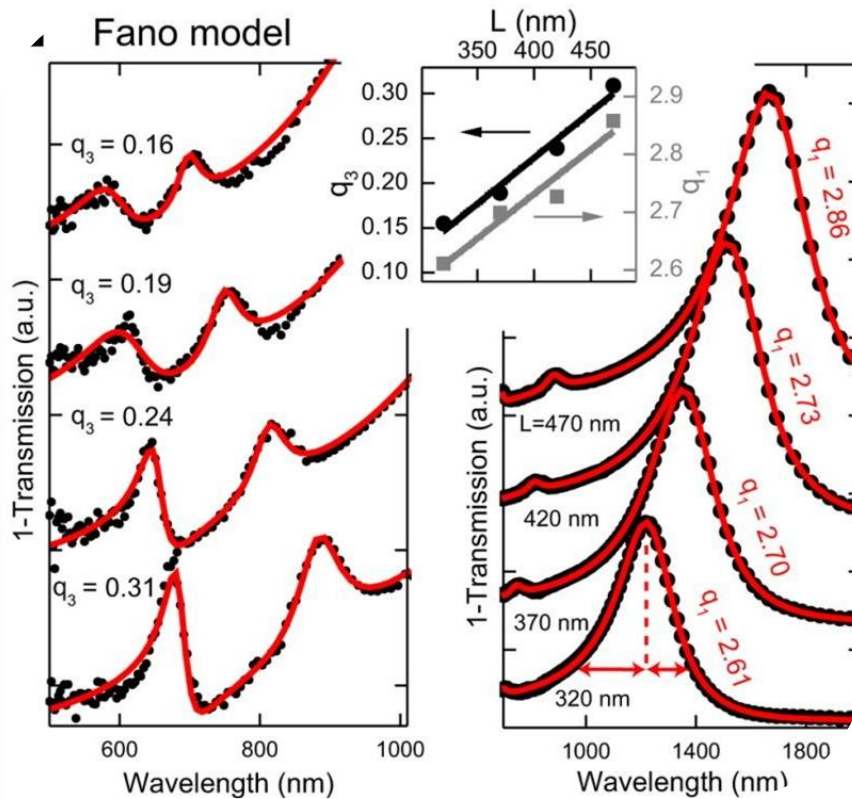


Figura 4.4: Medidas experimentales (puntos), medidas simuladas (Curvas Rojas). Grafica pequeña, relación entre los factores q_1 y q_3 (que corresponden a los modos 11 y 13 respectivamente) con la longitud del nano-dipolo.

En resumen, con este tipo de nano-estructura se ha sido capaz de visualizar dos tipos de resonancias, las que dan lugar los modos pares del nano-dipolo, las de tipo Lorentzianas y las más interesantes para este proyecto, debidas a los modos impares del nano-dipolo, las de tipo Fano.

Las resonancias Fano han sido encontradas en muchos tipos de nano-estructuras plasmónicas. Ha sido demostrado en algunas estructuras que las interferencias destructivas de un modo plasmónico “bright” (Modo que puede ser excitado por una onda plana) con un modo plasmónico “dark”(Modo que no puede ser excitado por una onda plana) permiten la aparición de resonancias Fano. En otros sistemas, las resonancias Fano aparecen pero los modos “bright” y “dark” son ambos soportados por las estructuras en conjunto. A continuación se comenta el caso de las resonancias Fano sobre nanorods plasmónicos.

El acoplamiento entre el modo radiante bright de un nano-dipolo corto y el modo plasmónico dark de un nano-dipolo largo crea una caída en el espectro de la extinción. La separación entre los nano-dipolos tanto espacial como espectralmente afecta al comportamiento de la resonancia Fano.

4.3 Nanorods Dimers

La figura 4.5^a muestra la geometría de la nano-estructura plasmónica, el material con la cual se ha simulado la estructura es Au (oro) con unas dimensiones para el nano-dipolo corto de: L_1 :101nm de longitud, $2R$ =40nm de altura y anchura, para el nano-dipolo largo son: L_2 :250nm de longitud, $2R$:40nm de altura y anchura.

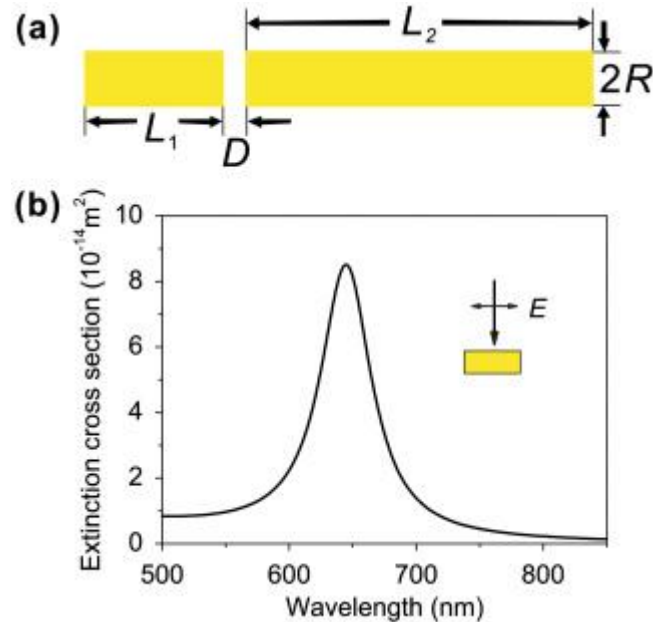


Figura 4.5: a) Geometría de un nano-dipolo de radio R , separados D y Longitud L_1 y L_2 respectivamente. B) Extinción del nano-dipolo corto excitado con una onda plana con el campo polarizado a lo largo del eje del nano-dipolo corto [37].

La resonancia en longitud de onda se encuentra alrededor de 644nm, esta resonancia es provocada por los plasmones de superficie y puede servir como un modo bright.

La separación entre los nanorods es de $D=10\text{nm}$, en cuanto a la polarización, es a lo largo del eje de los nanorods. En la Figura 4.5^a se puede observar la configuración donde el modo dipolar del nanorod corto excita el modo dark del nanorod largo. La figura 4.6^a muestra la extinción, absorción y scattering de los nanorods. Se puede ver en la extinción de la nano-partícula formada por los dos nanorods una gran diferencia si se compara con la extinción del nanorod corto ($L_1=101\text{nm}$), esto confirma que el modo dark del nanorod largo ($L_2=250\text{nm}$) es excitado por el modo bright del dipolo corto, también podemos observar una caída de la extinción a causa de la interferencia de la resonancia Fano.

La excitación del modo bright se produce de dos maneras diferentes, la onda incidente excita el modo y la otra forma, la onda incidente excita el modo bright, a su vez el modo bright excita el modo dark y el modo dark excita el modo bright. Cerca de la resonancia ambas formas interfieren destructivamente provocando la

cancelación de la polarización del modo bright y la aparición de la caída en la extinción que corresponde a la resonancia Fano.

La distribución de campo de la nano-partícula con $D=10\text{nm}$ para las longitudes de onda 614, 647 y 685 nm se puede observar en las imágenes c, d y e de la figura 4.6 que a su vez corresponde con las posiciones A, B y C de la imagen a de la misma figura. El confinamiento de campo del modo bright del dipolo corto cae notoriamente en la resonancia Fano debido a la cancelación de su polarización en dicha resonancia. (Ver imagen d figura 4.6)

La intensidad del acoplamiento de la resonancia Fano puede ser ajustada mediante la variación del espaciado de los nanorods. (Ver imagen b figura 4.6) Cuando el espaciado disminuye, se observa un aumento del acoplamiento y por lo tanto, la resonancia se vuelve más ancha y profunda. También el espectro de la extinción se ensancha si lo comparamos con el espectro de la extinción del nanorod corto. La razón de este fenómeno es que a cierta anchura del espectro más cercano a la resonancia del modo dark en vez de una única frecuencia esta está contenida en la resonancia fano. Además de la separación entre nanorods, la anchura y profundidad de la resonancia Fano es afectada también por la anchura espectral y la amplitud del nanorod. Por ejemplo, si se cambia la longitud y el grosor de un nanorod, se puede conseguir un modo dark más estrecho.

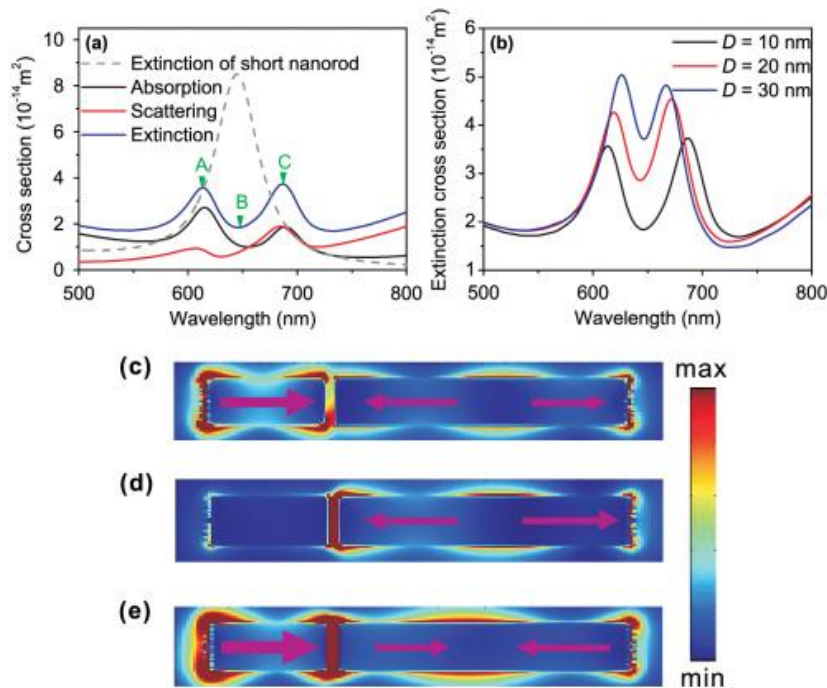


Figura 4.6: a) Extinción, absorción y scattering de los nanorods. La geometría de L1, L2, R y D es 101, 250, 20 y 10 respectivamente. La curva discontinua muestra el espectro de la extinción del nanorod corto. b) Extinción de los nanorods variando la separación entre los nanorods. Las distribuciones de campo para las longitudes de 614nm, 647nm y 685nm corresponde a las imágenes c, d y e, respectivamente [37].

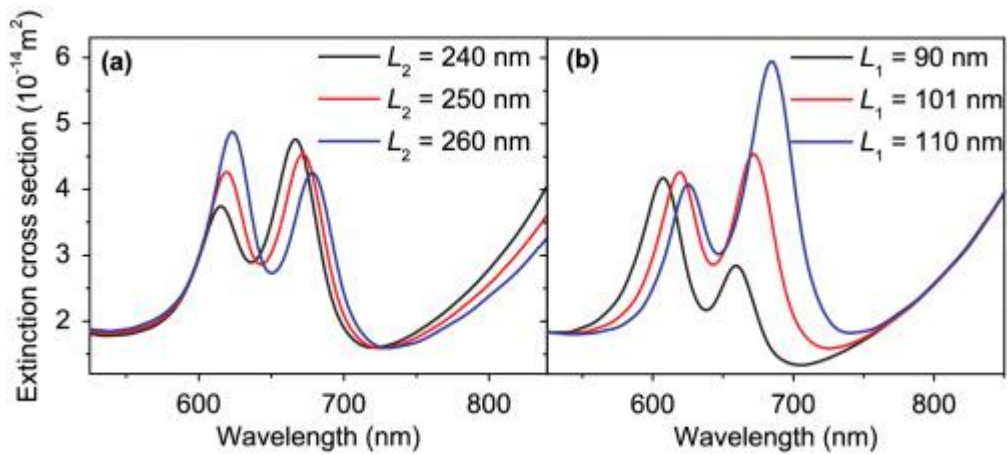


Figura 4.7: Efecto de la extinción de los nanorods variando $L_2=240, 250, 260$ y R, L_1 y D son fijadas a 20, 101 y 20 nm respectivamente. B) Efecto de la extinción variando $L_1=90,100$ y 110 nm, R, L_2 y D se han fijado a 20, 250 y 20 nm respectivamente [37].

Las resonancias Fano pueden también modificarse ajustando la frecuencia de resonancia del modo bright (nanorod corto) o del modo dark (nanorod largo). (Ver figura 4.7).

En la imagen b de la figura 4.7, se puede ver que cuando se aumenta la longitud del nanorod corto, la longitud de onda de la resonancia del modo bright aumenta, por aumentar la longitud L_1 de 90nm a 110 nm y fijando L_2 a 250nm el pico de extinción de la derecha aumenta en amplitud en contraste con el pico de la izquierda que disminuye.

Cuando la resonancia del modo dark sube de longitud de onda por aumentar la longitud del nanorod largo L_2 de 240 a 260 nm y fijando L_1 en 101 nm, los picos de extinción a ambos lados de la caída correspondiente a Fano muestran un comportamiento contrario a la variación de la resonancia del modo bright. (Imagen a figura 4.7)

Para explicar la resonancia desde otro punto de vista, es sabido que en algunas estructuras plasmónicas que se da el fenómeno de resonancia Fano, los modos dark y bright aparecen en diferentes segmentos de estas estructuras, mientras que en otras estructuras ambos modos aparecen en la estructura en conjunto.

En las imágenes c-e de la figura 4.6, las flechas indican la dirección de la oscilación de las cargas y el tamaño de la flecha indica la amplitud de la oscilación. En la imagen d de la figura 4.6, la oscilación de cargas del nanorod es cancelada debido a la resonancia Fano, las dos oscilaciones de cargas del nanorod largo son de la misma fuerza y dirección contraria. Por lo tanto la estructura solo posee el modo dark, ya que el modo bright es cancelado. Sin embargo, en la imagen e de la figura 4.6, hay modo dipolar plasmónico en el nanorod corto, mientras que en el nanorod largo el modo aún se aproxima a un modo dark pero

aparece un débil modo dipolar en el debido a que la fuerza de las oscilaciones de carga no son de la misma amplitud.

4.4 Nanorods

En este proyecto se han realizado simulaciones en incidencia plana con una nanoestructura como la representada en la figura 2.8. En estas simulaciones se quiere ver el resultado de excitar la nano-partícula con un campo eléctrico paralelo a la nano-partícula de oro con el fin de comprobar si la nano-partícula puede generar una respuesta asimétrica en la extinción. Esta respuesta se puede observar en los parámetros de absorción y de scattering, donde se puede comprobar si los máximos de absorción y scattering coinciden en frecuencia (resonancia Lorentziana) o no coinciden en frecuencia (resonancia Fano).

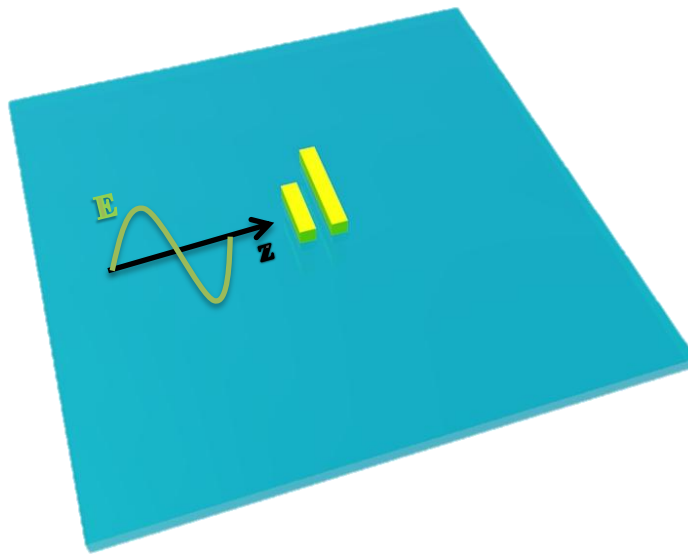


Figura 4.8: Representación 3D de las Nano-Partículas de oro.

En la figura 4.8 puede observarse el método de incidencia utilizado, cuando una nano-partícula metálica es iluminada por un campo eléctrico polarizado a lo largo de su eje, se utiliza este método porque el objetivo es colocar la estructura plasmónica sobre una guía de silicio donde, la estructura será excitada mediante el modo fundamental de la guía. Al excitar la partícula plasmónica se crea una resonancia plasmónica que se traduce en un pico en el parámetro de la extinción (Ver figura 4.9). Esta resonancia dependerá del tamaño y forma de la partícula, del tipo de metal utilizado y del medio que lo rodea.

Posteriormente, al añadir una tira de mayor tamaño, se espera que haya una asimetría en los picos de absorción y scattering, además, esta asimetría aparece en los modos impares del dipolo ya que son los que originan resonancias tipo Fano [36], las resonancias tipo Lorentzianas se originan en los modos pares y se excitan mediante retardo de fase que se consigue cambiando el ángulo de iluminación.

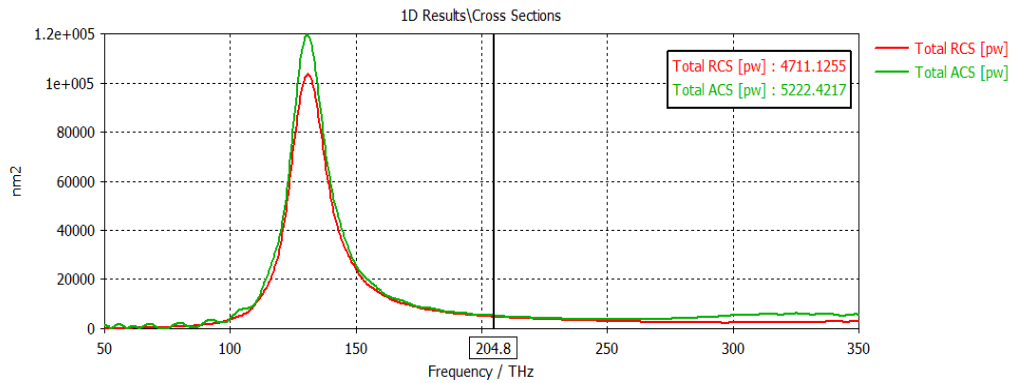


Figura 4.9: Absorción y scattering de una tira de 200nm en incidencia plana.

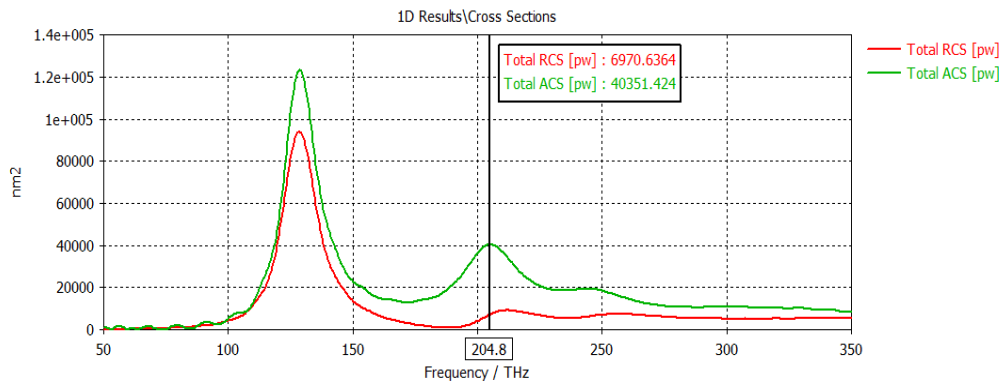


Figura 4.10: Absorción (ACS) y scattering (SCS) de una nano estructura formado por dos tiras metálicas de oro, la separación entre tiras es de 20nm, su longitud es de 85nm y 200nm respectivamente y el grosor es de 30nm en ambas.

La figura 4.10 muestra medidas simuladas de RCS (Scattering) y ACS (Absorción) para una estructura plasmónica formada por una tira metálica de oro de 85nm de longitud y 30nm de grosor y otra de longitud 200nm y 30nm de grosor. En los picos de resonancia, se puede observar como existe una asimetría en los picos de absorción y scattering, esta asimetría es inapreciable para el modo de menor orden y de mayor potencia, pero conforme se aumenta en frecuencia, los modos de mayor orden se observa una diferencia en los máximos de ACS Y SCS más apreciable. Esto es característico de las resonancias tipo Fano, esto viene a confirmar la posible aparición de este tipo de resonancia si se colocase en una guía de silicio, ya que se ha simulado el ángulo de excitación de las partículas si estas se colocasen en una guía.

5 INTEGRACIÓN DE ESTRUCTURAS PLASMÓNICAS EN SILICIO.

5.1 Introducción.

Como se ha mencionado anteriormente en el capítulo 3, las estructuras plasmónicas han atraído mucho el interés en el mundo del bio-sensado debido a su alta sensibilidad a los cambios en el medio que las rodea.

Debido a las propiedades del silicio, ya bien sean ópticas, mecánicas y su compatibilidad con la tecnología SOI, lo hace muy interesante a la hora de combinarlo con los sensores basados en LSPR, ya que abarataría costes de comercialización y además permite la posibilidad de poder integrar muchos sensores en un mismo encapsulado [33].

Numerosos estudios han demostrado que la energía de la luz de una guía onda de silicio, puede transferirse a las nano-partículas colocadas encima de la guía y así excitar las resonancias LSPR de estas. Esta resonancia puede ser medida mediante un simple procedimiento, donde se mide el parámetro de transmisión de la guía con la nano-partícula colocada sobre la misma. Este método permite la creación de varios sensores formado por diferentes nano-partículas cada uno funcionando en paralelo, pudiendo ser encapsulados en un único chip de silicio y sin la necesidad de las técnicas más avanzadas de iluminación de la nano-partícula de cada sensor, ya que cada uno de ellos poseen una guía de silicio por la que podrían ser alimentados individualmente.

Existen varios problemas tecnológicos a la hora de combinar ambas tecnologías, por un lado está la baja eficiencia de acoplamiento de la luz a las partículas depositadas en su superficie, esto se debe a que la mayoría del campo viaja por el centro a través de la guía y por lo tanto, las nano-partículas solo interactúan con una pequeña parte de este. Pero últimamente se ha demostrado el acoplamiento de la luz a los modos LSPR [42] (ver Figura 5.2) y poco a poco se va superando la baja eficiencia de acoplamiento de la luz mediante la aplicación de técnicas más avanzadas. Otro reto a considerar, en la fabricación realizada por pasos, tanto de la guía como de las nano-partículas se necesita una extrema precisión en la alineación de las nano-partículas en la guía y si hubiera más nano-partículas presentes, en la alineación de unas con otras. Pero gracias a los avances en la fabricación de cada elemento se ha conseguido superar o reducir este problema.

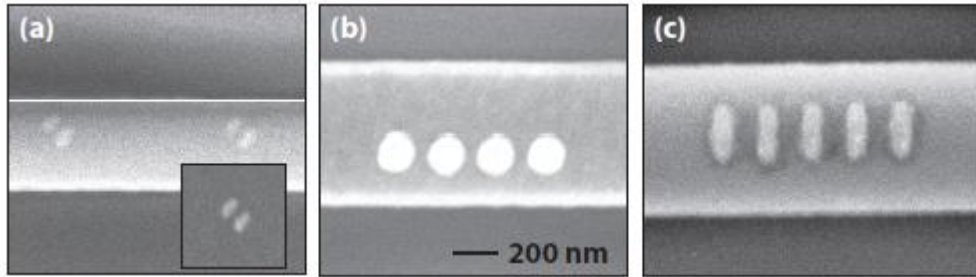


Figura 5.1: Diferentes tipos de nano-partículas colocadas sobre una guía de silicio

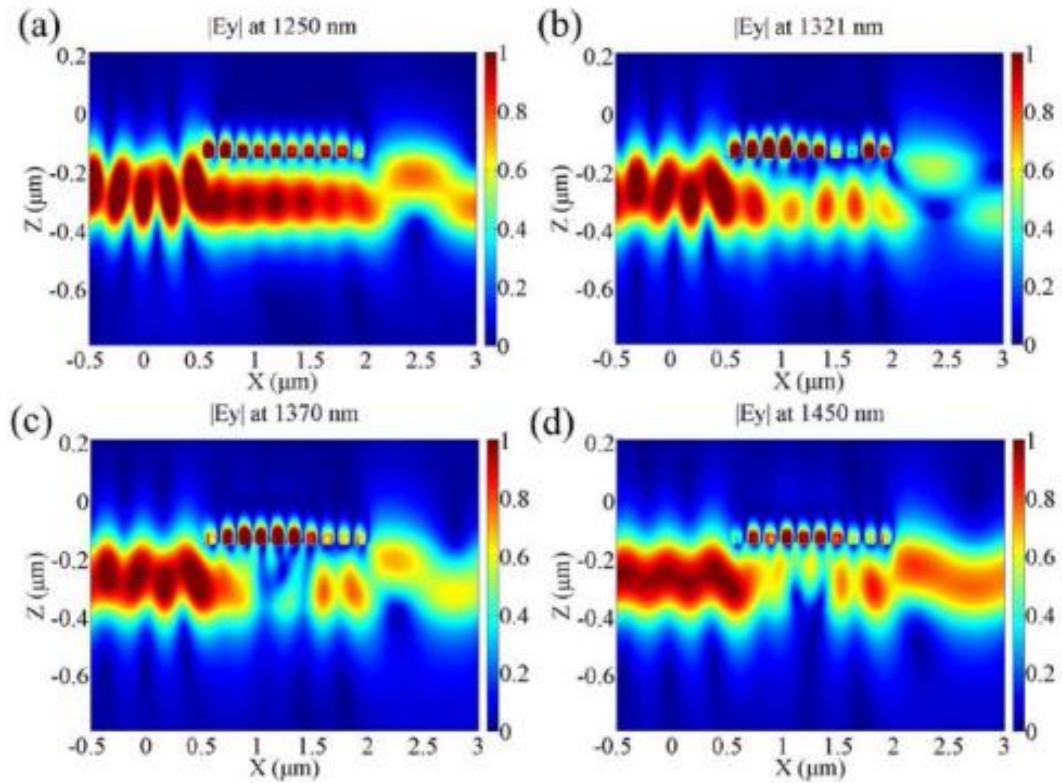


Figura 5.2: Simulaciones de una cadena de nano-elipses donde se muestra el acoplamiento del modo de la guía a los modos plasmónicos de la cadena de nano-elipses. [42]

Muchos métodos han sido probados a la hora de fabricar dichas nano-estructuras plasmónicas. Tecnologías Bottom-up (Abajo-arriba), tales como síntesis química o litografía coloidal permiten la producción de un gran número de nano-estructuras de diferentes formas y tamaño. Sin embargo, a la hora de fabricar nano-estructuras específicas es todavía un reto [38]. La tecnología Top-down (Arriba-abajo), tales como e-beam lithography or focused ion beam milling, pueden ser usada para conseguir fabricar formas complicadas con alta precisión y una cierta posición sobre un sustrato sin la necesidad de técnicas químicas, pero con un alto coste y menor rendimiento. [39 – 40] .

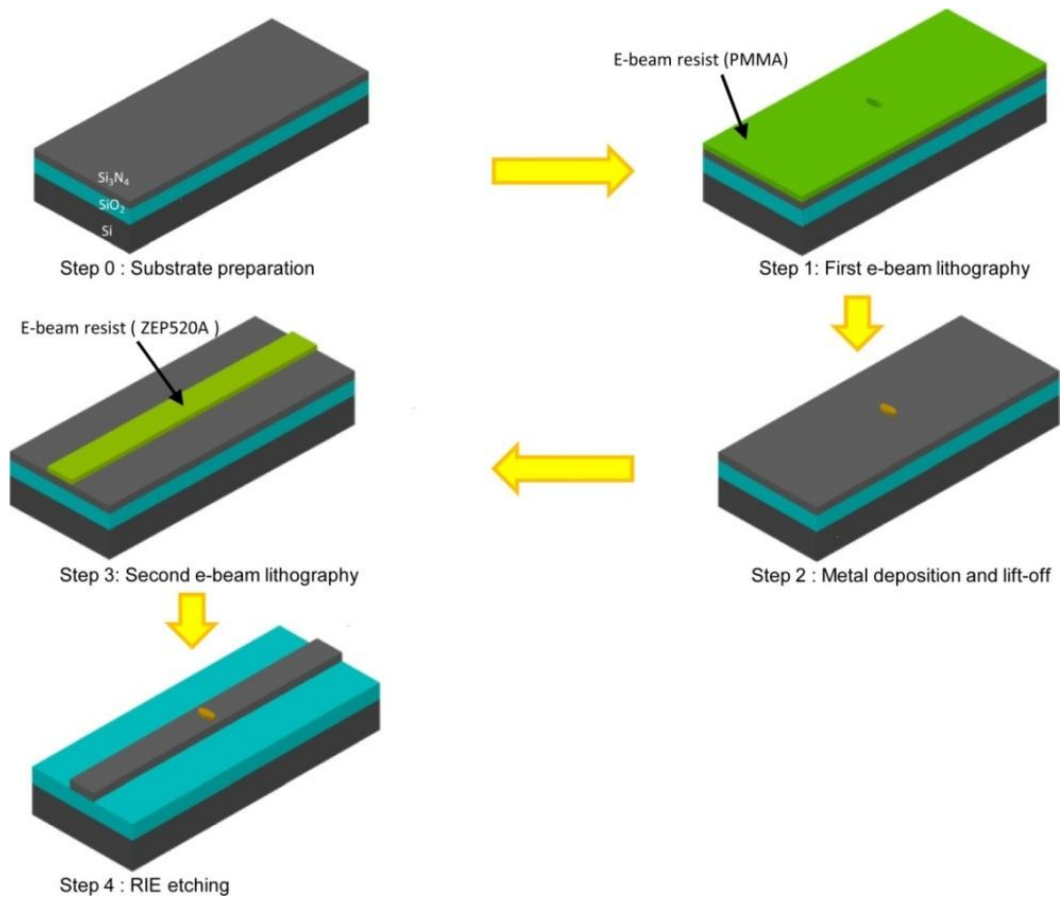


Figura 5.3: Proceso de fabricación para una única nano-partícula mediante el método electron beam lithography. [34]

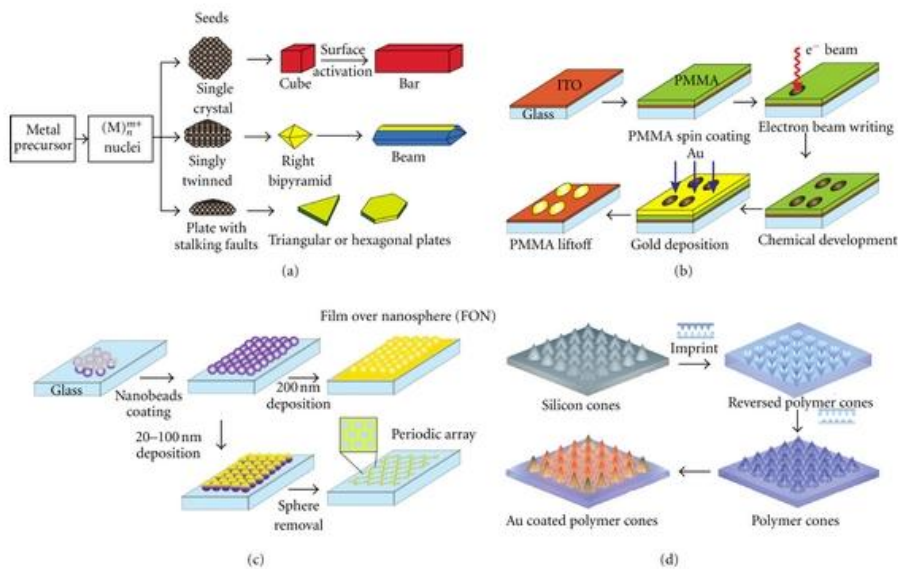


Figura 5.4: Diferentes tipos de fabricación de nano-estructuras. A) Wet seed-mediated chemical reduction; b) Principal técnica del método de fabricación electron beam; c) Proceso litográfica de nano-esferas; d) Esquemático de la fabricación de nano-conos de oro por nano-impresión litográfica [41].

5.2 Estado del arte.

A continuación se describen brevemente los principales avances en investigación en el campo de la plasmónica sobre guía de silicio en los últimos años.

En el año 2012, el propio centro de tecnología realizó un estudio electromagnético de una estructura que consistía en una guía de silicio sobre la que se había colocado nano-discos de aluminio [44] (Ver figura 5.5). La estructura estaba destinada para aplicaciones de sensado, pero después de su fabricación, las medidas no coincidían con las simulaciones.

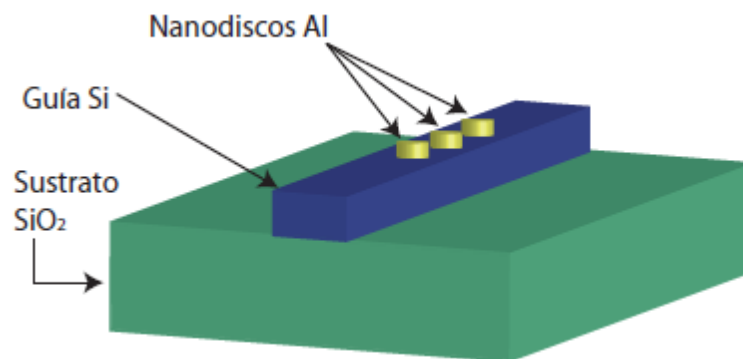


Figura 5.5: Sensor formado por nano-discos de aluminio colocados sobre una guía de silicio.

Posteriormente también en 2012, se demostró la excitación de los modos plasmónicos de nano-estructuras metálicas era posible y compatible con la tecnología SOI. En el estudio se colocaban nano-elipses de oro sobre una guía de nitruro de silicio y se observaba que el modo de la guía excitaba una resonancia producto de las nano-partículas plasmónicas colocadas en su parte superior. Otra característica a tener en cuenta es la sensibilidad de la resonancia frente a cambios de forma, tamaño, índice del medio que lo rodea y material de la nano-partícula, lo que es muy interesante para aplicaciones de sensado (Ver figura 5.6).

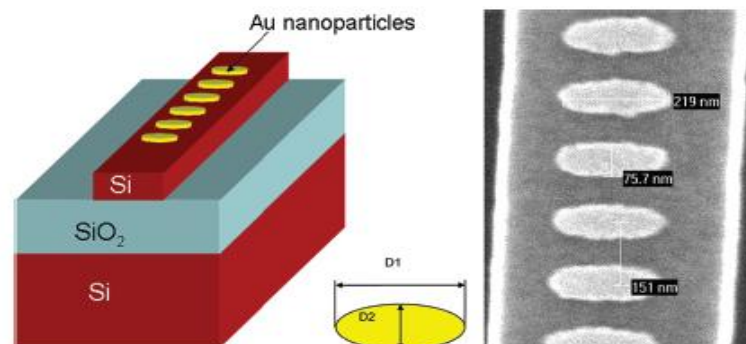


Figura 5.6: Esquemático e imagen SEM de un sensor formado por nano-elipses de oro depositadas sobre la guía de silicio.

En 2013, se consiguió medir la extinción de una nano-elipse de oro sobre una guía de nitruro de silicio con una $SNR > 20$ y una alta eficiencia de acoplo cercana a un 10% [34], también en este estudio se demostró la posible integración de partículas plasmónicas sobre guía de silicio o nitruro de silicio en un chip de sensado. En el estudio se consiguió detectar la presencia de glucosa con una sensibilidad de 250nm/RIU.

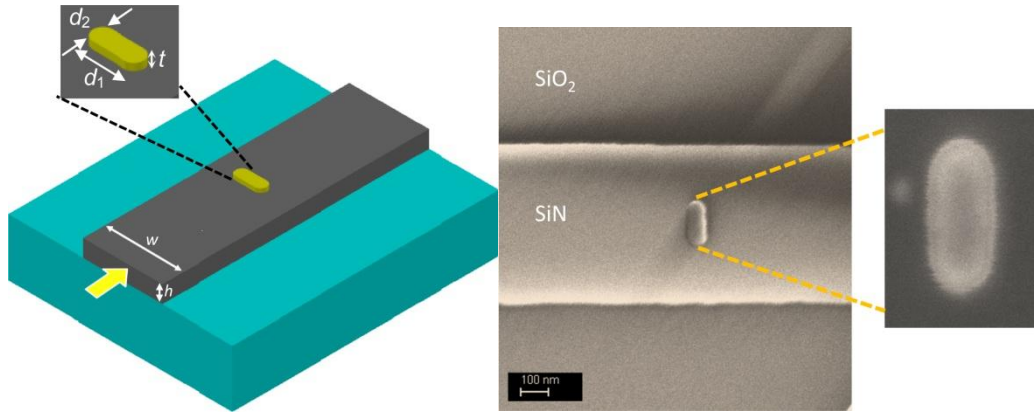


Figura 5.7: Izquierda: Esquemático de una estructura formada por una nano-elipse sobre guía de nitruro de silicio. Derecha: Imagen SEM de la estructura.

En 2015, un trabajo de investigación donde se utilizaban diferentes nano-estructuras metálicas sobre guías de nitruro de silicio [45], se consiguieron eficiencias de interacción de la nano-partícula metálica con la guía por encima del 19% y se demostró que la modificación de la guía para un aumento de la interacción es posible.

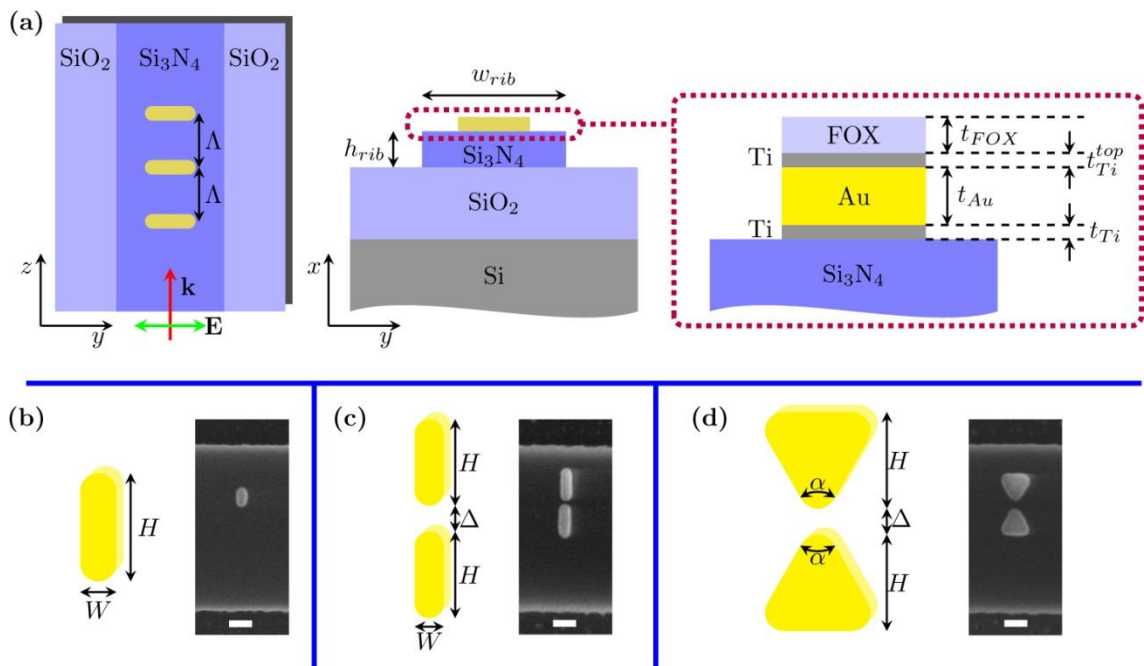


Figura 5.8: a) Descripción estructura a estudio utilizada. B) c) y d) Diferentes nano-partículas utilizadas en el estudio.

6 RESONANCIA FANO SOBRE GUÍA DE SILICIO.

6.1 Introducción.

La combinación de la tecnología SOI con la plasmónica soluciona los problemas de la necesidad de utilizar técnicas muy complejas de iluminación de los elementos plasmónicos, además, nos permite encapsular un gran número de sensores en un tamaño reducido de encapsulado, sin embargo, la creación de nano-partículas metálicas en las que se puedan dar las condiciones para la aparición de resonancias fano se convierte en una tarea más compleja que en incidencia plana. Cuando insertamos una nano-partícula en una guía, la fase entra a ser un parámetro importante, también, el ángulo de iluminación de la partícula queda limitado al plano de la polarización del campo eléctrico del modo de la guía.

Con la problemática anterior se descartan muchas partículas con geometrías que en incidencia plana si presentaban resonancias Fano debido a que se iluminaban uniformemente, por lo contrario, en guía no se puede excitar porque entra en juego el retardo de fase, característica que puede excitar modos plasmónicos de orden superior por la diferencia de fase que se produce al avanzar el modo por la guía de silicio. Es el caso de la figura 6.1, donde en incidencia plana presenta una resonancia Fano en el parámetro de extinción [46], esta surge por la interacción entre el momento dipolar generado en la partícula horizontal y el modo cuadrupolar dark generado en las nano-partículas verticales por la interacción con el momento dipolar, sin embargo cuando se coloca en guía, el momento cuadrupolar se excita por retardo de fase y no por la interacción con el momento dipolar, debido a esto no se puede dar las condiciones para la aparición de una resonancia Fano.

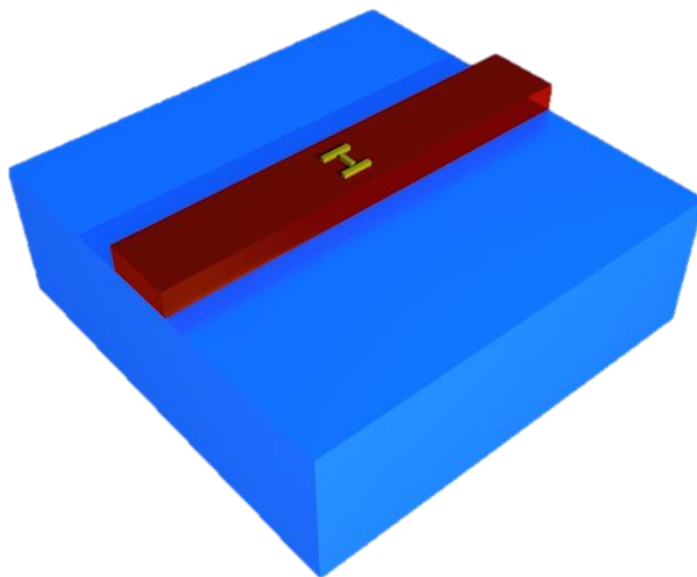


Figura 6.1: Nano-tiras de oro formando una H sobre la guía de silicio.

Por ello, se ha optado por una partícula metálica formada por dos nano-tiras de oro, una de las cuáles tiene aproximadamente el doble de longitud que la otra, de esta manera se evita que el momento dipolar de la nano-tira más larga interactúe con la nano-tira pequeña y lo que es más importante, que el modo cuadrupolar de la tira pueda excitarse mediante la interacción con el momento dipolar generado en la tira pequeña. Las figuras 6.2 y 6.3 muestran la geometría de la estructura ha estudio empleada en este proyecto.

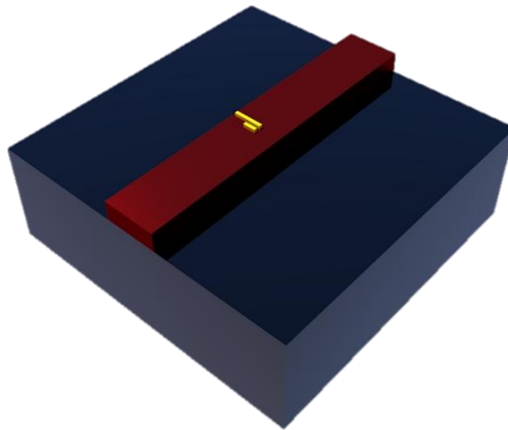


Figura 6.2: Perspectiva de la nano-partícula utilizada sobre la guía de silicio.

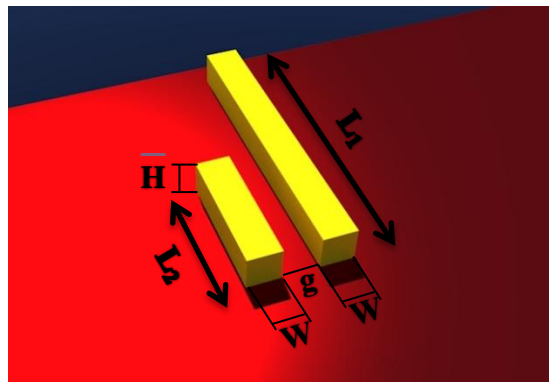


Figura 6.3: Representación de las nano-tiras. Las dimensiones son $L1 \times H \times W$ para la tira mayor, $L2 \times H \times W$ para la tira menor y separadas por g .

6.2 Simulación de partícula de oro sobre la guía de silicio.

Para familiarizarse con el software de simulación, se ha procedido a simular una guía de silicio de dimensiones $h_{wg}=190\text{nm}$ y $w_{wg}=500\text{nm}$, la guía no es estándar de la tecnología SOI pero dado que por el momento no se va a fabricar ninguna muestra para su medida en el laboratorio, se ha optado por esta altura porque el campo en la guía está menos confinado y el modo puede interactuar más con la nano-partícula que hay en su superficie.

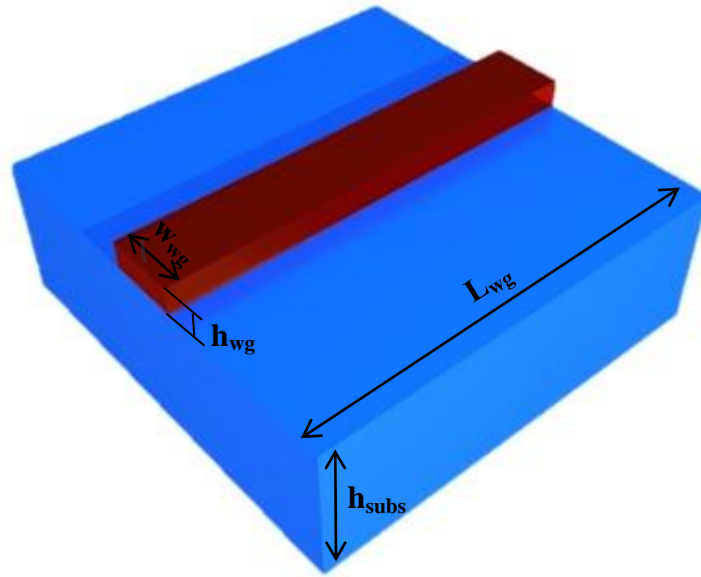


Figura 6.4: Dimensiones de la guía de silicio empleada. $W_{wg}=500\text{nm}$, $h_{wg}=190\text{nm}$, $h_{subs}=1000\text{nm}$ y $L_{wg}=3000\text{nm}$.

El software utilizado para el desarrollo del cálculo de los modos de la guía es el CST Studio, en el anexo 1 se explica el método de cálculo que emplea para el cálculo de los modos de la guía. La figura 6.5 muestra el parámetro s_{11} y el s_{21} del modo fundamental de la guía. Esta respuesta de la guía se utiliza como referencia a la hora de normalizar la respuesta cuando se coloca las nanopartículas sobre la guía.

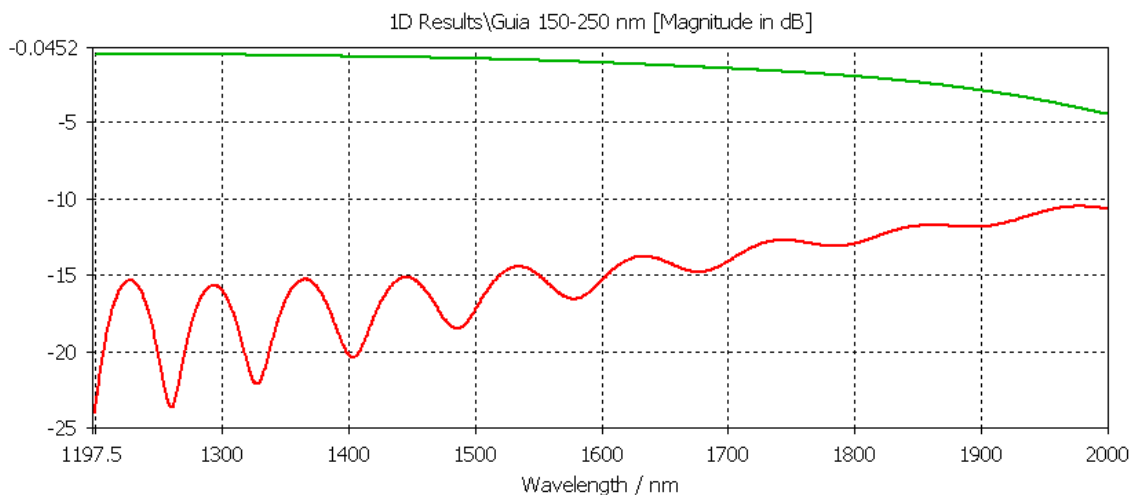


Figura 6.5: Parámetros S_{11} (Curva roja) y S_{21} (Curva verde) de la guía con dimensiones $h_{wg}=190\text{nm}$ y $w_{wg}=500\text{nm}$.

Una vez conocido el comportamiento de la guía de silicio, se procede a colocar una partícula metálica sobre ella y observar el efecto que se produce. El efecto esperado es la visualización de una resonancia plasmónica que como se ha nombrado anteriormente, es muy sensible a cambios en la forma, tamaño o cambio en el índice de refracción del medio que lo rodea.

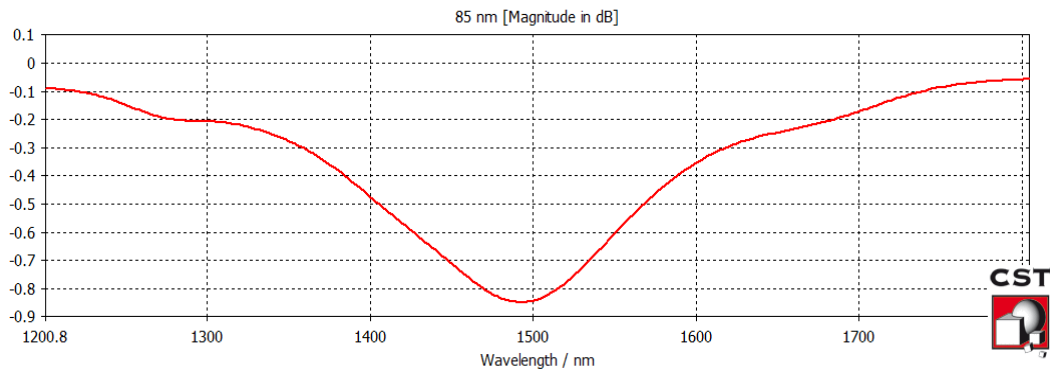


Figura 6.7: Parámetro de transmisión de una resonancia plasmónica de la partícula de oro con dimensiones 85x30x30 normalizada con respecto la guía de referencia.

Se puede observar que al insertar una partícula metálica de oro de ciertas dimensiones, aparece en el parámetro de transmisión s_{21} una resonancia plasmónica fruto de la interacción del modo de la guía con dicha partícula. Esta resonancia depende de la forma, tamaño, índice de refracción del entorno que lo rodea y del material con el que está formada la partícula. En la figura 5.4, se muestra una resonancia en concreto, la cual es originada por la presencia de una partícula de oro en forma de nano-tira de dimensiones, 85 nanómetros de longitud, 30 nanómetros de anchura y 30 nanómetros de altura. Además en el mínimo de la resonancia se observa que el momento dipolar es más fuerte (Ver figura 6.8) y conforme nos alejamos de la resonancia hacia ambos lados el momento dipolar va disminuyendo su intensidad.

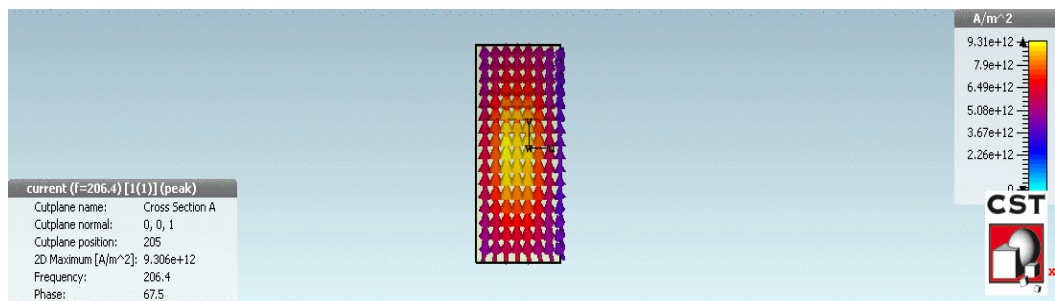


Figura 6.8: Distribución de corrientes en el centro de la resonancia plasmónica generada por la partícula metálica.

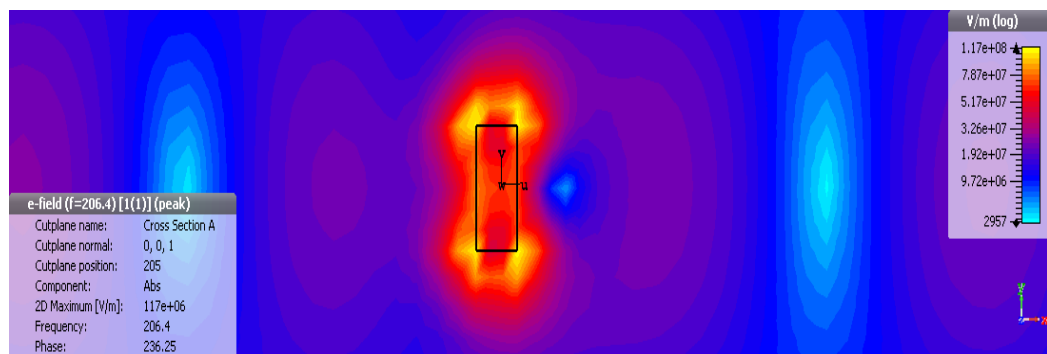


Figura 6.9: Campo eléctrico de la partícula plasmónica a la frecuencia de resonancia.

Para comprobar cómo afecta a la resonancia la variación de las dimensiones de la partícula, se ha simulado variando su longitud, como se esperaba, la resonancia se desplaza hacia longitudes de onda más altas si la longitud de la partícula aumenta y viceversa. También, se observa una resonancia más profunda cuando se aumenta la longitud de la partícula, esto es debido a que al aumentar la longitud de la partícula, la superficie que interactúa con el modo presente en la guía aumenta y el acoplo de potencia a la partícula también aumenta. (Ver figura 5.7).

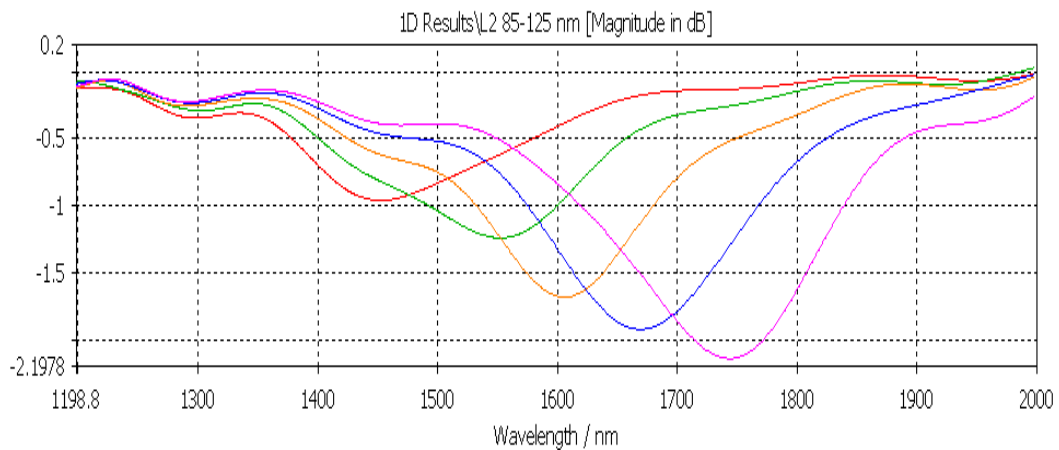


Figura 6.10: Efecto de la variación de la longitud de la partícula metálica. 85nm (Curva roja); 95nm (Curva verde); 105nm (Curva amarilla); 115nm (Curva azul); 125nm (Curva rosa)

6.3 Simulación nano-tiras.

Una vez conocido el comportamiento de la resonancia plasmónica cuando se coloca sobre una guía de silicio y lo que es más importante, haber observado el acoplo de potencia del modo de la guía hacia la partícula, el siguiente paso es añadir la tira de mayor longitud para visualizar el efecto generado por dicha partícula. El efecto originado es la creación de una asimetría característica de una resonancia tipo Fano, donde el momento dipolar de la tira pequeña se acopla al momento cuadrupolar de la tira grande, de tal manera que la interacción entre una línea espectral relativamente ancha o continua como puede ser el momento dipolar, interfiere con una línea espectral discreta o estrecha como puede ser el momento cuadrupolar de la tira de mayor tamaño, esto provoca la generación de la asimetría.

La aparición del momento cuadrupolar se visualiza en el parámetro de transmisión como una disminución en la resonancia. La figura 6.11 muestra el efecto en la resonancia al colocar la partícula de mayor tamaño. Además, cuando se inserta una tira de mayor tamaño se espera que la absorción aumente, pero esto no ocurre, debido a que el momento dipolar de la partícula pequeña se acopla a un modo no radiativo como es el modo cuadrupolar de la partícula de mayor tamaño, debido al carácter no radiativo del modo cuadrupolar la absorción disminuye. A este efecto se le denomina EIT y se habla más adelante acerca de él.

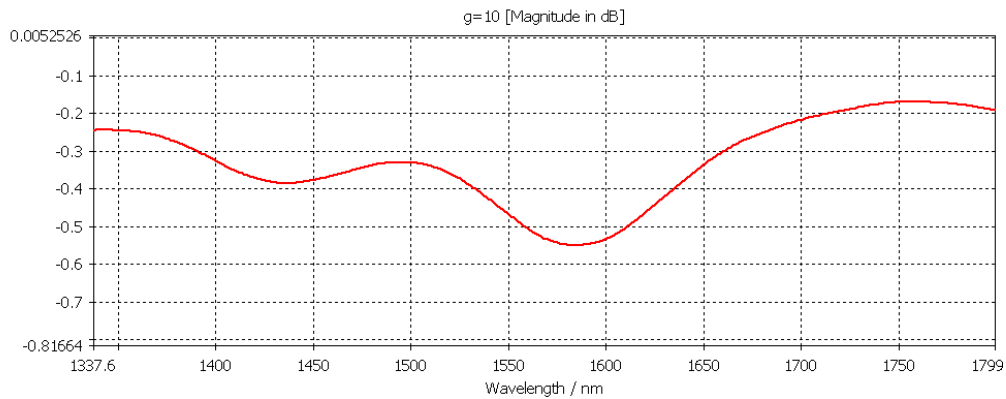


Figura 6.11: Parámetro de transmisión normalizado con respecto la guía de referencia cuando se colocan las dos partículas metálicas de dimensiones 85nm y 200nm de longitud y ambas con un grosor de 30nm.

Al insertar la partícula metálica en la guía con un gap de 10nm, se puede observar que aparecen dos mínimos a 1563nm y a 1437nm, además se produce una diferencia de nivel a ambos lados del pico 1563nm, que es característica de Fano, otra característica de Fano cuando se origina por interacción de un modo bright del dipolo y un modo dark, es la aparición del modo cuadrupolar en la nano-tira larga en alguna posición de la resonancia asimétrica (Figura 6.12), es decir, como el momento dipolar de la tira pequeña induce el modo dark en la tira larga, este debe de aparecer en el espectro de transmisión alrededor del pico del máximo generado.

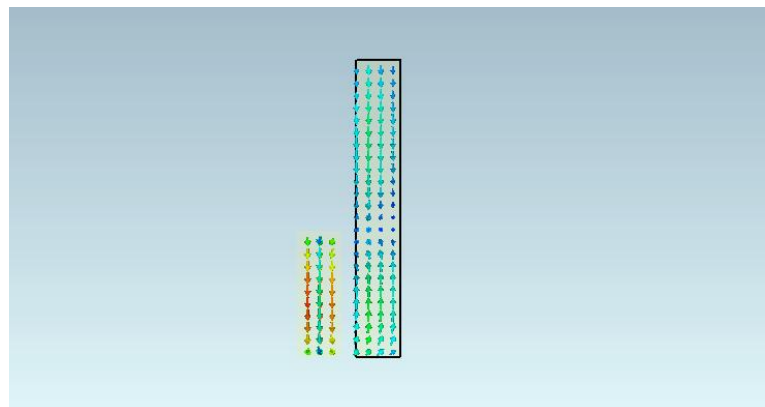


Figura 6.12: Cuadrupolo originado en la tira metálica de mayor tamaño.

Otra curiosidad acerca de las simulaciones obtenidas, es la aparición de una resonancia Fano cuando la guía esta al corte, en concreto a $\lambda_{res}=2270\text{nm}$. Aún se está estudiando el porqué de la aparición de esta resonancia porque puede ser por numerosos motivos, en este tipo de resonancia entra en juego ondas evanescentes, la guía esta al corte y numerosas opciones más, de hecho se está utilizando como campo de investigación en tesis doctorales. (Ver figura 6.13)

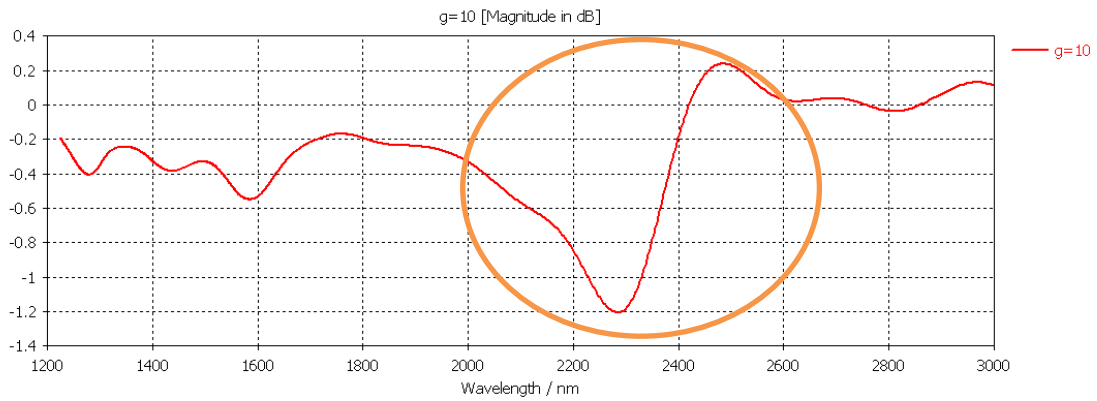


Figura 6.13: Resonancia Fano originada por la tira de mayor tamaño cuando la guía está al corte.

6.3.1 Variación del gap.

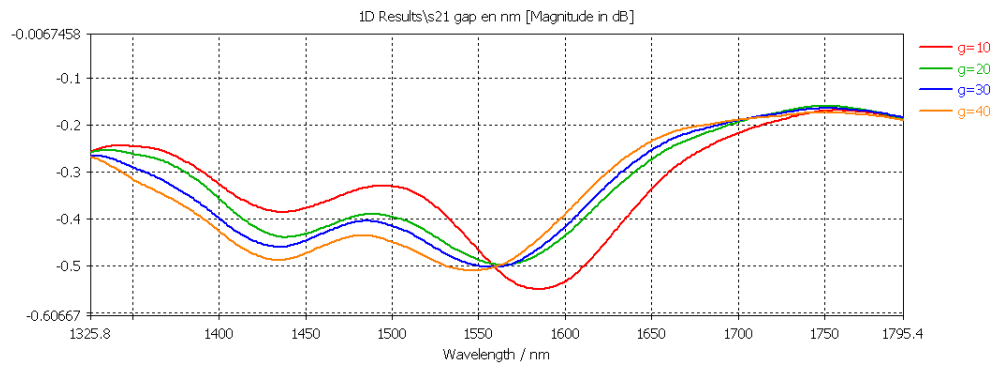


Figura 6.13: Variación del gap de la estructura formada por las partículas metálicas.

La fuerza de acoplamiento se puede modificar variando la separación entre tiras, cuando el gap aumenta, la fuerza de acoplamiento de los modos de la tira es menor y con lo cual el modo cuadrupolar de la guía es más débil, conforme el gap disminuye el acoplamiento entre las tiras va aumentando y el campo eléctrico situado en el gap cobra mayor fuerza. Como se comenta anteriormente el campo eléctrico confinado, es mayor en la posición del gap y esto puede ser observado en la figura 6.14.

Cuando se aumenta el espaciado entre tiras, el acoplamiento entre el momento dipolar de la tira y el momento cuadrupolar de la tira de mayor tamaño es más débil y por eso en las simulaciones la subida que se produce por este fenómeno es menor, por el contrario, cuando se disminuye el gap, el acoplamiento entre ambos modos es mayor. Como el modo cuadrupolar es dark, es decir, el modo no tiene carácter radiativo, al acoplarse el modo dipolar de la tira pequeña a dicho modo provoca una disminución en la absorción y no un aumento de las pérdidas.

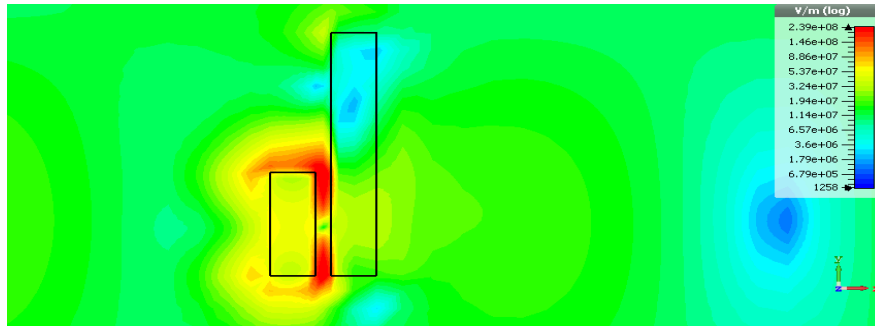


Figura 6.14: Representación del campo eléctrico confinado en las partículas metálicas.

6.3.2 Variación del grosor de las tiras metálicas.

Al variar el grosor de las tiras metálicas se estas suben o bajan en frecuencia en función de si el grosor aumenta o disminuye de tamaño. Es muy fácil conseguir variando los grosores de las tiras que las condiciones para que aparezca una resonancia Fano no se cumplan y con lo cual no visualizar en transmisión el efecto. En las imágenes de la figura 6.15, se muestra la evolución de la resonancia para diferentes pasos de altura (parámetro h) y anchura (parámetro t). La resonancia sube en frecuencia cuando se aumenta los parámetros de anchura o de altura y viceversa, además, ambos parámetros parecen igual de limitantes debido a que se obtienen resultados parecidos. Como se puede observar la resonancia es más intensa cuando aumenta la anchura y altura de las partículas, esto es debido a que aumenta la superficie que interactúa con el modo guiado de la guía.

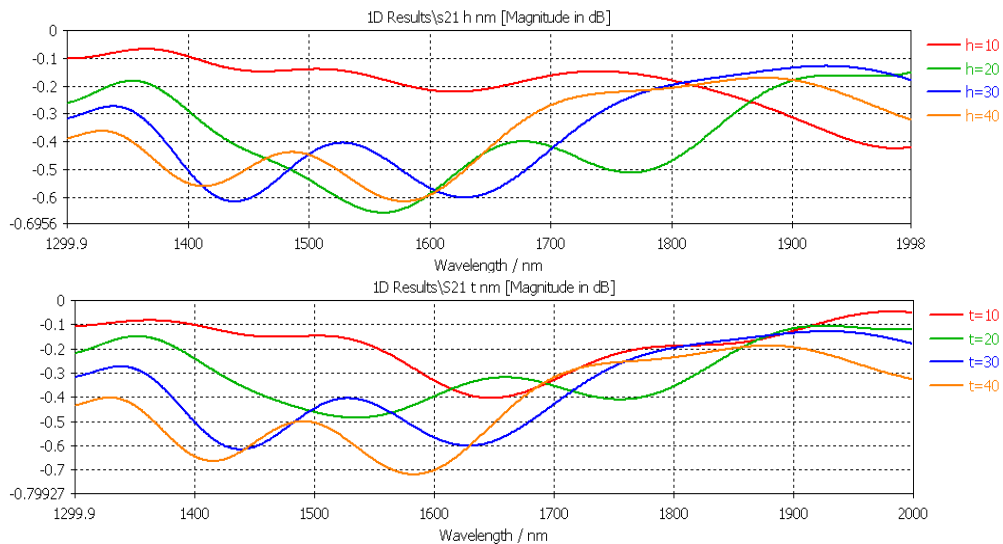


FIGURA 6.15: Arriba) Resultado de variar la altura de las nano-partículas. Abajo) Resultado de variar la anchura de las nano-partículas.

6.3.3 Aumento de la longitud de la tira pequeña.

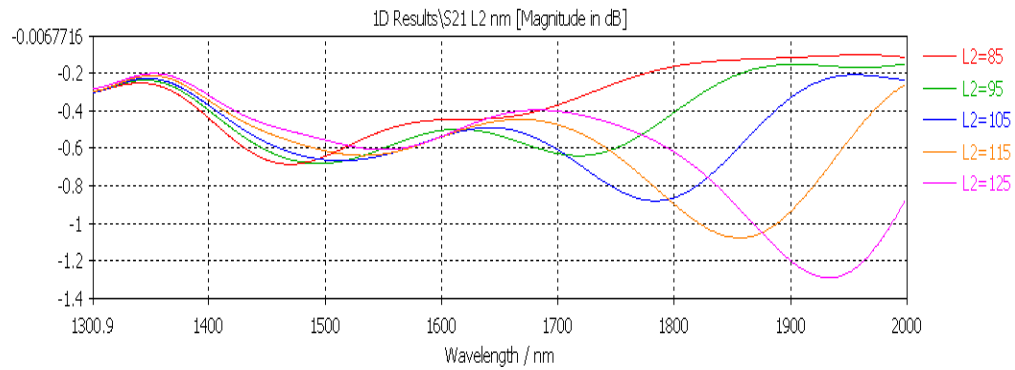


Figura 6.16: Efecto de la variación de la longitud de la tira de menor tamaño.

La variación de la longitud de la partícula de menor tamaño, provoca el movimiento de la resonancia hacia longitudes de onda mayores, al desplazarse la resonancia perteneciente al momento dipolar hacia frecuencias más bajas, cada vez se va haciendo más profunda y la asimetría es cada vez más visible. Sin embargo, cuando la longitud de la partícula pequeña es lo suficientemente grande, deja de interactuar con el modo cuadrupolar de la tira de mayor tamaño y la resonancia deja de ser asimétrica.

6.3.4 Variación de la longitud de la tira de mayor tamaño.

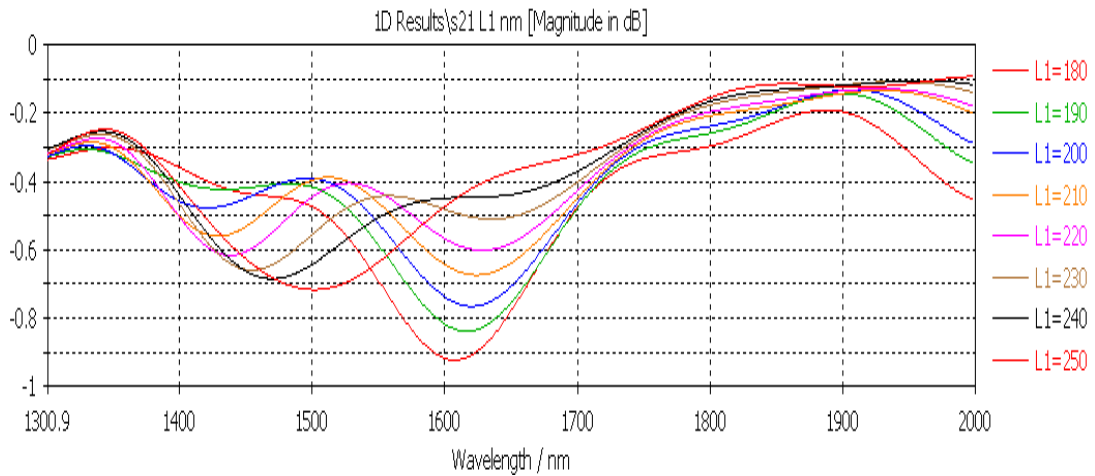


Ilustración 6.17: Efecto en transmisión de la variación de la longitud de la partícula metálica de mayor tamaño.

Cuando se varía la longitud de la tira metálica grande, el modo cuadrupolar de la partícula baja en frecuencia, es decir, aumenta de longitudes de onda, esto se ve reflejado en la figura 6.17 donde se puede ver cómo el pico de la izquierda se va haciendo más profundo, mientras que el pico de la derecha va perdiendo intensidad, el pico de la derecha que es el perteneciente a la tira de longitud 85 nanómetros se mantiene en la misma posición en frecuencia debido a que no se varía en ningún momento la longitud de la partícula pequeña. Además, se puede observar como el pico generado por el fenómeno EIT varía en frecuencia cuando se aumenta la longitud de la partícula metálica de mayor tamaño, este efecto es

provocado debido a que cuando se varía la longitud de la partícula de mayor tamaño, el modo cuadrupolar disminuye en frecuencia y con lo cual el momento dipolar y el modo cuadrupolar se acoplan a longitudes de onda más altas.

6.3.5 Resultados para su uso en sensado.

La principal aplicación de las resonancias Fano en plasmónica está ligada a su uso en sensado, por ello, se han realizado simulaciones donde el material que rodea a la estructura formada por la guía de silicio y la partícula metálica de oro va variando su índice de refracción con el fin de observar el desplazamiento medio de la resonancia obtenido. El resultado de la sensibilidad obtenida ha sido de alrededor de unos **221.42 nm/RIU**.

6.4 Aumento del número de partículas en la guía.

Se han realizado simulaciones primeramente, simulando independientemente 5 partículas metálicas de 120nm, posteriormente las 5 partículas metálicas de 250nm y por último 5 parejas formadas cada una por una partícula de 120nm y otra de 250nm, separadas por un gap de 20nm, por último, cada pareja está separada 153nm. La figura 6.18 muestra los resultados para las 3 simulaciones.

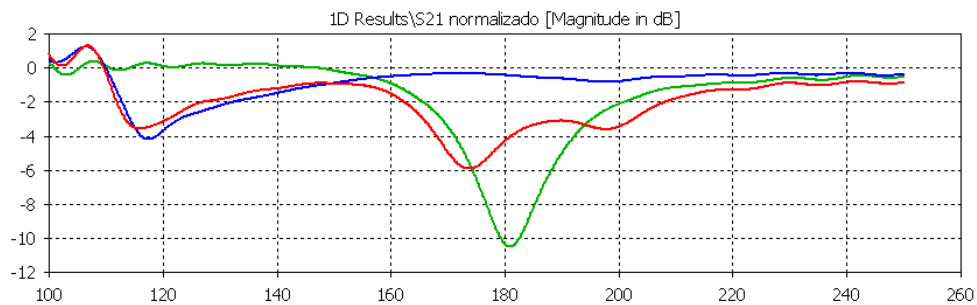


Figura 6.18: Comparativa del parámetro de transmisión de las 5 tiras de 120nm espaciadas 153nm.

El máximo producido entre ambos mínimos es debido al efecto EIT (Electrical Induced Transparency), efecto que aparece al acoplarse el modo dipolar generado en la tira de 120nm al modo dark cuadrupolar que aparece en la tira de 250nm (Figura 6.19).

También como muestran las figuras 6.20 y 6.21, que se corresponden con las medidas de distribución de corriente en los mínimos que están situados a ambos lados del pico producido por el fenómeno EIT, el acoplamiento del momento dipolar al modo dark es mínimo y provoca un aumento de la absorción que se corresponde con los mínimos generados.

Las condiciones para que se dé el fenómeno EIT son [20]:

- Posición en frecuencia del modo dipolar de la tira de menor tamaño y la posición del modo dark de la tira de mayor tamaño estén lo

suficientemente cerca o idealmente, que ambos modos estén centrados en frecuencia.

- Fuerte contraste entre las anchuras espectrales de ambos modos, es decir, se tiene que dar la condición dónde una línea espectral ancha (Modo dipolar) o continua en frecuencia interfiere con una línea espectral discreta o estrecha (Modo dark)
- Las amplitudes deben ser lo suficientemente amplias.

Cuando estas condiciones se dan, la interferencia destructiva puede suprimir el efecto de absorción, minimizando las pérdidas por absorción y por lo tanto, apareciendo en el parámetro de transmisión un pico. Idealmente este pico debería ser lo más grande posible, caso donde no existirían pérdidas en esa posición de frecuencia.

Cuando se insertan partículas de mayor tamaño separadas por un gap, la primera intuición es que van a aumentar el pico de absorción de la estructura, pero sin embargo, como se ha comentado anteriormente en este apartado, debido al acoplo de los momentos dipolares generados en las tiras de menor tamaño a los momentos cuadrupolares de las tiras de mayor tamaño, la absorción disminuye debido a que el momento cuadrupolar es de carácter no radiativo o modo dark. Además este pico puede ser modificado variando algunos parámetros como la longitud de las tiras de mayor tamaño y el gap de cada pareja de tiras metálicas.

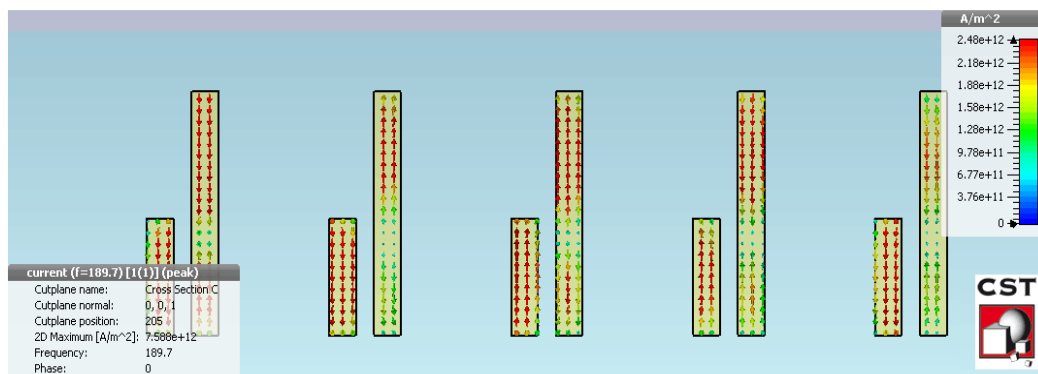


Figura 6.19: Momento cuadrupolar excitado en las tiras metálicas de mayor tamaño, en la posición del pico generado por el efecto EIT.

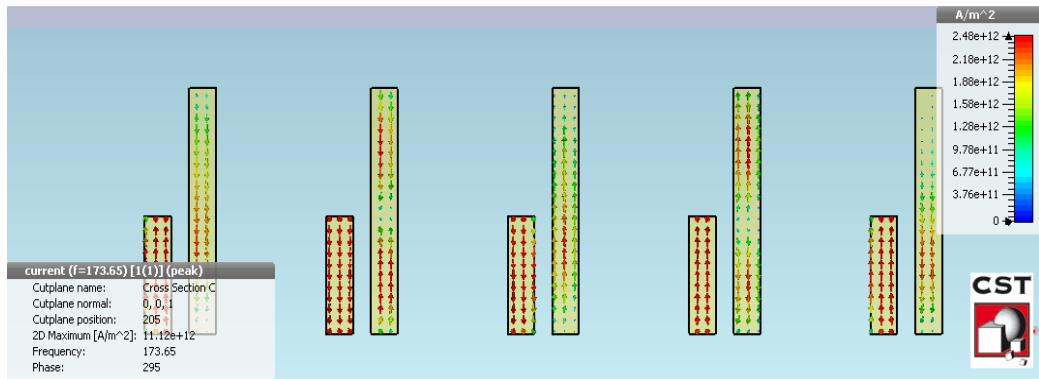


Figura 6.20: Distribución de corrientes en las partículas metálicas para la posición del mínimo situados en longitudes de onda más bajas.

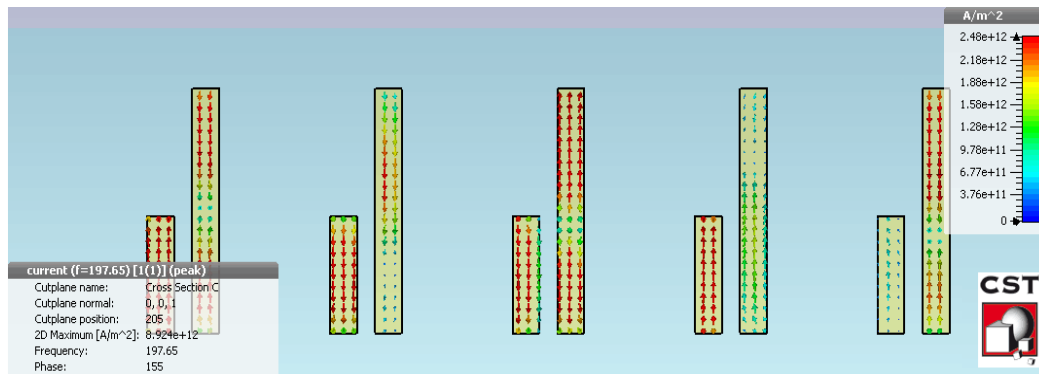


Figura 6.21: Distribución de corrientes en las partículas metálicas para la posición del mínimo situados en longitudes de onda más altas.

Otra simulación que se ha generado, ha sido romper la asimetría que existe entre los centros de la tira, el resultado ha sido que la asimetría en frecuencia y el pico provocado por el fenómeno EIT disminuyen hasta desaparecer, esto lleva a pensar que la asimetría de los centros creada es la causante de la aparición de la resonancia Fano. La figura 6.22 muestra el efecto de desplazar la partícula de mayor tamaño hasta que su centro está alineado con el de la partícula pequeña, como se puede observar, se confirma lo anteriormente comentado, al alinear los centros de las tiras metálicas, no se cumplen las condiciones para la excitación del modo cuadrupolar y se pierde la posibilidad de interacción de ambos modos.

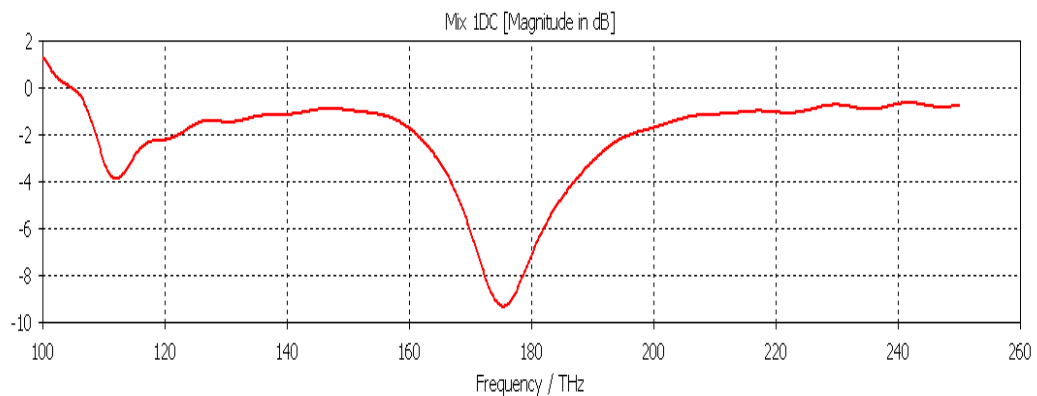


Figura 6.22: Parámetro de transmisión de las 5 parejas con el centro de las tiras metálicas alineados.

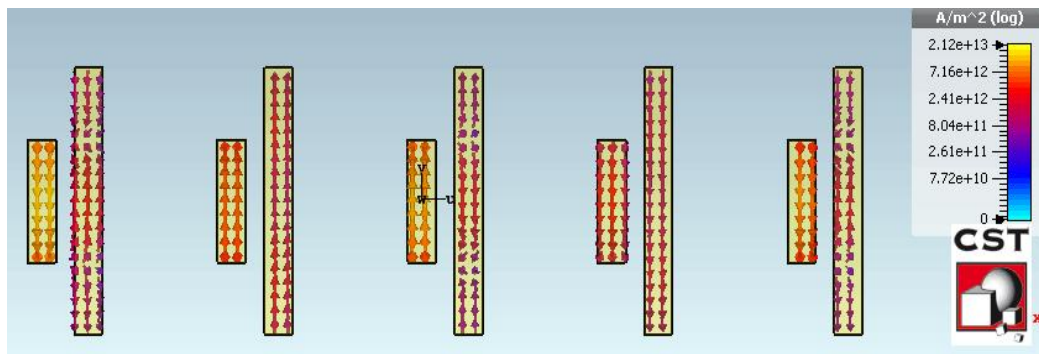


Figura 6.23: Distribución de corrientes para las parejas con centros concéntricos.

Como se ha comentado anteriormente, se han realizado algunas simulaciones modificando la longitud de la tira metálica de mayor tamaño. Al variar la longitud de la partícula, el modo dark se desplaza hacia frecuencias más altas o más bajas según si la longitud disminuye o aumenta respectivamente (figura 6.24), esto cobra sentido si nos fijamos en el comportamiento de un dipolo cuando se aumenta su longitud, los modos tienen a desplazarse hacia longitudes de onda más bajas.

También se ha probado a variar la separación de las parejas, parece ser un parámetro poco influyente en el comportamiento pues no se ha observado cambios significativos para poder tenerlo en cuenta a la hora de intentar obtener una mejor respuesta Fano y con lo cual un mejor efecto EIT. Sin embargo, un parámetro que influye en mayor medida en el comportamiento de la estructura, es la separación entre partículas debido a que tiene una relación directa con la fuerza de acoplamiento del modo dipolar con el modo dark de cada pareja.

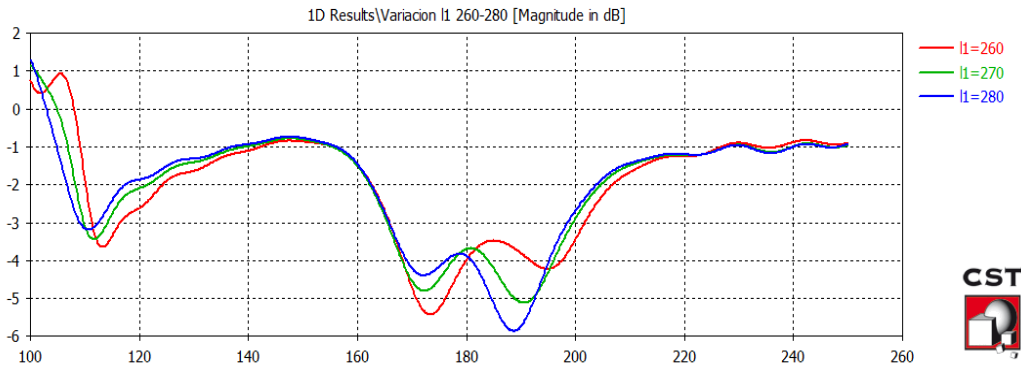


Figura 6.24: Efecto de la variación de la longitud de la partícula de mayor tamaño sobre la transmisión.

Al variar el gap se obtienen resultados importantes en el comportamiento de la resonancia Fano y del fenómeno EIT. Cuando el gap aumenta, el acoplamiento entre el modo dark y el modo dipolar disminuye, al disminuir este acoplamiento la pérdidas por absorción aumentan y con lo cual el pico generado por el efecto EIT disminuye. Sin embargo, cuando el gap entre las tiras aumenta se produce un aumento del pico perteneciente al efecto EIT y además se produce un ensanchamiento en frecuencia de este pico. Todo lo comentado en este párrafo se puede visualizar en la figura 6.25.

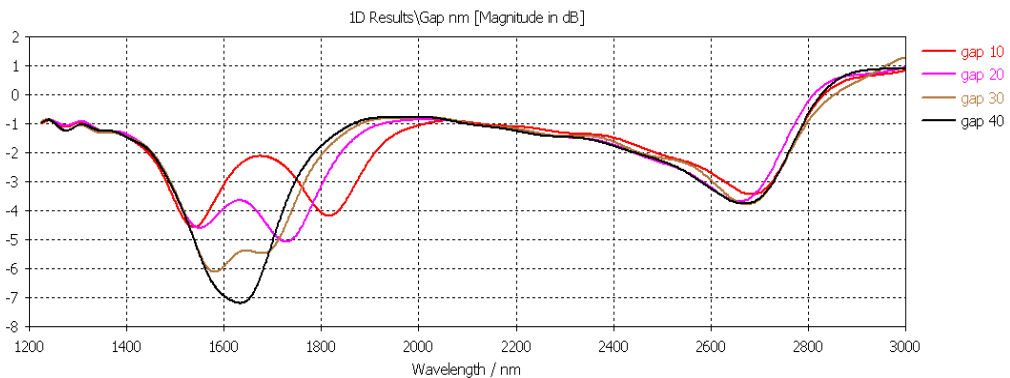


Figura 6.25: Efecto de la variación del gap de las tiras metálicas sobre la transmisión.

Por último se ha simulado una prueba de sensado para realizar una medida de sensibilidad, como las pruebas anteriores de sensado, se realiza visualizando el desplazamiento en frecuencia originado por un cambio en el índice de refracción del material del medio que lo rodea. El resultado de sensibilidad que se ha obtenido la estructura es de aproximadamente **360nm/RIU**. Recordar que anteriormente se había calculado el valor de sensibilidad para una única pareja de tiras metálicas y el resultado fue de unos **221nm/RIU**, como se puede observar el aumento es significativo.

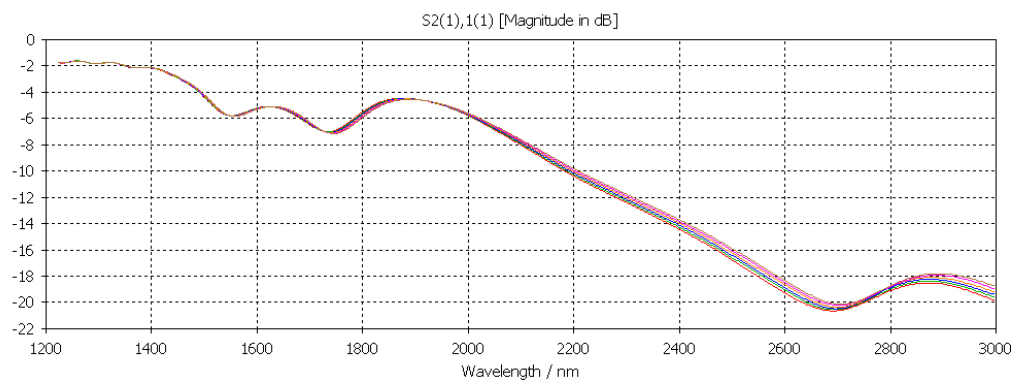


Figura 6.26: Prueba de sensado para gap=20 y l1=265nm.

7 RESONANCIA FANO EN RESONADOR.

7.1 Introducción.

A lo largo del proyecto se han probado diversas nano-estructuras como las citadas en los capítulos anteriores. La guía de silicio al tener un alto confinamiento del campo en su interior, provoca una baja interacción de este con la nano-estructura colocada sobre la guía de silicio. En esta unidad se propone el uso de una nano-tira dentro de un resonador el cual está formado por una guía de silicio con un hueco en su mitad, el tamaño del hueco se denomina gap. El gap es el hueco donde se inserta una partícula plasmónica de metal. (Ver figura 5.1) La nano-partícula interactúa con el campo eléctrico de la guía con mayor eficiencia debido a que está colocada de tal forma que la zona de mayor confinamiento del campo pueda interactuar con ella. Los resultados de la interacción entre la guía y la nano-partícula pueden ser observados y medidos mediante los parámetros de transmisión y reflexión de la estructura en conjunto. En todas las simulaciones consideramos que la guía es alimentada por su modo fundamental TE, en el que el campo eléctrico va en la dirección horizontal.

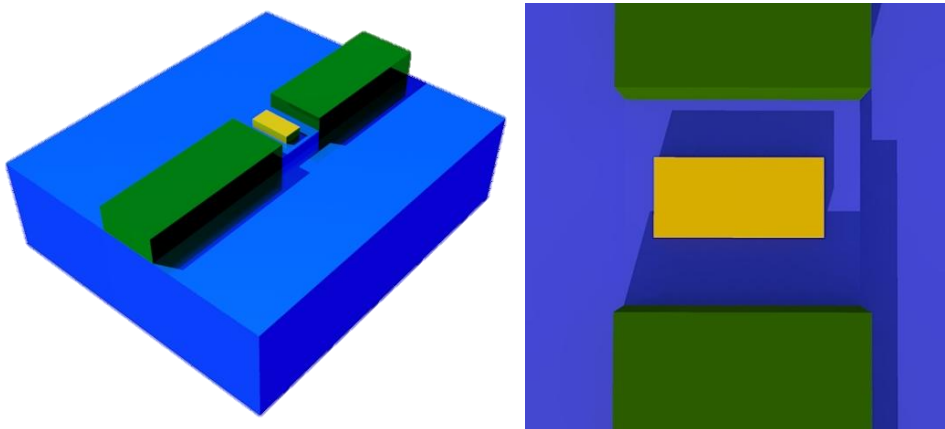


Figura 5.1: Resonador plasmónico.

Al introducir la nano-tira en el gap, se produce una diferencia de caminos que da lugar a la aparición de una resonancia Fano. Esta resonancia puede ser modelada analíticamente haciendo uso de la siguiente formula [43]:

$$\sigma(\omega) \propto \frac{(q * \frac{\Gamma}{2} + \omega - \omega_0)^2}{(\frac{\Gamma}{2})^2 + (\omega - \omega_0)^2} \quad (5.1)$$

La ecuación 5.1 modela la respuesta Fano, donde Γ es la anchura espectral de una resonancia de una nano-tira, q es el factor Fano, cuando $q=0$ se obtiene una resonancia de tipo Lorentziana, sin embargo, cuando $q=1$ la resonancia que se obtiene es de tipo Fano y ω_0 posición de la resonancia en longitudes de onda. (Ver figura 5.3)

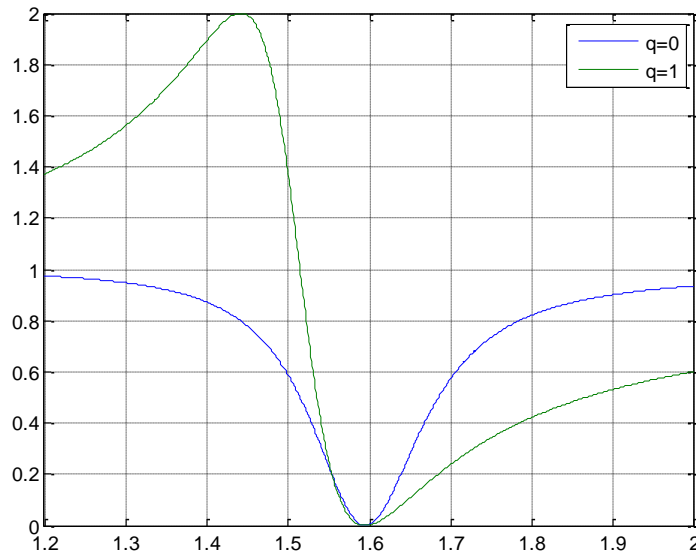


Figura 5.3: Representación analítica de la ecuación 5.1. $q=0$ representa una resonancia Lorentziana (Curva azul); $q=1$ representa una resonancia tipo Fano donde se puede observar claramente su asimetría.

7.2 Simulación del resonador plasmónico.

Primeramente se ha procedido a simular la estructura sin nano-partícula y simplemente cambiando el gap para poder normalizar los datos posteriores con respecto la estructura de referencia.

Los gaps utilizados son 200, 300 y 400 nanómetros respectivamente, los parámetros más interesantes a obtener de la estructura son transmisión (s_{21}) y reflexión (s_{11}). A continuación se presentan los parámetros s_{21} y s_{11} de la estructura sin nano-partícula en su interior. (Ver figuras 5.4, 5.5 y 5.6)

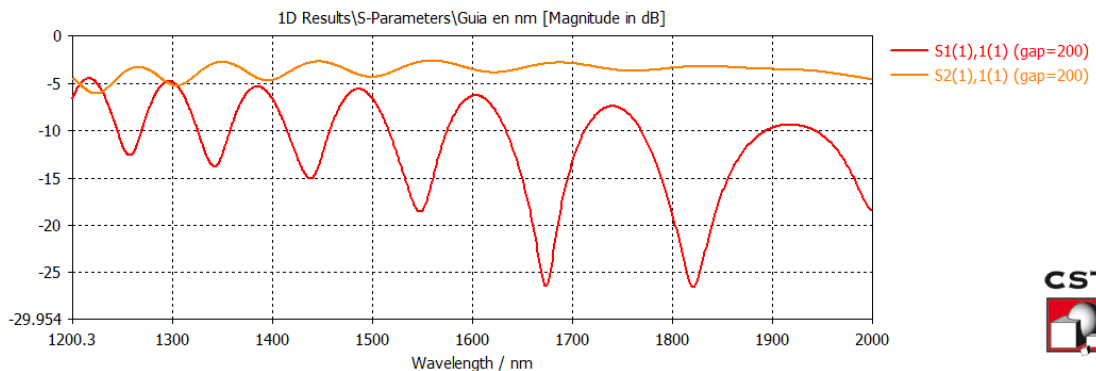


Ilustración 5.4: Parámetros S11 y S21 resonador gap 200 nm.

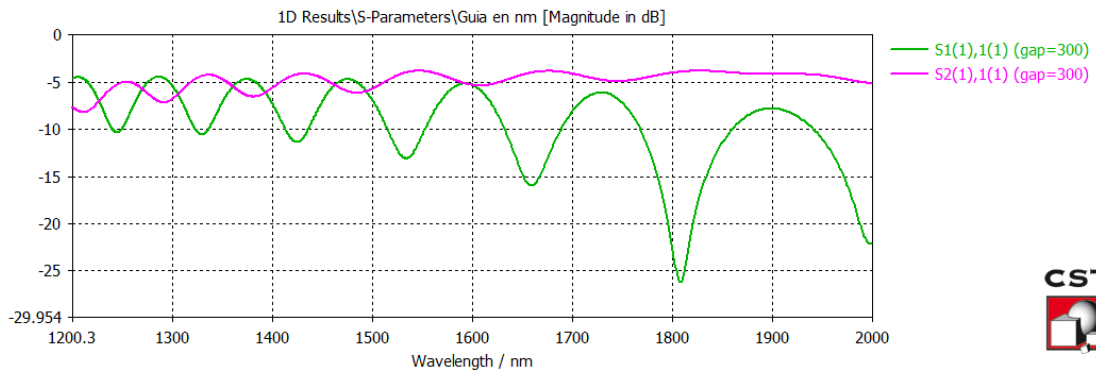


Figura 5.5: Parámetros S11 y S21 resonador gap 300 nm.

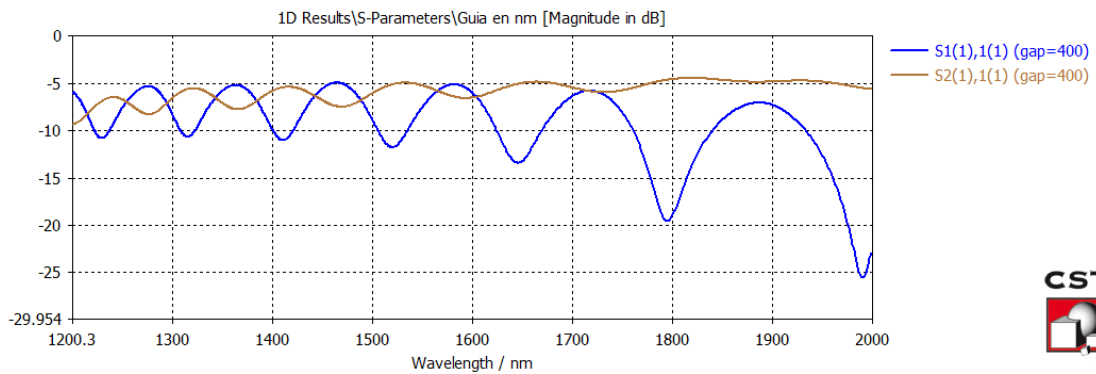


Figura 5.6: Parámetros S11 y S21 resonador con un gap de 400 nm.

En las simulaciones se puede observar que pese a la introducción de una discontinuidad en la guía de silicio, el modo de la guía se transmite y hace posible la introducción de una partícula metálica en el interior del gap para ver su efecto.

Cuando se inserta una partícula metálica en el interior del gap se produce una resonancia plasmónica provocada por el modo TE de la guía excita los plasmones de superficie de dicha partícula. Este efecto se refleja como una caída en el parámetro de transmisión s21. (Ver figura 5.7 y 5.8)

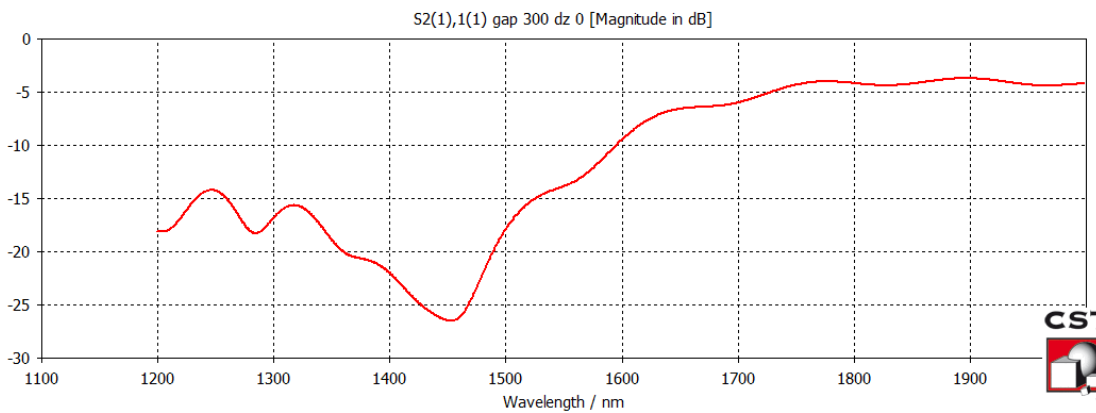


Figura 5.7: Simulación de parámetro s21 de la estructura con la partícula metálica. De dimensiones 300x110x40 y gap 300.

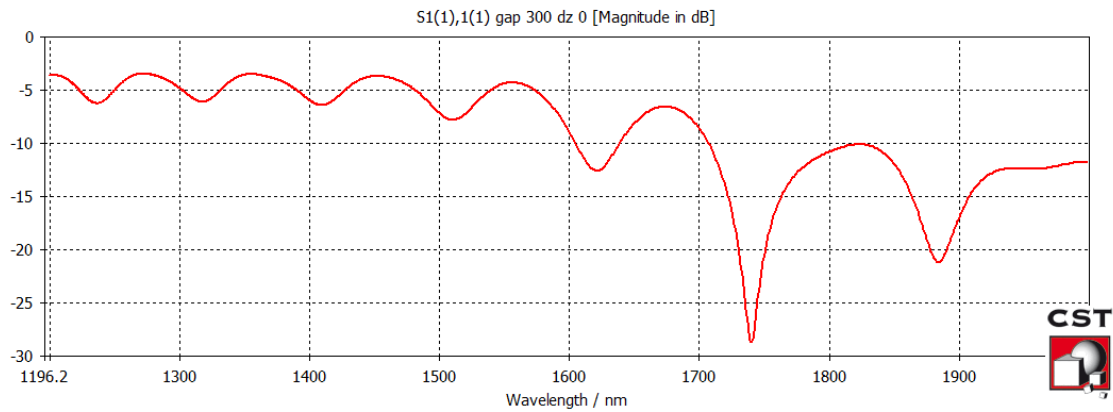


Figura 5.8: Simulación de parámetro s_{11} de la estructura con la partícula metálica. De dimensiones $300 \times 110 \times 40$ y gap 300.

En el espectro del parámetro s_{21} se observa que la resonancia sigue la forma espectral de una resonancia tipo Fano. Como se ha mencionado en capítulos anteriores, para que aparezca una resonancia Fano es necesaria la interferencia entre dos líneas espectrales, una línea espectral amplia o continua y otra línea espectral más estrecha. En esta estructura, la interferencia se produce por la interacción de un camino largo, guía-guía, que origina una línea espectral ancha. La línea espectral discreta se origina debido al campo creado por la nano-partícula colocada en el interior del gap, el campo creado por la nano-partícula es producido por la interacción del modo de la guía con los plasmones de superficie de la partícula metálica. El modo de la guía ilumina la partícula excitando los plasmones de superficie que da lugar a la aparición de una resonancia plasmónica. Además la respuesta fano de la simulación se puede aproximar su valor comparándola con la respuesta de la curva analítica procedente de la ecuación 5.1. (Ver figura 5.9)

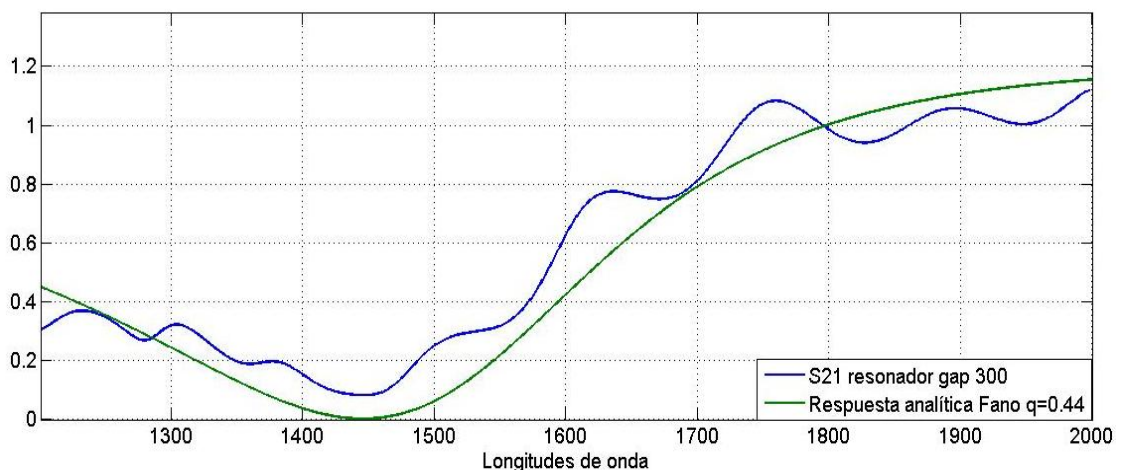


Figura 5.9: Respuesta analítica Fano $q=0.44$ (Curva azul). Simulación respuesta resonador (Curva verde)

En la figura 5.7, el resultado de la simulación del parámetro s_{21} de la estructura sigue aproximadamente la forma analítica que se corresponde con una resonancia

fano a la longitud de onda de la resonancia plasmónica originada por la partícula metálica que está en el interior del gap. La resonancia plasmónica, como se ha mencionado en los capítulos anteriores, es sensible a cambios de la forma, tamaño material e índice de refracción del medio que lo rodea. A continuación se presentan resultados de las simulaciones variando tanto las dimensiones de la nano-partícula, las dimensiones del Gap y descentrando la nano-partícula en el gap, es decir, acercando y alejando la nano-partícula a una guía y a otra. Esto además de que la resonancia plasmónica varíe la posición en el espectro, provoca que la resonancia Fano sea con un mayor o menor factor Fano (q), recordar que el factor q de la ecuación 5.1, muestra el grado de asimetría que presenta una resonancia.

7.2.1 Variando Gap del resonador.

Al aumentar la distancia del gap, la resonancia se desplaza hacia longitudes de onda más bajas, además conforme aumenta el gap más aumenta la diferencia de nivel de potencia a ambos lados de la resonancia, que es característica de una resonancia Fano. La figura 5.11 representa el parámetro s_{21} en comparación con la curva analítica de una resonancia fano con un factor $q=0.35$. Además, se confirma que el factor Fano es menor cuando menor es la diferencia de potencia a ambos lados de la resonancia. Comparando las curvas del resonador cuando el gap es de 200 y 300 nm, la curva con menor diferencia (Curva $\text{gap}=200\text{nm}$, $q=0.35$) tiene un factor Fano más bajo que la curva con una mayor diferencia (Curva $\text{gap}=300\text{nm}$, $q=0.45$).

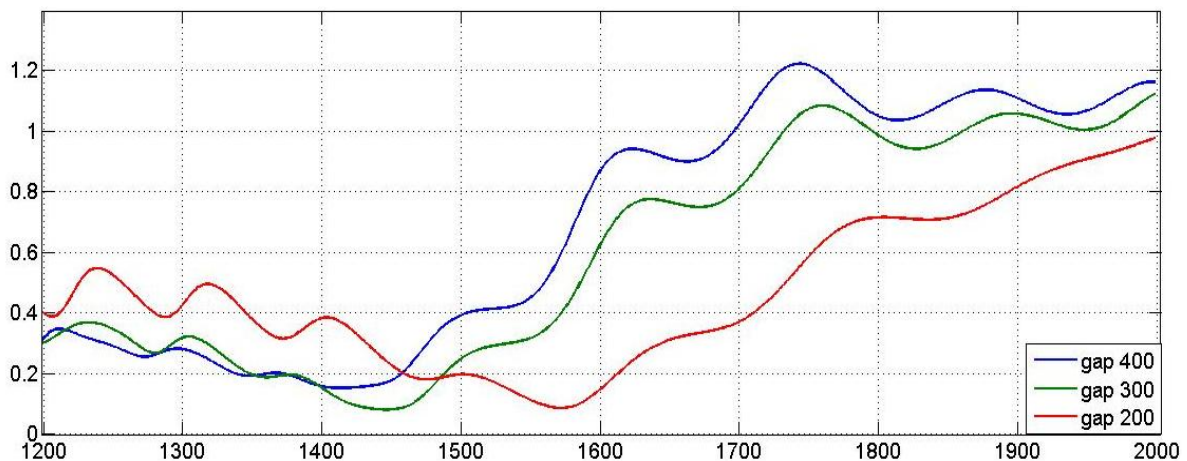


Figura 5.10: Parámetro s_{21} con la partícula de oro de dimensiones $300 \times 110 \times 40$ y gaps: 200, 300, 400.

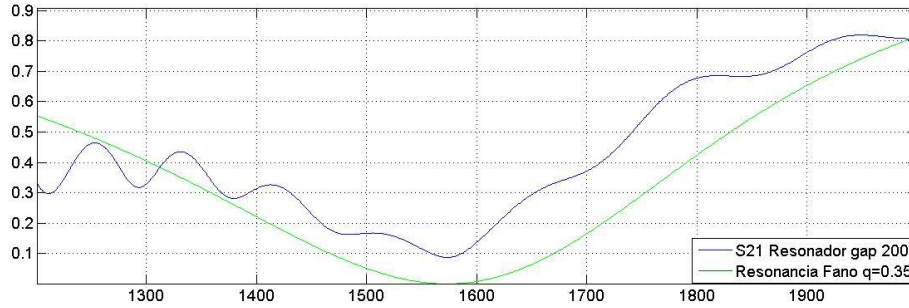


Figura 5.11: Comparativa del parámetro S21 del resonador con un gap de 200nm (Curva azul) con la curva analítica de una resonancia Fano. (Curva verde)

7.2.2 Variando el parámetro dz.

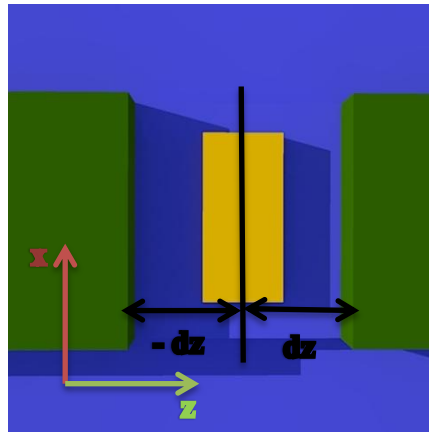


Figura 5.12: Representación cartesiana del parámetro dz.

Como refleja la figura 5.12, el parámetro dz representa el desplazamiento con respecto del centro del gap. Este puede ser negativo o positivo si se desplaza en sentido creciente al eje z o viceversa.

A continuación se presentan los resultados obtenidos cuando se desplaza la nano-partícula para varios tamaños del gap. Como reflejan los resultados, el comportamiento es recíproco, cuando se desplaza la nano-partícula hacia posiciones crecientes o decrecientes del eje z . Como se puede ver en las figuras 5.13, 5.14 y 5.15, el desplazamiento en frecuencia no depende hacia qué sentido se desplace la nano-partícula, sin embargo, el desplazamiento si depende de la distancia que existe entre el centro de la nano-partícula y el centro del gap del resonador. Cuanto mayor es la distancia entre ambos centros, mayor es el desplazamiento de la resonancia hacia longitudes de onda más bajas.

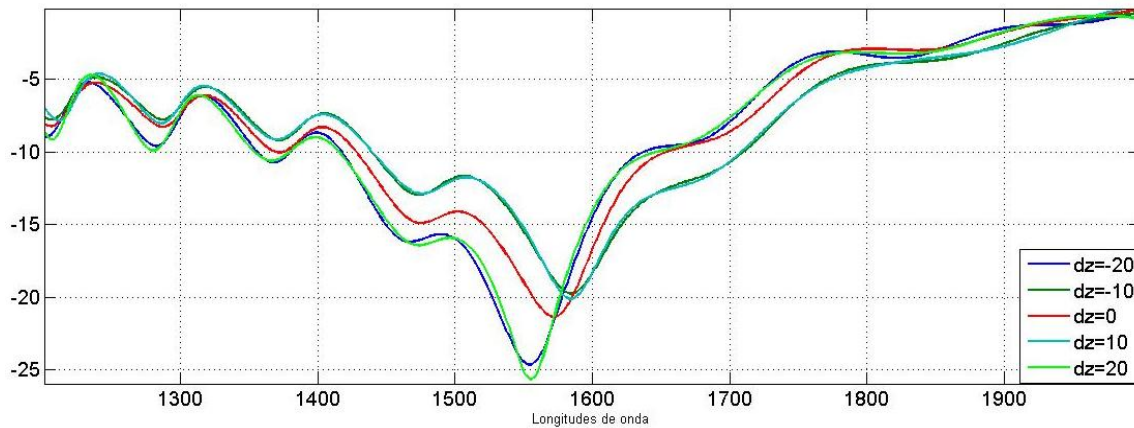


Figura 5.11: Efecto sobre el parámetro s21 de la variación del parámetro dz de la nano-partícula para un gap de 200nm.

El nivel de potencia también varía conforme se desplaza la partícula en el interior del gap. Para ciertos desplazamientos se puede conseguir respuestas ligeramente más abruptas con respecto a la respuesta de la partícula centrada en el gap. Como muestra la figura 5.14, la respuesta es más pronunciada cuando la partícula está desplazada 30nm con respecto al centro del gap. Lo mismo ocurre para la figura 5.15 donde el gap es de 400nm, las respuestas más abruptas se obtienen para un desplazamiento entre 50 y 75 nanómetros. Estos desplazamientos permiten poder obtener una respuesta Fano con un factor q mayor.

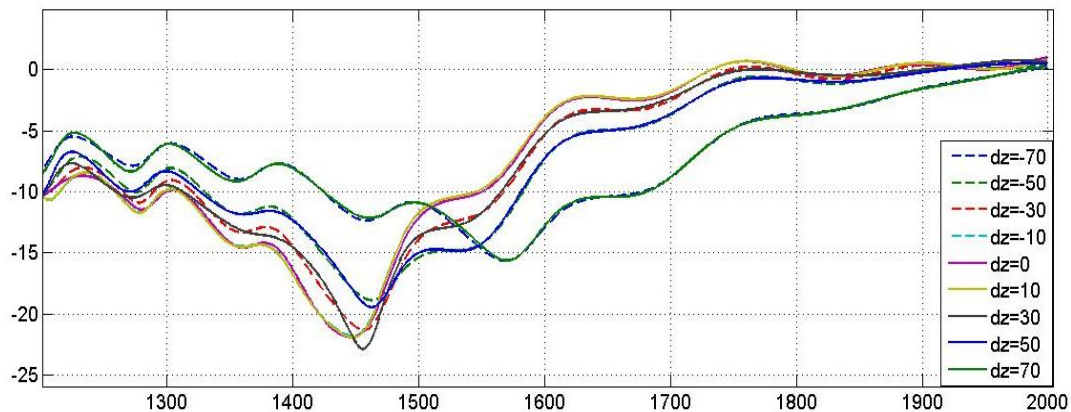


Figura 5.14: Efecto del desplazamiento de la nano-partícula en el eje z (parámetro dz) con un gap=300nm.

Sin embargo, como se ha mencionado en el apartado 5.2.1, el tamaño del gap toma un papel importante en el comportamiento Fano de la estructura a estudio. En las Figuras 5.13, 5.14 y 5.15, las simulaciones obtenidas para la estructura en conjunto con diferentes tamaños de gap, conforme se aumenta el tamaño de este la diferencia de potencia a ambos lados de la resonancia es mayor y con lo cual, el factor fano de la respuesta aumenta.

El factor Fano (q) representa la diferencia de intensidad del camino largo (guía a guía) y la intensidad generada por la nano-partícula en el interior del gap, por

consiguiente, aumentar la distancia del gap conlleva a una caída de la intensidad del camino guía-guía y a aumentar la diferencia con la intensidad generada por la nano-partícula.

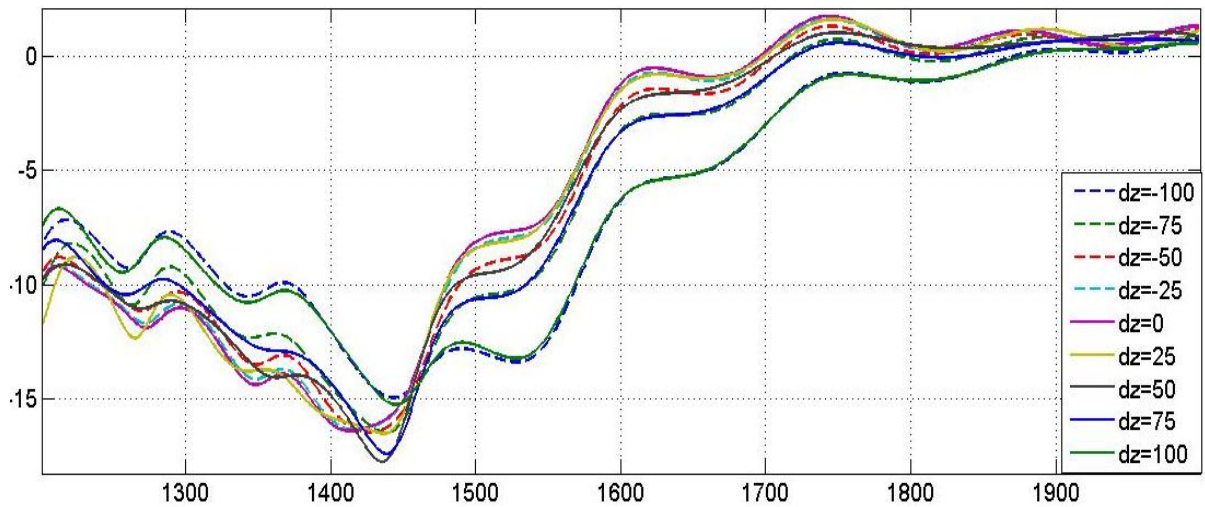


Figura 5.15: Efecto del desplazamiento de la nano-partícula en el eje z (parámetro dz) con un gap=400nm.

7.2.3 Sensibilidad de la estructura para su uso en sensado.

Anteriormente se ha hablado de la importancia de la plasmónica en aplicaciones de sensado, por ello, se han realizado diversas simulaciones variando el índice de refracción del material que rodea a la nano-partícula para calcular su sensibilidad. Recordar que la sensibilidad de un sensor se define como:

$$S = \frac{\partial \lambda_{res}}{\partial n}$$

La sensibilidad se define como el desplazamiento en longitudes de onda que sufre la resonancia cuando se detecta un cambio en el índice de refracción del medio que lo rodea, es decir, el sensor detectará cualquier molécula que se deposite sobre la nano partícula, la resonancia plasmónica se desplazara en frecuencia si la molécula se corresponde con un índice refractivo diferente al del medio que lo rodea.

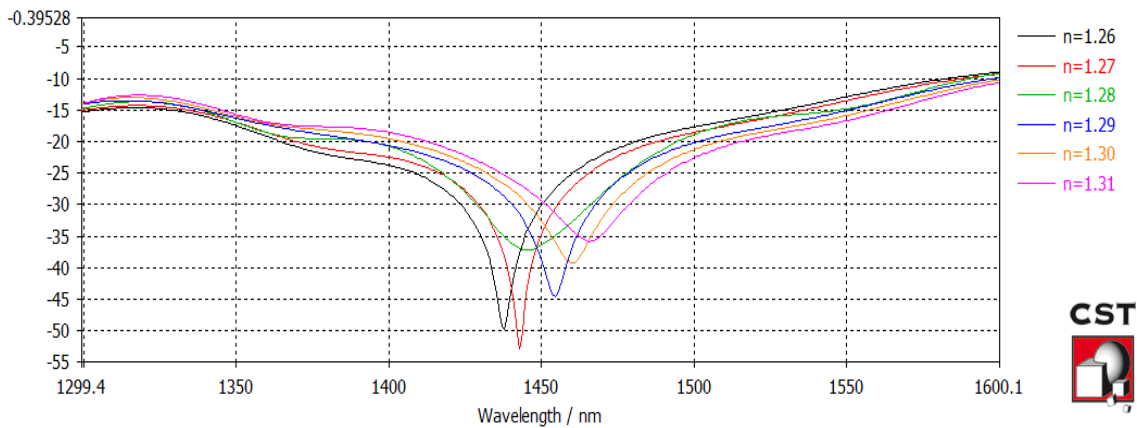


Figura 5.16: Desplazamiento de la resonancia plasmónica de un resonador para cambios en el índice de refracción del medio de 0.01. El resonador tiene unas dimensiones del gap de 200nm y la nano-partícula 300x110x40.

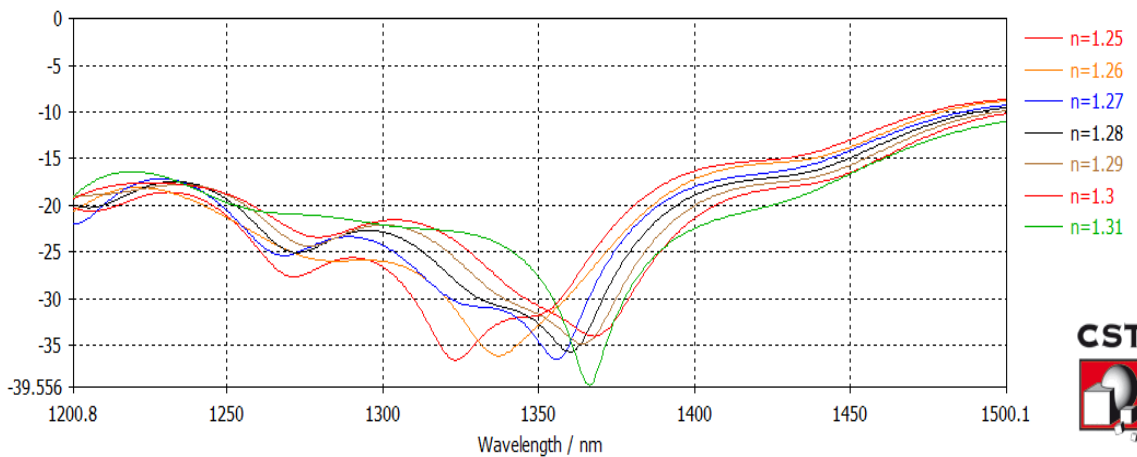


Figura 5.17: Desplazamiento de la resonancia plasmónica de un resonador para cambios en el índice de refracción del medio de 0.01. El resonador tiene unas dimensiones del gap de 300nm y la nano-partícula 300x110x40.

En las simulaciones obtenidas, para el resonador formado por la nano-partícula metálica de oro de dimensiones 300x110x40 y un gap de 200nm se ha obtenido una sensibilidad de **557,4 nm/RIU**. El mismo cálculo se ha realizado para un resonador con una nano-partícula de las mismas dimensiones pero con un gap de 300nm y el resultado obtenido es de aproximadamente **800 nm/RIU**. Estos resultados están en el estado del arte de los sensores plasmónicos pero nuestra ventaja sería que podríamos realizar el sensado en una sola nanopartícula alimentada por una guía de onda en vez de medir la respuesta promediada de arrays conteniendo un gran número de partículas.

Por último la figura 5.18 muestra una imagen SEM del resultado de la fabricación de una muestra de este resonador para la posterior medida en el laboratorio.

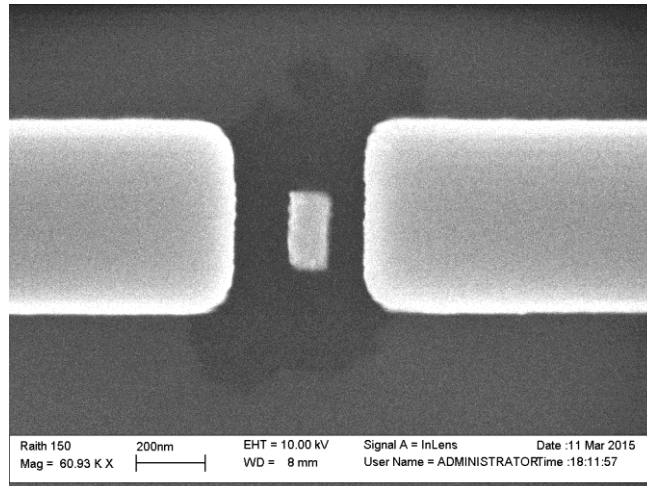


Figura 5.18: Imagen SEM del resultado de la fabricación de una muestra fabricada del resonador simulado para su posterior medida y comprobación de resultados.

8 CONCLUSIONES Y LINEAS FUTURAS.

8.1 Conclusiones

La principal conclusión de este proyecto es que hemos podido demostrar por primera vez la excitación de resonancias Fano de nanoestructuras metálicas creadas en guías de silicio. La asimetría de dichas resonancias así como su característica de rápida variación en amplitud las hace muy interesante para aplicaciones de sensado, donde el sensor ocuparía un área menor de $0.1 \mu\text{m}^2$. En concreto se ha demostrado la resonancia Fano en dos tipos de estructuras:

- Dos tiras metálicas acopladas y con ciertas asimetrías situadas sobre la guía;
- Una sola tira metálica incrustada en un espacio creado dentro de la guía.

En el primer caso además hemos visto que se pueden observar efectos de transparencia inducida electromagnéticamente. En el segundo caso se consigue una eficiencia de excitación muy elevada, lo que permitiría la observación experimental de la respuesta de una sola partícula.

Se ha tomado como punto de partida una estructura plasmónica formada por una tira metálica de oro de 85nm y otra tira metálica de 200nm en ella se ha demostrado la aparición de resonancia Fano cuando se coloca encima de una guía de silicio, después de numerosas simulaciones se ha ido viendo la evolución de la resonancia y el efecto de ir variando varios parámetros como su longitud, grosor, separación entre partículas. Posteriormente, debido a la debilidad de los resultados colocando una única partícula, se ha procedido a la creación de un array, donde se ha observado claramente la resonancia Fano y el efecto EIT (Electromagnetically Induced Transparency), donde se ha observado que al introducir una partícula de mayor tamaño, donde es posible la excitación de un modo cuadrupolar que interfiera con el momento dipolar generado en la guía de menor tamaño, no aumenta las pérdidas por absorción sino que estas pérdidas disminuyen debido a que el momento dipolar se acopla a un modo de carácter no radiativo provocando una disminución en las pérdidas por absorción.

Por último, también se ha simulado un resonador formado por dos guías separadas una distancia denominada gap, en este espacio se colocaba una partícula de oro que debido a la interacción entre el camino formado por las dos guías y el campo generado en la partícula de oro metálica al ser excitado por la guía. En este último apartado se ha ido un paso más y se ha ajustado la respuesta del resonador con una curva analítica tipo Fano generada mediante un fichero de matlab.

8.2 Líneas futuras.

Primeramente, debido a la complejidad de las medidas y el tiempo limitado que se ha tenido para la realización de este proyecto, el siguiente paso sería fabricar muestras de cada estructura para poder verificar experimentalmente que es posible

la creación de sensores basados en resonancias Fano. Además, sería interesante poder fabricar múltiples guías que fuesen alimentadas simultáneamente por un mismo láser de entrada para poder excitar múltiples resonancias Fano al mismo tiempo. Esta posibilidad abriría la puerta a la realización de sensores multiplexados plasmónicos en tecnología integrada de silicio.

Los sensores plasmónicos son una aplicación importante de la plasmónica y un campo de investigación en auge debido a sus prometedores resultados obtenidos en numerosas investigaciones, cada vez se dan más pasos para conseguir el objetivo de la creación de un chip donde estén integrados numerosos sensores plasmónicos. Por lo cual, debido a las características de las resonancias Fano y sus aplicaciones para el sensado, la mayor aplicación podría ser la creación de sensores plasmónicos sobre guía de silicio basados en las resonancia tipo Fano.

Otra línea de investigación sería la aplicación de las resonancias Fano sobre sensores basados en un resonador plasmónico, como se ha expuesto en el capítulo 7, se han obtenido resultados bastante prometedores de la sensibilidad de este tipo de resonadores.

Para finalizar, hay que seguir investigando para conseguir técnicas de acoplamiento de la luz guiada a las partículas plasmónicas, mejorando su eficiencia y consiguiendo una clara visualización de la resonancia colocando el mínimo posible de partículas sobre la guía.

ANEXO I Métodos de simulación frecuencial y temporal empleados.

En este anexo vamos a pasar a describir el método de simulación de estructuras electromagnéticas utilizado a lo largo de este proyecto fin de carrera, mediante el simulador comercial CST Microwave Studio, especialmente preparado para la simulación a frecuencias de microondas y ópticas. El método de resolución empleado por este software es el método FIT -Finite Integration Technique, una técnica recurrentemente usada en este tipo de programas. A diferencia de lo que ocurre en la mayoría de los métodos numéricos que resuelven de forma diferencial las ecuaciones de Maxwell, el método FIT consiste en la resolución de las ecuaciones de Maxwell en forma integral [65]:

$$\oint_{\delta V} \vec{D} \cdot d\vec{A} = \int_V \rho dV \quad (A1)$$

$$\oint_{\delta V} \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0 \quad (A2)$$

$$\oint_{\delta A} \vec{E} \cdot d\vec{s} = - \oint_A \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{A} \quad (A3)$$

$$\oint_{\delta A} \vec{H} \cdot d\vec{s} = \oint_A \left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j} \right) \cdot d\vec{A} \quad (A4)$$

Para resolver estas ecuaciones numéricamente, es necesario discretizar el dominio de cálculo que envuelve al problema considerado. Como sucede en todos los programas de este tipo, es necesario crear mallas adecuadas para dividir el problema en celdas de mallado, ver figura A.1.

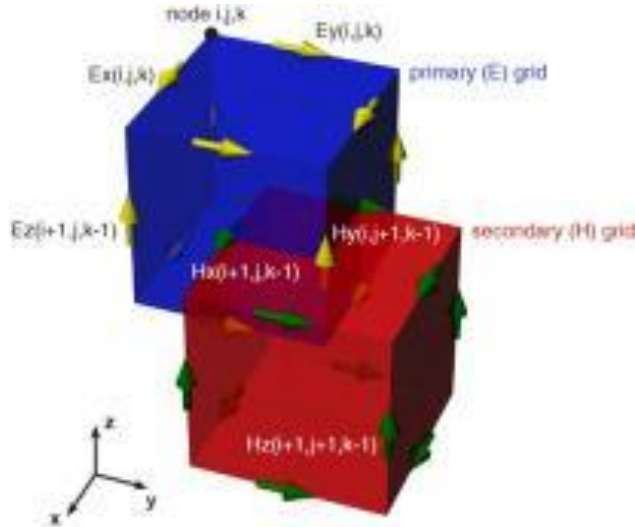


Figura A.1: Discretización del modelo. En la figura se representa los componentes vectoriales del: voltaje eléctrico E y magnético H

Las ecuaciones de Maxwell se formulan para cada una de las superficies del mallado por separado. Las ecuaciones constitutivas del medio van a introducir un cierto error debido a la discretización espacial. En la definición de las relaciones entre tensiones y flujos, se llevan a cabo integrales que se aproximan sobre los bordes y superficies de las celdas de mallado. Por este motivo, los coeficientes resultantes dependen de los parámetros promediados del medio así como de la resolución espacial del mallado. Las ecuaciones constitutivas discretizadas se expresan como:

$$\begin{aligned}
 \vec{D} &= \varepsilon \vec{E} \rightarrow d = M_{\xi} e \\
 \vec{B} &= \mu \vec{H} \rightarrow db = M_{\mu} h \\
 \vec{J} &= \sigma \vec{E} + \vec{J} \rightarrow j = M_{\sigma} e + j_s
 \end{aligned}
 \tag{A5}$$

En este punto ya podemos resolver completamente cualquier problema electromagnético discretizado en una malla hexaédrica. Este sistema de ecuaciones podemos resolverlo en el dominio del tiempo o en el de la frecuencia.

Simulación en el dominio temporal

Este tipo de simulaciones nos permite obtener la respuesta de la estructura en un amplio ancho de banda con tan solo una resolución de las ecuaciones. Si sustituimos las derivadas temporales en las ecuaciones de Maxwell discretizadas por diferencias centrales se llega a la solución iterativa de los campos eléctricos y magnéticos. Este tipo de simulador solo admite mallas hexaédricas.

Simulación en el dominio frecuencial

El simulador en el dominio de la frecuencia es útil para simular estructuras eléctricamente pequeñas o para estructuras de banda estrecha. También se puede aplicar a estructuras periódicas o con celdas unidad. Este método de simulación está basado en las ecuaciones de Maxwell discretas en el caso de campos armónicos en el tiempo. El simulador en el dominio de la frecuencia puede usarse tanto con malla hexaédrica como tetraédrica.

ANEXO II Código matlab para la generación de resonancias tipo Fano.

```
function [lambda, fano]=fano(q,gamma,lambda_min);

%gamma in Hz
%lambda and lambda_min in um
%lambda_min is the wavelength at which a minimum is observed in the
%response
lambda=linspace(1.2,2.0,1001);
c=3e8;
w=2*pi*c*1e6./lambda;
w_min=2*pi*c*1e6./lambda_min;
w0=w_min+2*pi*q*gamma/2;
lambda0=c*2*pi/(w0);
fano=(2*pi*q*gamma/2+w-w0).^2./((2*pi*gamma/2)^2+(w-w0).^2);
plot(lambda, fano);
%figure
%plot(lambda, fanodB);
end
```

9 REFERENCIAS.

- [1] Eustis, S., & el-Sayed, M. a. (2006). Why gold nanoparticles are more precious than pretty gold: noble metal surface plasmon resonance and its enhancement of the radiative and nonradiative properties of nanocrystals of different shapes. *Chemical Society Reviews*, 35(3), 209–217.
- [2] Stefan Alexander Maier. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. Springer, Bath, United Kingdom, 2007.
- [3] C. García-Meca , R. Ortuño , F. J. Rodríguez-Fortuño, J. Martí, and A. Martínez, “Double-negative polarization-independent fishnet metamaterial in the visible spectrum,” *Optic Letters*, 34, 1603-1605 (2009).
- [4] S. Bozhevolnyi, “Effective-index modeling of channel plasmon polaritons,” *Optics Express*, vol. 14, no. 20, pp. 9467–9476, 2006.
- [5] Z. Ruan and M. Qiu, “Slow electromagnetic wave guided in subwavelength region along one-dimensional periodically structured metal surface,” *Applied Physics Letters*, vol. 90, p. 201906, 2007.
- [6] Jackson J D. *Classical Electrodynamics 3rd edn* . (New York: Wiley) (1999).
- [7] J. B. Pendry , D. Schurig , and D. R. Smith, “Controlling Electromagnetic Fields”. *Science* 312, 1780-1782(2006).
- [8] P. Berini, “Plasmon-plariton modes guided by a metal film of finite width bounded by different dielectrics”. *Optics Express*, 7, 329 (2000).
- [9] Aleksandar D. Rakic, Aleksandra B. Djurisic, jovan M. Elazar and Marian L. Majewski. Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices. *Appl. Opt.* 37(22):5271-5283, Aug 1998.
- [10] K. Y. Kim, “Guided Dispersion Characteristics of Subwavelength Nanoscale Plasmonic Coaxial Lines”.
- [11] K. Y. Kim, “Fundamental guide electromagnetic dispersion characteristic in lossless dispersive metamaterial clad circular air hole waveguides” <http://arxiv.org>.
- [12] Constantine A. Balanis. *Advanced Engineering Electrodynamics* (John Wiley & Sons, 1989).

- [13] John D. Jackson. *Classical Electrodynamics* (3rd Edition) (John Wiley & Sons, 1999).
- [14] Francisco José Rodríguez Fortuño. Proyecto Final de Carrera: Estudio y diseño de metamateriales zurdos.
- [15] H. Beutler, “Über Absorptionsserien von Argon, Krypton und Xenon zu Termen zwischen den beiden Ionisierungsgrenzen $\lambda^2 P 3^2/0g$ und $\lambda^2 P 1^2/0g$,” *Zeitschrift für Physik* 93, 177 (1935).
- [16] U. Fano, “Sullo spettro di assorbimento dei gas nobili presso il limite dello spettro d’arco,” *Il Nuovo Cimento* 12, 154 (1935).
- [17] U. Fano, “Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts,” *Physical Review* 124, 1866 (1961).
- [18] A. Johnson, C. Marcus, M. Hanson, and A. Gossard, “Coulomb-Modified Fano Resonance in a One-Lead Quantum Dot,” *Physical Review Letters* 93, 106803 (2004).
- [19] K. Kobayashi, H. Aikawa, A. Sano, S. Katsumoto, and Y. Iye, “Fano resonance in a quantum wire with a side-coupled quantum dot,” *Physical Review B* 70, 035319 (2004).
- [20] B. Luk’yanchuk, N. I. Zheludev, S. A. Maier, N. J. Halas, P. Nordlander, H. Giessen, and C. T. Chong, “The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials.” *Nature materials* 9, 707 (2010).
- [21] A. Miroschnichenko, S. Flach, and Y. Kivshar, “Fano resonances in nanoscale structures,” *Reviews of Modern Physics* 82, 2257 (2010).
- [22] M. Sarrazin, J.-P. Vigneron, and J.-M. Vigoureux, “Role of Wood anomalies in optical properties of thin metallic films with a bidimensional array of subwavelength holes,” *Physical Review B* 67, 085415 (2003).
- [23] B. Luk’yanchuk, N. I. Zheludev, S. A. Maier, N. J. Halas, P. Nordlander, H. Giessen, and C. T. Chong, “The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials.” *Nature materials* 9, 707 (2010).
- [24] S. A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (Springer, 2010).
- [25] M. E. Stewart, C. R. Anderton, L. B. Thompson, J. Maria, S. K. Gray, J. a. Rogers, and R. G. Nuzzo, “Nanostructured plasmonic sensors.” *Chemical reviews* 108, 494 (2008).
- [26] A. J. Haes and R. P. Van Duyne, “A unified view of propagating and localized surface plasmon resonance biosensors.” *Analytical and bioanalytical chemistry* 379, 920 (2004).

- [27] K.-S. Lee and M. a. El-Sayed, "Gold and silver nanoparticles in sensing and imaging: sensitivity of plasmon response to size, shape, and metal composition." *The journal of physical chemistry. B* 110, 19220 (2006).
- [28] K. L. Kelly, E. Coronado, L. L. Zhao, and G. C. Schatz, "The Optical Properties of Metal Nanoparticles: The Influence of Size, Shape, and Dielectric Environment," *The Journal of Physical Chemistry B* 107, 668 (2003).
- [29] J. N. Anker, W. P. Hall, O. Lyandres, N. C. Shah, J. Zhao, and R. P. Van Duyne, "Biosensing with plasmonic nanosensors." *Nature materials* 7, 442 (2008).
- [30] A. J. Haes, W. P. Hall, L. Chang, W. L. Klein, and R. P. Van Duyne, "A Localized Surface Plasmon Resonance Biosensor: First Steps toward an Assay for Alzheimer's Disease," *Nano Letters* 4, 1029 (2004).
- [31] E. M. Larsson, J. Alegret, M. Käll, and D. S. Sutherland, "Sensing characteristics of NIR localized surface plasmon resonances in gold nanorings for application as ultrasensitive biosensors." *Nano letters* 7, 1256 (2007).
- [32] N. Verellen, P. Van Dorpe, C. Huang, K. Lodewijks, G. A. E. Vandenbosch, L. Lagae, and V. V. Moshchalkov, "Plasmon line shaping using nanocrosses for high sensitivity localized surface plasmon resonance sensing." *Nano letters* 11, 391 (2011).
- [33] F. Sandoval-Ibarra. El silicio y sus propiedades como material sensor *Revista mexicana de física* 47 (2) 107-115, Abril 2001.
- [34] Maysamreza Chamanzar, Zhixuan Xia, Siva Yegnanarayanan, and Ali Adibi_ School of Electrical and Computer Engineering, Georgia Institute of Technology, Atlanta "Hybrid integrated plasmonic-photonic waveguides for on-chip localized surface plasmon resonance (LSPR) sensing and spectroscopy",
- [35] Boris luk'yanchuk, nikolay i. Zheludev, stefan a. maier, naomi J. Halas, Peter nordlander, Harald Giessen and Chong tow Chong "the Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials".
- [36] Niels Verellen , Fernando López-Tejeira , Ramón Paniagua-Domínguez , Dries Vercruysse ,Denitza Denkova , Liesbet Lagae , Pol Van Dorpe , Victor V. Moshchalkov "Mode Parity-Controlled Fano- and Lorentz-like Line Shapes Arising in Plasmonic Nanorods" .
- [37] Zhong-Jian Yang, Zong-Suo Zhang, Li-Hui Zhang, Qun-Qing Li, Zhong-Hua Hao and Qu-Quan Wang "Fano resonances in dipole-quadrupole plasmon coupling nanorod dimers".
- [38] L. Novotny, and N. van Hulst, "Antennas for light," *Nature Photon.* 5, 83–90 (2011).

- [39] V. Giannini, A. I. Fernández-Domínguez, S. C. Heck, and S. A. Maier, “Plasmonic nanoantennas: fundamentals and their use in controlling the radiative properties of nanoemitters,” *Chem. Rev.* 111, 3888–3912 (2011).
- [40] K.-H. Su, Q.-H. Wei, X. Zhang, J. J. Mock, D. R. Smith, and S. Schultz, “Interparticle coupling effects on plasmon resonances of nanogold particles,” *Nano Lett.* 3(8), 1087–1090 (2003).
- [41] E. Petryayeva and U. J. Krull, “Localized surface plasmon resonance: nanostructures, bioassays and biosensing-a review,” *Analytica Chimica Acta*, vol. 706, no. 1, pp. 8–24, 2011..
- [42] Mickae Février, Philippe Gogol, Abdelhanin Aassime, Robert Mégy, Cécile Delacour, Alexei Chelnokov, Aniello Apuzzo, Sylvain Blaize, Jean-Michel Lourtioz and Béatrice Dagens. “Giant Coupling Effect between Metal Nanoparticle Chain and Optical Waveguide”.
- [43] Pengyu Fan, Zongfu Yu, Shanhui Fan & Mark L. Brongersma “Optical Fano resonance of an individual semiconductor nanostructure”.
- [44] Irene Alepuz-Benaches, Carlos García-Meca, Francisco J. Rodríguez-Fortuño, Rubén Ortuño, María Lorente-Crespo, Amadeu Griol and Alejandro Martínez, “Strong magnetic resonance of coupled aluminum nanodisks on top of a silicon waveguide”, *SPIE*, vol 8424, 84242J-1-84242J9 (2012).
- [45] Frédéric Peyskens, Ananth Z. Subramanian, Pieter Neutens, Ashim Dhakal, Pol Van Dorpe, Nicolas Le Thomas, and Roel Baets Bright and dark plasmon resonances of nanoplasmonic antennas evanescently coupled with a silicon nitride waveguide.
- [46] M. R. Gonçalves, A. Melikyan, H. Minassian, T. Makaryan, and O. Marti “Strong dipole-quadrupole coupling and Fano resonance in H-like metallic nanostructures”