



***Facultad
de
Ciencias***

**Comportamiento electromagnético de
nanopartículas dieléctricas. Dependencia
con las propiedades ópticas
(Electromagnetic behaviour of dielectric
nanoparticles. Dependence with optical
properties)**

Trabajo de Fin de Grado
para acceder al

GRADO EN FÍSICA

Autor: Camino Martín Sánchez

Director: Francisco González Fernández

Co-Director: Fernando Moreno Gracia

Septiembre – 2016

Índice

1. Introducción	6
1.1. Aplicaciones.....	6
1.1.1. Sistemas de comunicación	7
1.1.2. Medicina.....	7
1.1.3. Células solares	8
1.1.4. Scattering Raman superficialmente intensificado	8
1.1.5. Nanoantenas	8
1.1.6. Invisibilidad.....	9
2. Objetivos y esquema de trabajo	10
2.1. Objetivos	10
2.2. Esquema de trabajo	10
3. Fundamento teórico.....	11
3.1. Plasmónica	11
3.1.1. Plasmones superficiales localizados.....	11
3.2. Modos de galería susurrante	12
3.3. Teoría de Mie	13
3.3.1. Campo difundido y absorbido.....	13
3.1.2. Secciones eficaces de scattering, absorción y extinción	16
3.1.3. Intensidad difundida	16
3.4. Condiciones de Kerker.....	17
4. Resultados	19
4.1. Programas creados.....	19
4.2. Sistema de laboratorio	20
4.3. Comprobación de los programas	21
4.3.1. Partícula metálica.....	21
4.3.2. Partícula dieléctrica de alto índice de refracción.....	23
4.4. Estudio de las eficiencias en función de las propiedades ópticas.....	25
4.4.1. Partícula dieléctrica de alto índice de refracción sin pérdidas	25
4.4.2. Partícula dieléctrica de alto índice de refracción con pérdidas	30
4.5. Alcance y direccionalidad de la luz en función de las propiedades ópticas.....	35
4.5.1. Partícula dieléctrica de alto índice de refracción sin pérdidas	35
4.5.2. Partícula dieléctrica de alto índice de refracción con pérdidas	38
4.6. Sensibilidad de las condiciones de Kerker.....	42

4.6.1. Partícula dieléctrica de alto índice de refracción sin pérdidas	42
4.6.2. Partícula dieléctrica de alto índice de refracción con pérdidas	44
5. Conclusiones.....	47

Agradecimientos

Quiero expresar mi agradecimiento a:

Paco y Fernando por toda la ayuda prestada, no solo durante la realización de este trabajo sino desde que coincidimos hace ya dos años. Gracias por la amabilidad y la cercanía.

Ángela, Yael y Andrea por su total disponibilidad durante estos meses. Vuestra ayuda ha sido indispensable, espero no haberos robado demasiado tiempo.

Mis padres, Rosa y Adolfo, por su amor y confianza incondicional. Sois mi mayor ejemplo a seguir. Gracias por todo lo que hacéis cada día por mí.

Resumen

Las nanopartículas dieléctricas de alto índice de refracción iluminadas con radiación electromagnética han sido propuestas recientemente como alternativa a las nanopartículas metálicas para generar campos electromagnéticos muy intensos en su entorno en zonas menores que la longitud de onda de la radiación incidente. Estas estructuras que presentan multitud de aplicaciones en campos como la medicina, los sistemas de comunicación o las energías renovables entre otros, tienen la ventaja de no presentar pérdidas óhmicas. Además, sus propiedades magnetodieléctricas pueden ser aprovechadas para producir efectos de direccionalidad en la luz difundida. Estos aspectos electromagnéticos dependen de la geometría (tamaño y forma), y de las propiedades ópticas de las nanopartículas y del medio que las rodea.

Mediante este trabajo se pretende estudiar el comportamiento electromagnético de nanopartículas dieléctricas de alto índice de refracción. Para ello se ha realizado un estudio sistemático de las eficiencias de absorción, scattering y extinción, así como el cambio que sufren las diferentes resonancias eléctricas y magnéticas, en función de las propiedades ópticas de las nanopartículas. Por otra parte, se ha analizado la sensibilidad de las condiciones de Kerker que afectan a la direccionalidad y alcance de la luz difundida en función de las propiedades ópticas de las nanopartículas.

Palabras clave: nanopartículas, scattering, resonancia plasmónica, condiciones de Kerker, partículas dieléctricas

Abstract

High refractive index dielectric particles which are illuminated by electromagnetic radiation have been recently proposed as an alternative to the metallic ones to generate very intense electromagnetic fields in its vicinity in smaller areas than the wavelength of the incident radiation. These structures present many applications in fields as medicine, optical communications or renewable energies. They do not present ohmic losses and their magnetodielectric properties allow to produce directionality effects on the scattered light. This electromagnetic behavior depends on the geometry (size and shape) and on the optical properties of the nanoparticles and on the optical properties of the medium that surround them.

Through this work it is pretended to study the electromagnetic behavior of dielectric nanoparticles with high refractive index. To do that it has been carried out a systematic study of the absorption, scattering and extinction efficiencies, as well as the change that the electric and magnetic resonances suffer as a function of the nanoparticles' optical properties. Moreover, it has been analyzed the Kerker's conditions' sensibility and the directionality and scope of the scattered light as a function of the nanoparticle's optical properties.

Key words: nanoparticles, scattering, plasmon resonance, Kerker's conditions, dielectric particles

1. Introducción

La nanofotónica es el campo de la ciencia que estudia la generación, la detección y el procesamiento de luz utilizando materiales cuya estructura ha sido diseñada y fabricada con resolución nanométrica [1]. Lo que convierte a la nanofotónica en una de las tecnologías del futuro, es la posibilidad de estructurar los materiales para que presenten las propiedades deseadas en cualquier rango de frecuencias, variando el índice de refracción, la forma y/o el tamaño.

Las peculiares propiedades que exhiben las nanopartículas al ser iluminadas por luz han abierto un gran campo de investigación en la última década. En concreto se han abordado con especial interés los efectos de direccionalidad presente en los patrones de campo lejano cuando las nanopartículas son dieléctricas y la generación de resonancias plasmónicas originadas en partículas metálicas nanométricas aisladas, en aglomerados o colocadas sobre superficies. Este tipo de propiedades dependen de la geometría y de las propiedades ópticas de las nanopartículas así como del tipo de material en el que están sumergidas.

En un principio los estudios se centraron en la búsqueda de resonancias plasmónicas en nanopartículas metálicas. La principal ventaja de este tipo de partículas es la buena respuesta que presentan en el rango visible [2]. Sin embargo, presentan grandes pérdidas inherentes a los materiales metálicos, efectos de saturación en el visible y limitaciones en la longitud de onda de la luz incidente. Además no presentan resonancias de carácter magnético significativas, por lo que han aparecido alternativas centradas en el uso de partículas dieléctricas de alto índice de refracción (*HRI: High Refractive Index*) como son el silicio, el germanio, el arseniuro de galio, etc.

Las partículas dieléctricas *HRI* presentan respuestas tanto eléctricas como magnéticas y permiten obtener resonancias con propiedades similares a las que tienen lugar en las partículas metálicas de carácter plasmónico, evitando las pérdidas y las limitaciones en la longitud de onda. Las propiedades magnetodieléctricas asociadas a este tipo de partículas fueron observadas en primer lugar en el rango de las microondas y las frecuencias de terahercios [3]. Poco tiempo después fueron obtenidas en esferas dieléctricas de permitividad moderada en el rango visible e infrarrojo [4].

1.1. Aplicaciones

Los nanomateriales tienen multitud de aplicaciones en una gran diversidad de campos tales como los sistemas de comunicación, las energías renovables, la espectroscopia, la medicina, la electrónica o los sistemas de detección. Estas aplicaciones pueden requerir de la obtención de altos valores de la intensidad difundida, de la capacidad de sintonizar las resonancias o de la generación de efectos de direccionalidad en la radiación

difundida. Todo ello puede conseguirse bajo la modificación del tamaño, forma y/o las propiedades ópticas de las partículas consideradas y del medio que las rodea.

1.1.1. Sistemas de comunicación

La creación de sistemas ópticos basados en materiales que permitan redireccionar la luz de una forma concreta, están haciendo de los sistemas de comunicación óptica ultra rápida una realidad cada vez más cercana. Tal y como ha sido demostrado [5] las nanoesferas dieléctricas *HRI* exhiben propiedades idóneas para la creación de tales dispositivos. La utilización de estos materiales es aún más ventajosa si se considera la reducción de la vulnerabilidad de los sistemas de comunicaciones de radiofrecuencia ante pulsos electromagnéticos potentes [3].

La eficiencia energética de la fotónica supera con creces a la electrónica, en especial en términos de velocidad, puesto que los fotones son partículas sin masa a diferencia de los electrones. Además de esto, gran parte de la energía eléctrica no se invierte en desplazar a los electrones sino que se pierde en forma de calor. Se prevé que en 8-10 años las estructuras nanofotónicas en los procesadores sean reales, aumentando así la velocidad de operación y reduciendo el consumo de energía eléctrica.

1.1.2. Medicina

Una de las aplicaciones con mayor potencial es la utilización de nanopartículas en el tratamiento de cánceres. El tratamiento de los tumores se basa en terapias térmicas mediante nanopartículas de núcleo dieléctrico y corteza de oro. Estas partículas tienden espontáneamente a adherirse a las células tumorales. Cuando son iluminadas con la radiación resonante, en el rango del infrarrojo cercano, generan calor destruyendo las células tumorales sin afectar a las sanas.

Una de las principales ventajas de este tratamiento frente a los tratamientos químicos convencionales es que las nanopartículas empleadas no son tóxicas, por lo que no dañan el cuerpo humano.

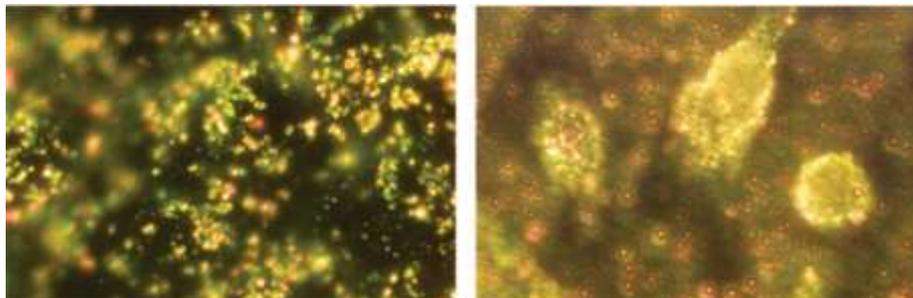


Figura 1.1. Imagen en microscopia de campo oscuro de células cancerígenas (derecha) definidas por las fuertes resonancias plasmónicas producidas en la superficie de las nanopartículas de oro adheridas a ellas y de células sanas (izquierda) con partículas dispersas a su alrededor [6].

1.1.3. Células solares

Otra importante aplicación de las nanopartículas es su utilización en células solares. Los paneles solares convencionales se basan en el uso de una oblea de silicio, un material con baja absorción en el infrarrojo, lo que provoca que gran parte de la radiación solar no se almacene. La utilización de nanopartículas aumenta sustancialmente el almacenamiento de energía y por tanto la eficiencia de las células solares. Para ello se emplean principalmente dos mecanismos:

- Difusión de la luz, en el cual las nanopartículas actúan como antenas, redirigiendo aproximadamente el 96% de la luz incidente hacia la célula solar.
- Concentración de la luz en campo cercano, en el cual las nanopartículas almacenan la energía proveniente del Sol en modos localizados en su superficie.

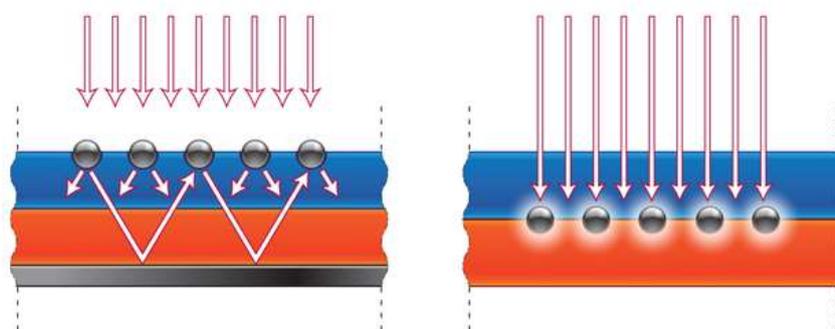


Figura 1.2. Geometría de una célula solar para la difusión de la luz (izquierda) y para la concentración de la luz en campo cercano (derecha) [7].

1.1.4. Scattering Raman superficialmente intensificado

El SERS [8], *Surface-Enhanced Raman Scattering*, es una técnica espectroscópica de caracterización de moléculas no destructiva y de gran precisión basada en el uso de nanopartículas. Las moléculas a analizar se colocan sobre un sustrato de nanopartículas que intensifican el campo electromagnético incidente a causa de los plasmones generados en su superficie, aumentando así en gran medida la intensidad de la señal recibida.

En función de la estructura del material en el que se genera el plasmón el intensificado del campo electromagnético alcanza factores de intensificación de 10^{10} - 10^{11} de acuerdo con lo calculado teóricamente. El desarrollo de sustratos que alcancen tales factores de intensificado es una activa área de investigación en el campo.

1.1.5. Nanoantenas

La presencia de resonancias magnéticas en las nanopartículas dieléctricas *HRI* propició la creación de eficientes nanoantenas a partir de las mismas. Las nanoantenas permiten redirigir la energía electromagnética que se propaga en el espacio en modos localizados

de dimensiones inferiores a la longitud de onda de la radiación lo que las convierte en unos dispositivos de gran interés.

Ha sido demostrado [9] que las nanoantenas dieléctricas exhiben una mayor eficiencia energética que sus compañeras metálicas, además favorecen la obtención de un diseño más compacto.

1.1.6. Invisibilidad

Los efectos de direccionalidad presentes en las nanopartículas dieléctricas *HRI* y la baja absorción de luz de las mismas acercan el sueño de la invisibilidad. La invisibilidad se basa en la posibilidad de doblar la luz, de manera que la luz incidente rodee al objeto y siga en la misma dirección de la que proviene. Bajo este efecto, el objeto no refleja ningún tipo de luz y por tanto es invisible al ojo humano.

No obstante la posibilidad de nanoestructurar los materiales en superficies grandes de manera que un objeto pueda ser cubierto por este material invisible y conseguir unas propiedades isotropas e idénticas en todo el espectro visible es aún un reto.

2. Objetivos y esquema de trabajo

2.1. Objetivos

El principal objetivo de este trabajo es analizar el comportamiento electromagnético de nanopartículas dieléctricas de alto índice de refracción con geometría esférica al cambiar sus propiedades ópticas. A través de este trabajo se pretende estudiar los cambios que tienen lugar en el espectro de la luz difundida en función de la constante dieléctrica del material, considerando los casos en los que las partículas tienen y no tienen pérdidas. Para ello nos centraremos en los cambios de las eficiencias de scattering, extinción y absorción en función de las propiedades ópticas de las nanopartículas.

Por otra parte se pretende estudiar la sensibilidad espectral de las condiciones de Kerker, así como analizar la distribución de la energía total en los patrones de difusión de campo lejano, encontrando qué tanto por ciento de la energía es redirigida en dirección *forward* y qué tanto por ciento en dirección *backward*. Por último, se estudia la dependencia del alcance y la divergencia de la radiación electromagnética difundida al cambiar las propiedades ópticas del material en las condiciones *cero-forward* y *cero-backward*.

El estudio se realizará en una zona del espectro donde los resultados son importantes en el campo de las telecomunicaciones.

2.2. Esquema de trabajo

En primer lugar se ha realizado una revisión de la literatura relacionada con el tema de estudio, incluyendo: la teoría de scattering de Mie, las resonancias plasmónicas en nanopartículas metálicas y su equivalente en nanopartículas dieléctricas generadas por el fenómeno modos de galería susurrante y finalmente las condiciones de Kerker. A continuación se ha programado la teoría de Mie con el fin de calcular cómo la intensidad de la luz es difundida y absorbida por una nanopartícula esférica caracterizada por unas determinadas propiedades ópticas.

Los pasos seguidos durante la realización de este trabajo han sido los siguientes:

- Comparación de los resultados obtenidos a partir de los programas creados con los presentados en publicaciones previas.
- Estudio sistemático de la eficiencia de scattering, absorción y extinción en función del índice de refracción para una nanopartícula de radio $a = 230$ nm.
- Estudio del alcance y divergencia de la luz bajo efectos de direccionalidad.
- Estudio de la sensibilidad de las condiciones de Kerker en función del índice de refracción para una nanopartícula de radio $a = 230$ nm.

3. Fundamento teórico

3.1. Plasmónica

Como ya se ha comentado, la plasmónica es una de las ramas de investigación más activas en el campo de la nanofotónica. Las resonancias plasmónicas son capaces de generar grandes concentraciones de energía electromagnética en el entorno de la estructura considerada, en dimensiones inferiores a la longitud de onda del haz iluminador, lo que les convierte en un interesante objeto de estudio.

Un plasmón se define como una excitación colectiva de los electrones cuasi-libres presentes en los metales al ser el material iluminado con radiación electromagnética. Una resonancia aparece cuando para una frecuencia dada, la oscilación de los electrones es máxima. Es posible distinguir entre dos tipos de plasmones en función del entorno en el que se generan: plasmones superficiales y plasmones superficiales localizados. En el contexto de este trabajo, partículas metálicas nanométricas esféricas, los plasmones de interés son los plasmones superficiales localizados.

3.1.1. Plasmones superficiales localizados

Las resonancias plasmónicas superficiales localizadas son el resultado de una oscilación colectiva de máxima amplitud por parte de los electrones de conducción de una partícula metálica nanométrica. Estas oscilaciones coherentes de los electrones son los plasmones superficiales localizados y cambian en función de la relación existente entre el radio de la partícula y la longitud de onda de la radiación incidente y de la forma de la nanopartícula, generando diferentes distribuciones de carga en cada caso.

Considerando el modelo más simple posible, un elemento metálico puede aproximarse por la unión entre una red de iones y un mar de electrones. Cuando una onda electromagnética de una determinada frecuencia incide sobre el material, los electrones libres comienzan a oscilar a esa frecuencia realizando un movimiento oscilatorio, desplazándose periódicamente respecto de los iones que componen la red. Este desplazamiento genera dos superficies de carga que se atraen la una a la otra por lo que se establece además una fuerza restauradora en el movimiento [10]. Si la onda electromagnética incidente está caracterizada por una frecuencia concreta, igual a la frecuencia de resonancia, la amplitud de la oscilación es máxima y se genera una resonancia plasmónica superficial localizada.

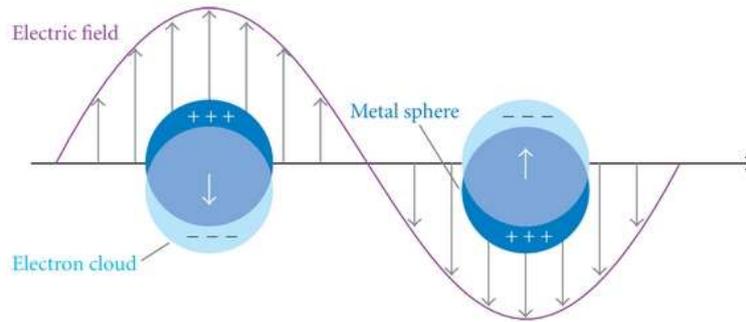


Figura 3.1. Esquema de un plasmón localizado en una partícula nanométrica metálica pequeña (en comparación con la longitud de onda) [11].

Cuando la partícula es pequeña en comparación a la longitud de onda, la nube de electrones es desplazada respecto del ion dando lugar a una distribución de carga de tipo dipolar como se muestra en la *Fig. 3.1*. Cuando el tamaño de la partícula aumenta, haciéndose comparable a la longitud de onda de la radiación incidente, los plasmones producidos se basan en distribuciones de carga más complejas [12].

Las resonancias plasmónicas generan campos electromagnéticos muy intensos y localizados en las superficies de las partículas metálicas nanométricas.

3.2. Modos de galería susurrante

En partículas dieléctricas también es posible observar resonancias en función de las características geométricas y ópticas de las mismas. En esta situación, la carga está ligada y las corrientes de desplazamiento son las responsables de la generación de los campos electromagnéticos que se propagan, no como en el caso de las partículas metálicas. Las resonancias se producen por un efecto conocido como *Whispering gallery modes* [13], modos de galería susurrante.

Este curioso nombre proviene del fenómeno acústico producido en ciertas galerías de geometría elipsoidal. El ejemplo más característico es el de la cúpula principal de la catedral londinense St. Paul, en ella, un sonido emitido desde un punto de la cúpula puede escucharse en el punto opuesto. Las ondas sonoras circulan alrededor de la cavidad interfiriendo constructivamente consigo mismas generando las ondas estacionarias que emiten los susurros en puntos concretos.

Este mismo fundamento se aplica a las ondas electromagnéticas. Desde el punto de vista de la óptica geométrica, la onda incidente queda atrapada en el interior de la partícula, si el índice de esta es mayor que el del medio que la rodea, a causa de la sucesión de reflexiones internas. El campo electromagnético circula en el interior de la esfera interfiriendo constructivamente consigo mismo produciendo resonancias [14].

En las partículas dieléctricas es posible observar resonancias de origen magnético además de las resonancias de carácter eléctrico características de los metales. Estas resonancias eléctricas y magnéticas tienen su origen en las corrientes de desplazamiento que se generan en el interior de la partícula. En el caso de los metales las corrientes de desplazamiento también están presentes, sin embargo son despreciables frente a las corrientes de conducción.

3.3. Teoría de Mie

El cálculo de los campos electromagnéticos asociados a la luz difundida y absorbida por un sistema físico al ser iluminado, no es en absoluto trivial. Solo unas pocas geometrías permiten obtener una solución analítica de los campos correspondientes.

En 1908 Gustav Mie desarrolló una teoría [15] que permite calcular el campo absorbido y difundido por una esfera homogénea de índice de refracción n y radio a que es iluminada por una onda plana. La solución proporcionada por Mie consiste en una descomposición multipolar de los campos en la que cada uno de los coeficientes representa las contribuciones eléctrica y magnética de diferentes órdenes: dipolares, cuadrupolares, etc.

3.3.1. Campo difundido y absorbido

En un medio lineal, homogéneo e isótropo el campo electromagnético satisface la ecuación de Helmholtz:

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \quad \nabla^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} = 0 \quad (3.3.1)$$

donde \vec{E} y \vec{H} son el campo eléctrico y el magnético y $k = 2\pi n/\lambda$ siendo n el índice de refracción del medio y λ la longitud de onda de la radiación incidente.

Si la onda atraviesa un medio no cargado, la divergencia de los campos eléctrico y magnético es nula y la relación entre ambos campos se reduce a

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = i\omega\mu\vec{H} \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} = -i\omega\varepsilon\vec{E} \quad (3.3.2)$$

donde ω es la frecuencia angular de la radiación incidente y μ y ε son, respectivamente, las permeabilidades magnética y eléctrica del medio.

Con el fin de solucionar la ecuación de ondas (3.1.1) es conveniente introducir dos funciones vectoriales auxiliares análogas al campo eléctrico y magnético, es decir, estas nuevas funciones deben:

- Verificar la ecuación de ondas
- Tener divergencia nula
- Cumplir las proporcionalidades entre \vec{E} y \vec{H}

La primera de ellas, \vec{M} , se define como:

$$\vec{M} = \vec{\nabla} \times (\vec{c}\psi) \quad (3.3.3)$$

donde \vec{c} es un vector constante y ψ una función escalar. Teniendo en cuenta la relación existente entre el campo eléctrico y el magnético la segunda función, \vec{N} , se define como

$$\vec{N} = \frac{\vec{\nabla} \times \vec{M}}{k} \quad (3.3.4)$$

A este par de funciones se le conoce como los vectores armónicos y solventa el problema inicial de la resolución de la ecuación de ondas, convirtiendo la ecuación vectorial diferencial a resolver en una escalar:

$$\nabla^2\psi + k^2\psi = 0 \quad (3.3.5)$$

Dada la geometría del problema, la función escalar debe satisfacer la ecuación de ondas en coordenadas esféricas

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} + k^2 \psi = 0 \quad (3.3.6)$$

Para solucionar esta ecuación en derivadas parciales es común emplear el método de separación de variables que conduce a tres ecuaciones diferenciales ordinarias

$$\frac{d^2\Phi}{d\phi^2} + m^2\Phi = 0 \quad (3.3.7)$$

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \left[n(n+1) - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \right] \Theta = 0 \quad (3.3.8)$$

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + [k^2 r^2 - n(n-1)]R = 0 \quad (3.3.9)$$

La solución a estas tres ecuaciones que constituye la solución a la ecuación de ondas escalar es

$$\psi_{emn} = \cos(m\phi) P_n^m(\cos \theta) z_n(kr) \quad (3.3.10)$$

$$\psi_{omn} = \sen(m\phi) P_n^m(\cos \theta) z_n(kr) \quad (3.3.11)$$

donde los subíndices e y o indican la paridad de la función, par e impar respectivamente, P_n^m son las funciones de Legendre de primera clase de grado n y orden m y $z_n(kr)$ representa las funciones esféricas de Bessel.

Los vectores armónicos esféricos resultantes M_{emn} , N_{emn} , M_{omn} y N_{omn} constituyen los modos normales de una partícula esférica. En la Fig. 3.2 se representan los modos normales del campo eléctrico en una partícula esférica, proporcionales a los vectores armónicos.

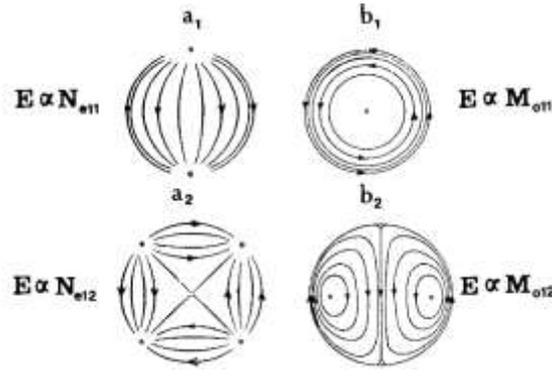


Figura 3.2. Modos normales del campo eléctrico en una partícula esférica: modo transversal eléctrico (izquierda) y magnético (derecha) [15].

Mediante un tedioso cálculo matemático se encuentra que el campo incidente, una onda plana de amplitud E_0 , puede expresarse como una combinación lineal de los vectores armónicos esféricos

$$\vec{E}_i = E_0 \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left(\vec{M}_{o1n}^{(1)} - i\vec{N}_{e1n}^{(1)} \right) \quad (3.3.12)$$

donde el superíndice (1) indica que las funciones de Bessel involucradas son de primera clase.

El campo absorbido y el difundido

$$\vec{E}_l = E_0 \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left(c_n \vec{M}_{o1n}^{(1)} - id_n \vec{N}_{e1n}^{(1)} \right) \quad (3.3.13)$$

$$\vec{E}_s = E_0 \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left(ia_n \vec{N}_{e1n}^{(3)} - b_n \vec{M}_{o1n}^{(3)} \right) \quad (3.3.14)$$

donde el superíndice (3) indica que la función z_n que aparece en los vectores armónicos es la función de Hankel.

Los coeficientes del campo absorbido por la partícula vienen dados por las expresiones

$$c_n = \frac{\mu_p j_n(x) [x h_n^{(1)}(x)]' - \mu_p h_n^{(1)}(x) [x j_n(x)]'}{\mu_p j_n(mx) [x h_n^{(1)}(x)]' - \mu h_n^{(1)}(x) [mx j_n(mx)]'} \quad (3.3.15)$$

$$d_n = \frac{\mu_p m j_n(x) [x h_n^{(1)}(x)]' - \mu_p m h_n^{(1)}(x) [x j_n(x)]'}{\mu m^2 j_n(mx) [x h_n^{(1)}(x)]' - \mu_p h_n^{(1)}(x) [mx j_n(mx)]'} \quad (3.3.16)$$

y los coeficientes de scattering por

$$a_n = \frac{\mu m^2 j_n(mx) [x j_n(x)]' - \mu_p j_n(x) [m x j_n(mx)]'}{\mu m^2 j_n(mx) [x h_n^{(1)}(x)]' - \mu_p h_n^{(1)}(x) [m x j_n(mx)]'} \quad (3.3.17)$$

$$b_n = \frac{\mu_p j_n(x) [x j_n(x)]' - \mu j_n(x) [m x j_n(mx)]'}{\mu_p j_n(mx) [x h_n^{(1)}(x)]' - \mu h_n^{(1)}(x) [m x j_n(mx)]'} \quad (3.3.18)$$

donde μ_p y μ son las permeabilidades magnéticas de la partícula y del medio que la rodea respectivamente. Además m es el índice de refracción relativo y x es el parámetro de tamaño definidos como

$$m = \frac{n_p}{n} \quad x = \frac{2\pi a}{\lambda} \quad (3.3.19)$$

siendo n_p y n el índice de refracción de la partícula y del medio en el que está inmersa respectivamente y a el radio de la misma.

3.1.2. Secciones eficaces de scattering, absorción y extinción

Las secciones eficaces, definidas como la relación entre la energía electromagnética que atraviesa la superficie de una esfera de radio $R > a$ centrada en la partícula y la irradiancia incidente, pueden expresarse en función de los coeficientes de scattering como

$$C_{ext} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}(a_n + b_n) \quad (3.3.20)$$

$$C_s = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (3.3.21)$$

Siendo la sección eficaz de absorción, por conservación de la energía, igual a la diferencia entre las secciones eficaces de extinción y scattering

$$C_{abs} = C_{ext} - C_s \quad (3.3.22)$$

Dividiendo estas secciones eficaces entre el área de la partícula se encuentran las correspondientes eficiencias: Q_{ext} , Q_s y Q_{abs} .

3.1.3. Intensidad difundida

La intensidad difundida por la partícula puede ser expresada como función de los coeficientes de scattering y de unas nuevas funciones, π_n y τ_n , conocidas como funciones ángulo-dependientes

$$\pi_n = \frac{P_n^1}{\sin \theta} \quad \tau_n = \frac{dP_n^1}{d\theta} \quad (3.3.23)$$

que establecen la dependencia de los coeficientes de Mie con el ángulo de scattering θ y con ϕ .

Si se toma un número suficiente de términos, la expansión del campo difundido (3.3.14) puede ser truncada consiguiendo un error arbitrariamente pequeño. Bajo este truncamiento el campo difundido en coordenadas esféricas para una onda plana incidente es

$$\vec{E}_{s\theta} \sim E_0 \frac{e^{ikr}}{-ikr} \cos \phi S_2(\cos \theta) \quad (3.3.24)$$

$$\vec{E}_{s\phi} \sim E_0 \frac{e^{ikr}}{-ikr} \sin \phi S_1(\cos \theta) \quad (3.3.25)$$

con las amplitudes de scattering S_1 y S_2

$$S_1(\cos \theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n + b_n \tau_n) \quad (3.3.26)$$

$$S_2(\cos \theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \tau_n + b_n \pi_n) \quad (3.3.27)$$

Las componentes polarizadas de la intensidad difundida son

$$i_{||} = |S_2|^2 \quad (3.3.28)$$

si el plano de polarización de la luz incidente es paralelo al plano de scattering

$$i_{\perp} = |S_1|^2 \quad (3.3.29)$$

si el plano de polarización de la luz incidente es perpendicular al plano de scattering.

3.4. Condiciones de Kerker

A principios de los años 80 Kerker y co-autores [16] realizaron un interesante estudio teórico en el que se analizaban las propiedades del campo difundido por diferentes partículas con respuesta magnética. Observaron que en partículas con un tamaño mucho menor que la longitud de onda de la luz incidente tenían lugar extraños efectos de direccionalidad en la luz difundida por la partícula tales como la difusión *cero-backward* o *cero-forward* al ser esta iluminada a frecuencias concretas por una onda plana.

Concluyeron que cuando la permitividad eléctrica y la magnética son iguales ($\varepsilon = \mu$) la intensidad difundida en la dirección *backward* es nula para las dos posibles polarizaciones de la luz incidente. Por el contrario cuando la permitividad eléctrica es

igual a la magnética pero tienen signos opuestos ($\varepsilon = -\mu$) se satisface la condición de *cero-forward*.

Cuando estos efectos de direccionalidad tienen lugar, los primeros coeficientes de scattering del desarrollo multipolar de la teoría de Mie a_1 y b_1 se relacionan como

$$|a_1| = |b_1| \quad (3.4.1)$$

siendo $a_1 = b_1$ cuando $\varepsilon = \mu$ y $a_1 = -b_1$ cuando $\varepsilon = -\mu$.

Estos fenómenos de direccionalidad de la luz han sido observados de manera experimental en partículas dieléctricas con alto índice de refracción [17]. En el interior de estas partículas se producen fenómenos coherentes entre los campos electromagnéticos para las frecuencias en las que coinciden las resonancias dipolares eléctrica y magnética. Para determinadas longitudes de onda de la radiación incidente las partículas actúan como fuentes tipo Huygens, difundiendo toda la energía en la dirección *forward* o en la dirección *backward*, dando lugar a patrones de scattering como los mostrados en la Fig. 3.3.

Es sabido que el espectro de estas partículas dieléctricas queda totalmente determinado por las contribuciones dipolares eléctrica, representada por el coeficiente a_1 , y magnética, representada por el coeficiente b_1 [3] por lo que para unas longitudes de onda concretas, las partículas descritas satisfacen las condiciones de Kerker (3.4.1).

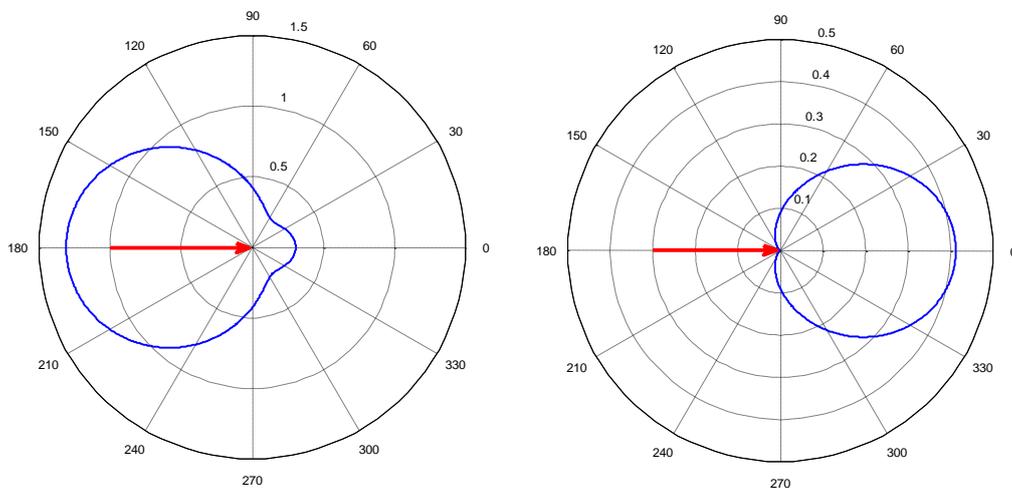


Figura 3.3. Representación angular de la intensidad difundida por una partícula esférica sin respuesta magnética de radio 9 nm y $\varepsilon = 16.5 + 0i$ que es iluminada por luz linealmente polarizada perpendicular al plano de scattering cuando se satisface la condición de *cero-forward* (izquierda, $\lambda = 69$ nm) o la condición de *cero-backward* (derecha, $\lambda = 84$ nm) [3]. La flecha roja indica la dirección de incidencia de la luz.

4. Resultados

En esta sección se presentan los resultados obtenidos así como el análisis y la interpretación física de los mismos. Asimismo, se introducen los programas creados para la obtención de dichos resultados y el sistema de laboratorio considerado.

4.1. Programas creados

Para realizar el estudio de las distintas configuraciones de nanopartículas he desarrollado un programa creado en el entorno MATLAB que se compone de diferentes funciones:

- **coeff_ab.m**: calcula los coeficientes de scattering a_n y b_n dados el índice de refracción del medio, el índice de refracción y el tamaño de la nanopartícula y la longitud de onda de la luz incidente.
- **coeff_cd.m**: calcula los coeficientes c_n y d_n dados el índice de refracción del medio, el índice de refracción y el tamaño de la nanopartícula y la longitud de onda de la luz incidente.
- **Eff.m**: calcula las eficiencias de extinción Q_{ext} , absorción Q_{abs} y scattering Q_s dados el índice de refracción del medio, el índice de refracción y el tamaño de la nanopartícula y la longitud de onda de la luz incidente.
- **PlotEff.m**: representa las eficiencias de extinción Q_{ext} , absorción Q_{abs} y scattering Q_s dados el índice de refracción del medio, el índice de refracción y el tamaño de la nanopartícula.
- **PlotEffScat.m**: representa la eficiencia de scattering Q_s total así como las contribuciones de cada coeficiente de Mie, dados el índice de refracción del medio, y el tamaño de la nanopartícula. Esta implementado para que en el caso de tratar con un índice de refracción no constante en el rango de longitudes de onda de trabajo se lea un fichero de texto con los distintos valores del índice de refracción para cada longitud de onda.
- **Fang.m**: calcula las funciones ángulo-dependientes π_n y τ_n dados el ángulo de scattering θ y el orden máximo de la serie.
- **AmplScat.m**: calcula las amplitudes de scattering S_1 y S_2 dados el índice de refracción del medio, el índice de refracción y el tamaño de la nanopartícula, la longitud de onda de la luz incidente y el ángulo de scattering θ .
- **PlotClejano_paralelo.m**: representa la intensidad difundida por la partícula ante una onda incidente paralelamente polarizada al plano de scattering dados el índice de refracción del medio, el índice de refracción y el tamaño de la nanopartícula y la longitud de onda de la luz incidente.
- **PlotClejano_perpendicular.m**: representa la intensidad difundida por la partícula ante una onda incidente perpendicularmente polarizada al plano de scattering dados el índice de refracción del medio, el índice de refracción y el tamaño de la nanopartícula y la longitud de onda de la luz incidente.

- **DireccionalidadKerker.m:** calcula el alcance y la direccionalidad de la intensidad difundida por la partícula ante una onda incidente perpendicularmente polarizada al plano de scattering dados el índice de refracción del medio, el índice de refracción y el tamaño de la nanopartícula y la longitud de onda de la luz incidente.
- **ScatMN.m:** calcula los vectores esféricos armónicos $M_{o1n}^{(3)}$ y $N_{e1n}^{(3)}$ en coordenadas esféricas en un punto dado (r, ϕ, θ) dados el índice de refracción del medio, el índice de refracción y el tamaño de la nanopartícula
- **IntMN.m:** calcula los vectores esféricos armónicos $M_{o1n}^{(1)}$ y $N_{e1n}^{(1)}$ en coordenadas esféricas en un punto dado (r, ϕ, θ) dados el índice de refracción del medio, el índice de refracción y el tamaño de la nanopartícula
- **ECercano.m:** calcula el campo eléctrico cercano en coordenadas esféricas y la intensidad del mismo en un punto dado (r, ϕ, θ) dados el índice de refracción del medio, el índice de refracción y el tamaño de la nanopartícula y la longitud de onda de la luz incidente.
- **PlotCCercano.m:** representa el campo eléctrico difundido por la nanopartícula dados el índice de refracción del medio, el índice de refracción y el tamaño de la nanopartícula y la longitud de onda de la luz incidente.

Para todos los cálculos se ha utilizado un valor máximo de términos en el desarrollo de Mie igual al número natural más cercano a

$$n_{m\acute{a}x} = x + 4 \cdot x^{1/3} + 2 \quad (4.1.1)$$

tal y como sugieren Bohren y Huffman [15].

4.2. Sistema de laboratorio

En todos los casos estudiados se ha considerado una partícula esférica dieléctrica de alto índice de refracción de 230 nm de radio y permeabilidad magnética $\mu = 1$ en el vacío.

Es sabido que una partícula de silicio del tamaño elegido presenta resonancias de tipo eléctrico y magnético y efectos de direccionalidad de la luz difundida en el rango del infrarrojo cercano, zona del espectro en la que se trabaja en comunicaciones ópticas. Se ha escogido este tamaño debido a las potenciales aplicaciones que una nanopartícula de estas características presenta en este campo. No obstante, esta elección no supone un obstáculo ya que los resultados pueden ser extrapolados a otras zonas del espectro:

- En el caso de trabajar con una partícula de mayor tamaño, los resultados estarían desplazados hacia longitudes de onda mayores en el espectro y disminuyendo el índice de refracción de la partícula se alcanzaría el rango de longitudes de onda presentado en este trabajo.
- En el caso de trabajar con una partícula con un índice de refracción más alto, los resultados estarían desplazados hacia longitudes de onda mayores en el espectro y disminuyendo el tamaño de la partícula se alcanzaría el rango de longitudes de onda presentado en este trabajo.

El esquema del sistema de laboratorio considerado se muestra en la *Fig. 4.1*, una partícula esférica de radio $a = 230$ nm situada en el origen de coordenadas del sistema de laboratorio es iluminada por una onda electromagnética plana linealmente polarizada en el eje x que viaja en la dirección z.

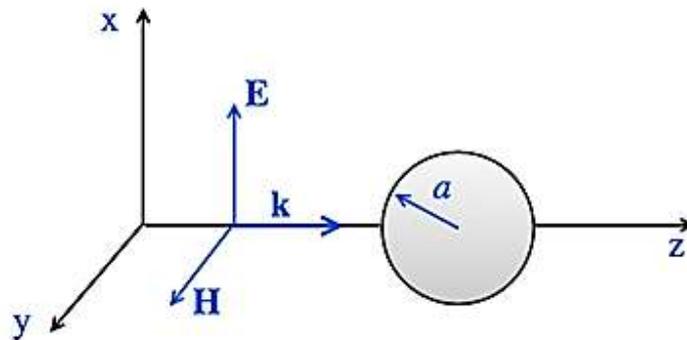


Figura 4.1. Esquema del sistema de laboratorio considerado a lo largo del estudio realizado.

4.3. Comprobación de los programas

Con el fin de comprobar la validez de los programas que he desarrollado, se han reproducido estudios de la eficiencia de scattering espectral, realizados en publicaciones anteriores [4,18]. Para ello se ha realizado un estudio de la eficiencia de scattering de una partícula metálica y de una partícula dieléctrica de alto índice de refracción, en unas condiciones en las cuales su comportamiento ya ha sido analizado y es por tanto conocido.

Estudiando la eficiencia de scattering de estas partículas se observan varios picos a distintas longitudes de onda, cada uno de ellos correspondiente a una resonancia. Estas resonancias pueden ser de tipo eléctrico o magnético fruto de una distribución de carga simple, dipolar, o de una distribución de carga más compleja, cuadrupolar, octopolar, etc.

El estudio de las eficiencias de cada coeficiente del desarrollo multipolar de la teoría de Mie, permite conocer el carácter de cada resonancia sin necesidad de recurrir al estudio de las distribuciones de carga generadas en el interior de la partícula. La superposición de las eficiencias de cada coeficiente genera el espectro global de la partícula.

4.3.1. Partícula metálica

Las partículas metálicas, como ya se ha mencionado, sólo exhiben resonancias plasmónicas significativas de tipo eléctrico.

Durante el auge del estudio de nanopartículas metálicas se realizaron gran cantidad de estudios sobre las resonancias plasmónicas en metales, en concreto en los metales nobles, uno de los ejemplos más estudiados es el oro [18]. Se ha estudiado una esfera de oro de 40 nm en el vacío.

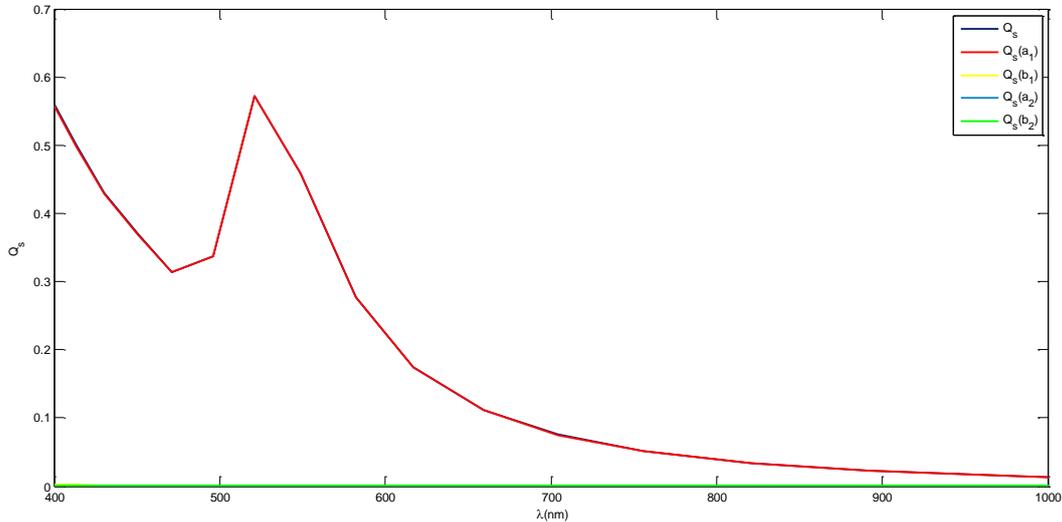


Figura 4.2. Eficiencia de scattering Q_s en función de la longitud de onda de la radiación incidente de una esfera de oro de 40 nm en el vacío. Se muestran las contribuciones de cada coeficiente de Mie $Q_s(a_1)$, $Q_s(b_1)$, $Q_s(a_2)$ y $Q_s(b_2)$.

La eficiencia de scattering de una esfera de oro de radio $a = 40$ nm en el vacío se muestra en la Fig. 4.2. Se observa que las contribuciones de tipo magnético ($Q_s(b_1)$ y $Q_s(b_2)$) son despreciables frente a las de tipo dipolar eléctrico. La eficiencia queda completamente determinada a partir del coeficiente a_1 , presentando una resonancia de tipo dipolar eléctrico en $\lambda = 520$ nm. Los resultados presentados en la Fig. 4.2 están en acuerdo con los encontrados en la referencia [18].

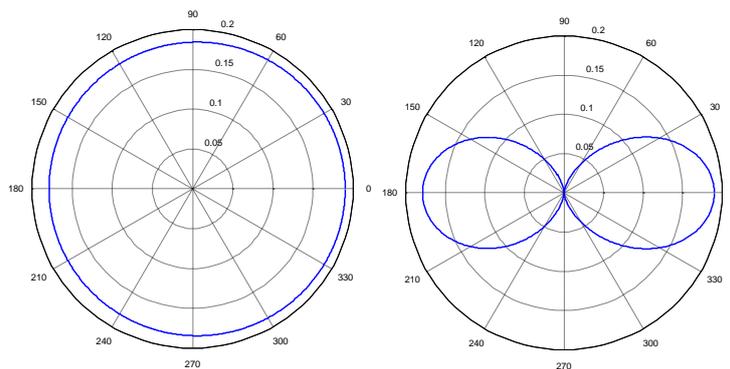


Figura 4.3. Diagramas de scattering de una partícula esférica de oro de radio 40 nm que es iluminada por una onda plana con longitud de onda 521 nm, correspondiente a la excitación de la resonancia dipolar eléctrico. Se muestran las dos polarizaciones con el campo eléctrico perpendicular (izquierda) y paralelo (derecha) al plano de incidencia.

En la Fig. 4.3 se muestran las intensidades del campo lejano correspondientes al pico de resonancia asociada al coeficiente a_1 . El carácter dipolar eléctrico de esta resonancia queda comprobado mediante estas representaciones, en las que se observa que cuando la partícula es iluminada con luz linealmente polarizada perpendicular al plano de incidencia, la distribución angular de la luz difundida es una circunferencia mientras que si la luz está linealmente polarizada paralela al plano de incidencia el patrón de intensidades obtenido es una ocho invertido.

4.3.2. Partícula dieléctrica de alto índice de refracción

Tal y como ya se ha comentado, el principal interés de las nanopartículas dieléctricas frente a sus compañeras metálicas es la ventaja de no presentar pérdidas, además de la presencia de propiedades magnetodieléctricas pueden ser aprovechadas para producir efectos de direccionalidad en la luz difundida.

En anteriores publicaciones se ha estudiado la respuesta magnética de nanopartículas de silicio en el infrarrojo [4], analizando las distintas resonancias que aparecen en el espectro y el origen eléctrico o magnético de las mismas. Se ha estudiado una esfera de silicio de 230 nm en el vacío. En este régimen el índice de refracción del silicio puede ser aproximado por una constante real $n = 3.5$.

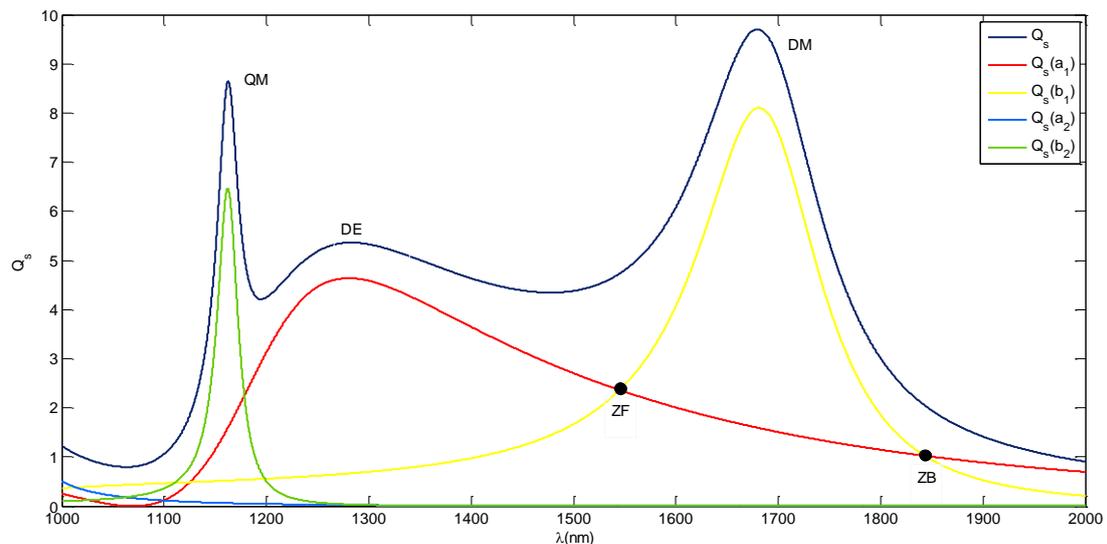


Figura 4.4. Eficiencia de scattering Q_s en función de la longitud de onda de la radiación incidente de una esfera de silicio de 230 nm en el vacío. Se ha considerado que la esfera está caracterizada por un índice de refracción constante $n = 3.5$. Se muestran las contribuciones de cada coeficiente de Mie $Q_s(a_1)$, $Q_s(b_1)$, $Q_s(a_2)$ y $Q_s(b_2)$. ZF y ZB son los puntos en los cuales se dan las condiciones de Kerker *cero-forward* y *cero-backward* respectivamente.

La eficiencia de scattering de una esfera de silicio de radio 230 nm se representa en la Fig. 4.4, esta presenta tres resonancias: la primera de ellas situada a una longitud de

onda $\lambda = 1161$ nm es de tipo cuadrupolar magnético, la segunda en $\lambda = 1250$ nm es de tipo dipolar eléctrico y la última situada en $\lambda = 1680$ nm es de tipo dipolar magnético. La eficiencia de scattering de la partícula estudiada queda totalmente determinada, en el régimen del infrarrojo cercano $\lambda \in [1,2]$ μm , por las contribuciones dipolar eléctrica y magnética y cuadrupolar magnética, es decir por los coeficientes a_1 , b_1 y b_2 . Como ya se ha comentado, las partículas que tienen parte de su espectro definido por las contribuciones dipolares eléctrica (a_1) y magnética (b_1) satisfacen la condición de Kerker (3.4.1). En la *Fig. 4.4* se muestran destacados los puntos en los cuales las resonancias dipolares eléctrica y magnética son coincidentes, en dichos puntos se producen los efectos de direccionalidad *cero-backward* (ZB) y *cero-forward* (ZF).

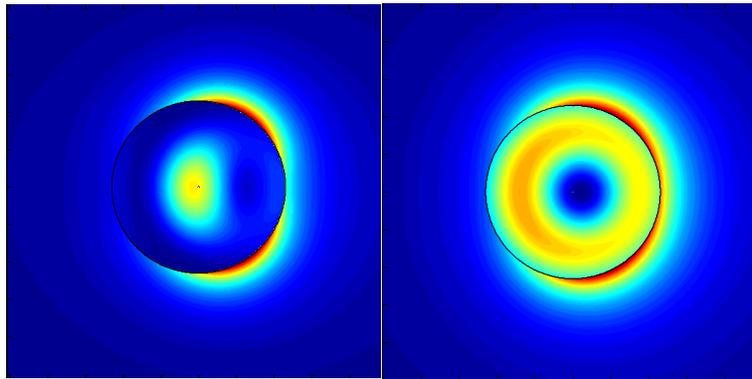


Figura 4.5. Intensidad del campo eléctrico cercano difundido por una partícula esférica de silicio de radio 230 nm e índice de refracción $n = 3.5$ que es iluminada por una onda plana de 1250 nm (izquierda) y de 1680 nm (derecha). Las longitudes de onda se corresponden con las longitudes de onda de excitación de la resonancia dipolar eléctrica y dipolar magnética respectivamente.

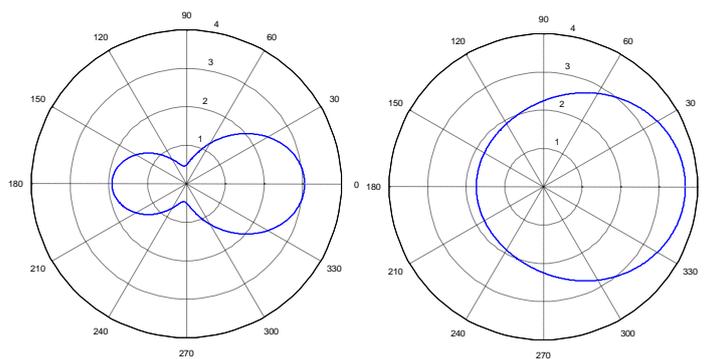


Figura 4.6. Diagramas de scattering de una partícula esférica de silicio de radio 230 nm e índice de refracción $n = 3.5$ que es iluminada por una onda plana de 1250 nm (izquierda) y de 1680 nm (derecha). Las longitudes de onda se corresponden con las longitudes de onda de excitación de la resonancia dipolar eléctrica y dipolar magnética respectivamente. Se muestra la polarización con el campo eléctrico perpendicular al plano de scattering.

El carácter de las resonancias dipolar eléctrica y dipolar magnética queda claramente demostrado por las representaciones en campo cercano y lejano de la intensidad difundida por la nanopartícula mostradas en las *Figs. 4.5 y 4.6*. En las cercanías del pico a_1 , $\lambda = 1250$ nm, la partícula se comporta como un dipolo eléctrico presentando la característica distribución de campo de dos lóbulos. Por el contrario, al aumentar la longitud de onda hasta alcanzar el pico b_1 , $\lambda = 1680$ nm, la partícula pasa a comportarse como un dipolo magnético presentando una distribución del campo eléctrico circular.

Los resultados encontrados están en completo acuerdo con los mostrados en la referencia [4].

4.4. Estudio de las eficiencias en función de las propiedades ópticas

Como ya se ha comentado uno de los objetivos de este trabajo es el estudio de las eficiencias de scattering, extinción y absorción en función de las propiedades ópticas de las nanopartículas consideradas. El estudio realizado está estructurado en dos partes principales: estudio de partículas dieléctricas con índice de refracción real (sin pérdidas) y estudio de partículas dieléctricas con índice de refracción complejo (con pérdidas).

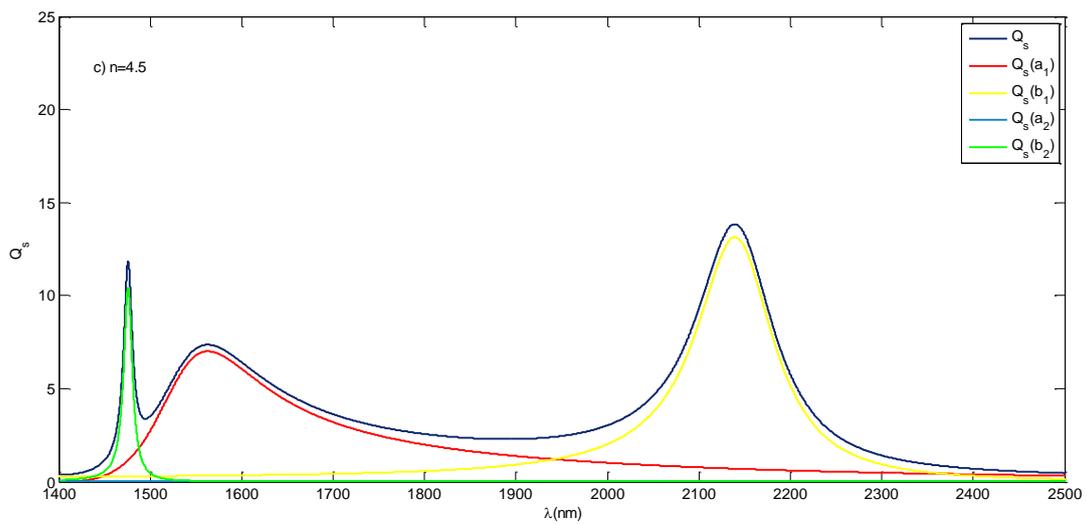
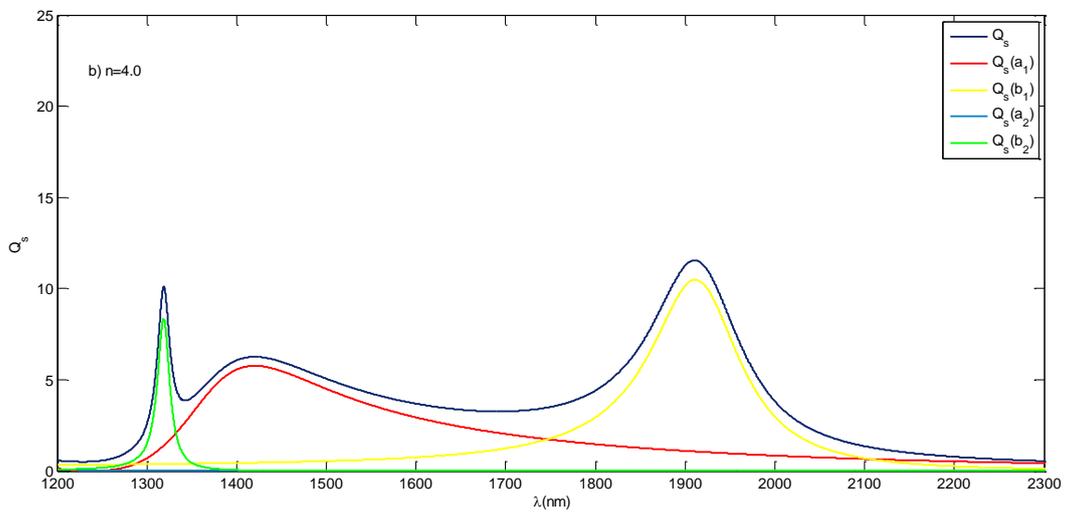
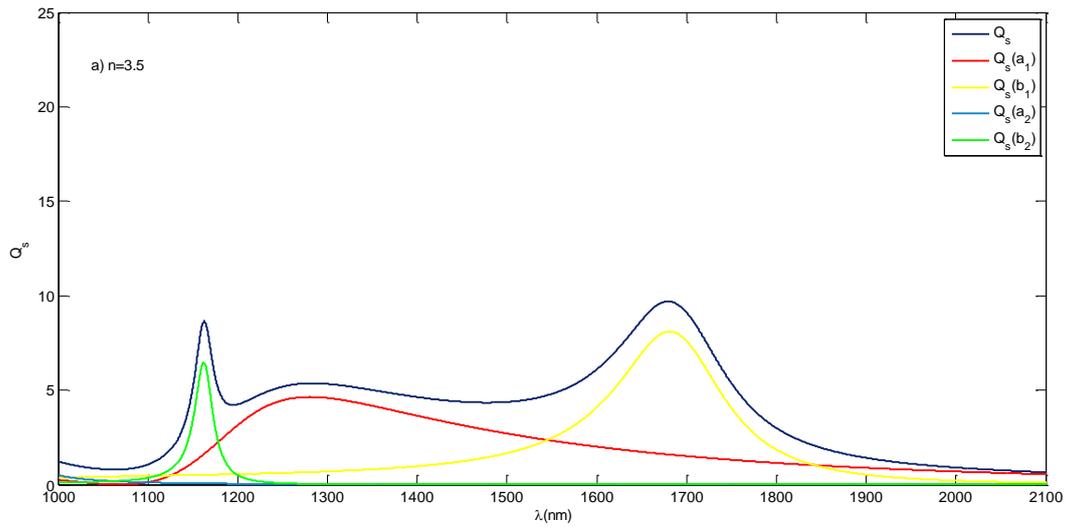
Se han elegido unos valores del índice de refracción $n = 3.5, 4.0, 4.5, 5.0, 5.5$ y 6 a los que posteriormente se les ha introducido unos valores $\kappa = 0.01$ y 0.1 para el índice de extinción. El estudio de unas nanopartículas con valores tan elevados del índice de refracción no es algo meramente hipotético, en la actualidad se han conseguido fabricar materiales que presentan una constante dieléctrica $\epsilon = 81$ en otras zonas del espectro electromagnético. Con el avance en la creación de nuevos materiales, nanopartículas con los índices de refracción considerados en la zona del espectro estudiada en este trabajo, serán una realidad en un futuro no muy lejano.

4.4.1. Partícula dieléctrica de alto índice de refracción sin pérdidas

En las partículas dieléctricas consideradas, sin parte imaginaria en el índice de refracción, no existe absorción y por tanto, por conservación de la energía, la eficiencia de scattering es igual a la eficiencia de extinción. Bajo estas condiciones es posible asumir que la condición de Kerker (3.4.1) es equivalente a:

$$Q_s(a_1) = Q_s(b_1) \quad (4.4.1)$$

En la *Fig. 4.7* se muestra la eficiencia de scattering en función de la longitud de onda del campo incidente para los distintos valores del índice de refracción considerados.



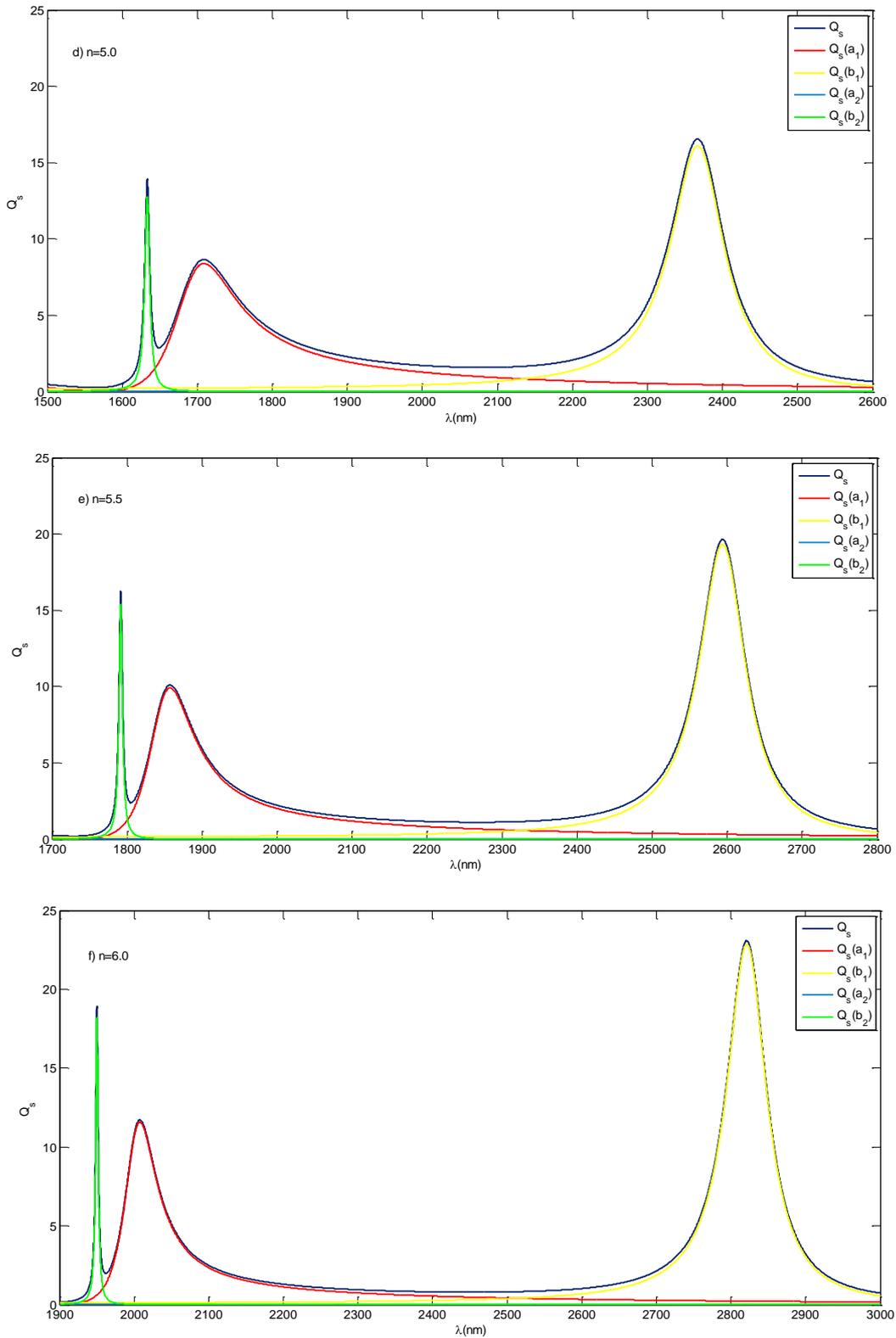


Figura 4.7. Eficiencia de scattering en función de la longitud de onda de la radiación incidente de una esfera de diferentes índices de refracción en el vacío: a) $n = 3.5$, b) $n = 4.0$, c) $n = 4.5$, d) $n = 5.0$, e) $n = 5.5$ y f) $n = 6.0$. Se muestran las contribuciones de Q_s cada coeficiente de Mie.

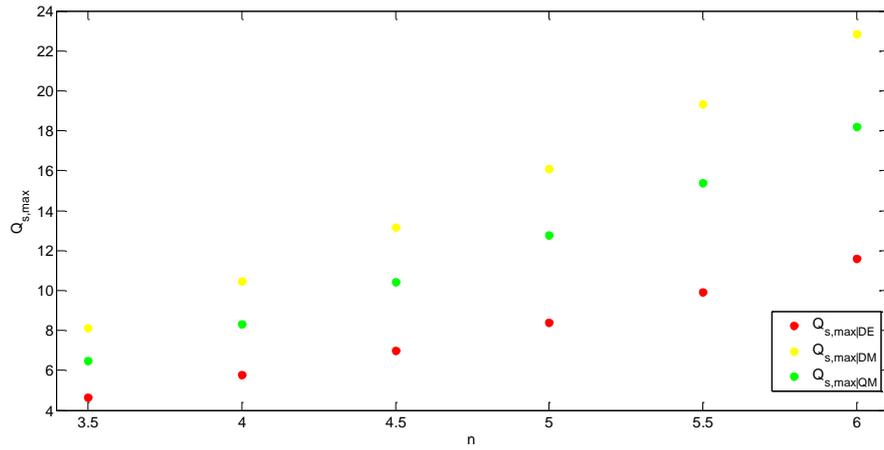


Figura 4.8. Valores de Q_s máximos de las diferentes resonancias en función del índice de refracción.

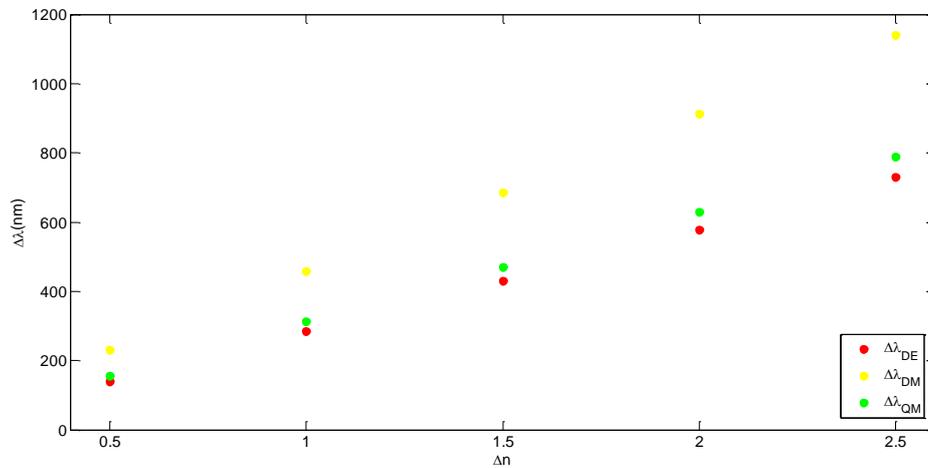


Figura 4.9. Corrimiento de los máximos en el espectro de Q_s en función del índice de refracción.

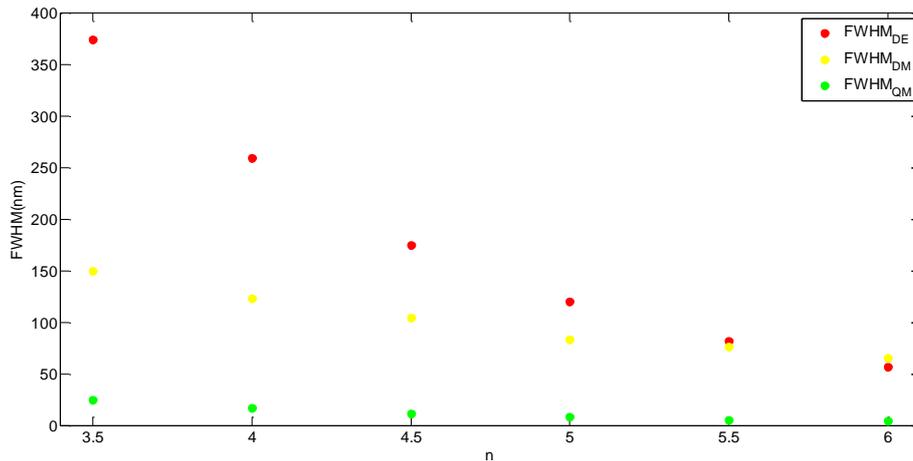


Figura 4.10. Anchura a media altura de las resonancias presentes en el espectro de Q_s en función del índice de refracción.

De acuerdo con los resultados obtenidos se observa que al aumentar el índice de refracción el valor de Q_s máximo que presenta cada resonancia se incrementa en un 150% en el caso de la resonancia dipolar eléctrica, un 182% en el caso de la dipolar

magnética y en un 181% en el caso de la cuadrupolar magnética. Este aumento es más acusado en las resonancias magnéticas que en la eléctrica, siendo la evolución del máximo de Q_s de la resonancia dipolar magnética con el índice de refracción la que presenta una mayor pendiente como se observa en la *Fig. 4.8*.

Además, tal y como se observa en la *Fig. 4.9*, al aumentar el índice de refracción existe un corrimiento de las longitudes de onda en las cuales se producen las resonancias hacia longitudes de onda mayores (corrimiento hacia el rojo), siendo el corrimiento de la resonancia dipolar magnética más acusado que el de la dipolar eléctrica. Este corrimiento hacia el rojo de las resonancias ha sido observado también en estudio de la eficiencia de scattering en función del tamaño de partículas metálicas. En dichos estudios, este fenómeno es explicado a partir de una disminución en el periodo de oscilación de los electrones de conducción producida por el aumento del tamaño de la partícula, debido a esto la frecuencia de la radiación difundida disminuye y por tanto la longitud de onda de la misma se desplaza hacia longitudes de onda mayores. Pensamos que pese a que el presente estudio se basa en partículas dieléctricas (carga ligada) la explicación del corrimiento al rojo de las resonancias es equivalente: un aumento en el índice de refracción de la partícula no supone más que un aumento en la cantidad de material lo que lo convierte en algo más costoso de mover, disminuyendo así el periodo de oscilación, al igual que sucede bajo un aumento en el tamaño de la partícula.

Respecto a la anchura de las resonancias, se observa claramente que para cada caso analizado cuanto mayor es el índice de refracción de la partícula, más estrecho es el pico de resonancia. Dicho de otra manera, la evolución de la anchura de la resonancia con el índice de refracción presenta una pendiente negativa como se observa en la *Fig. 4.10*. Es interesante destacar que las resonancias de tipo dipolar eléctrico son más anchas que las de tipo dipolar magnético. El modo cuadrupolar magnético, relacionado con el coeficiente b_2 , es el más estrecho y prácticamente no cambia en todo el rango de valores de n estudiados.

Si nos centramos en el estudio de la condición $Q_s(a_1) = Q_s(b_1)$ (Eq. (4.4.1)) es posible observar que conforme se incrementa el índice de refracción, las longitudes de onda λ_{ZB} y λ_{ZF} a las cuales se producen los efectos de direccionalidad se alejan entre sí: los puntos de cruce entre las eficiencias de los coeficientes a_1 y b_1 se presentan más alejados. Además es posible observar que al aumentar el índice de refracción, dichos puntos de cruce se producen a valores menores de Q_s (por el efecto del estrechamiento de las resonancias) presentándose, en todo momento, el punto de cruce correspondiente a la difusión *cero-forward* por encima del correspondiente a la difusión *cero-backward* por la propia estructura de las resonancias.

En la *Fig. 4.11* se muestran los corrimientos de las longitudes a las cuales se producen los efectos de direccionalidad *cero-backward* y *cero-forward* en función del índice de refracción. En ella se observa que la longitud de onda a la cual se produce la difusión *cero-backward* se desplaza más en un mismo incremento del índice de refracción que la longitud de onda a la cual se produce el *cero-forward*.

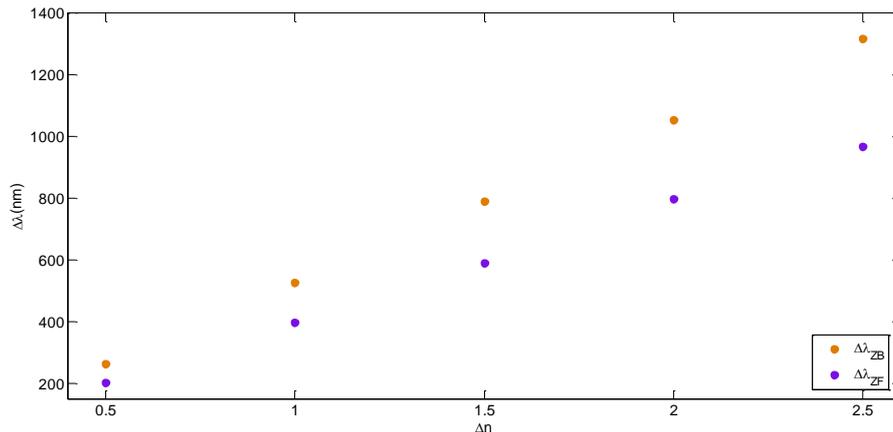
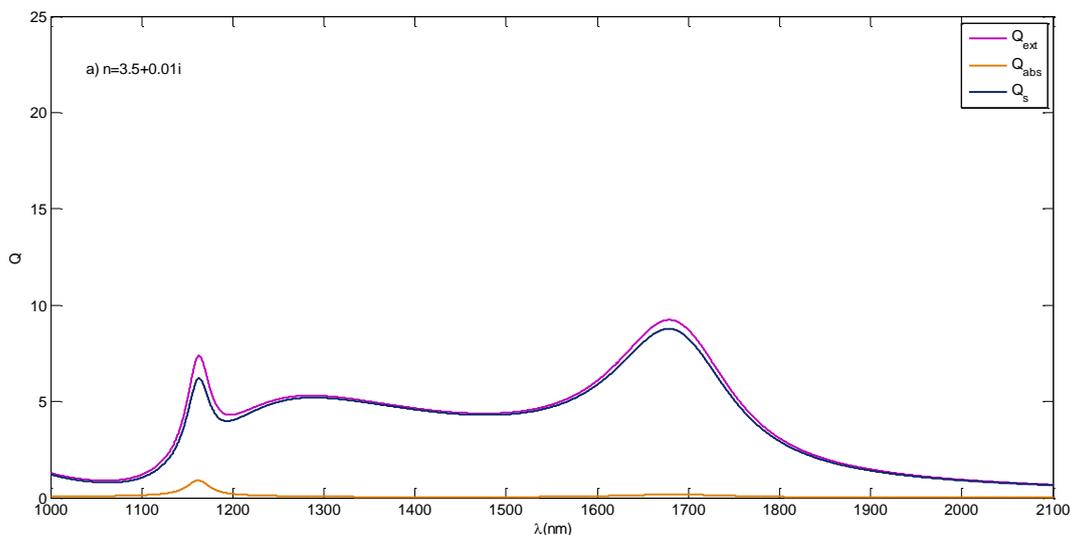


Figura 4.11. Corrimiento de las longitudes de onda a las cuales se producen los efectos de direccionalidad *cero-backward* $\Delta\lambda_{ZB}$ y *cero-forward* $\Delta\lambda_{ZF}$ en función de las variaciones del índice de refracción.

4.4.2. Partícula dieléctrica de alto índice de refracción con pérdidas

En esta sección, las partículas dieléctricas consideradas presentan valores del índice de refracción en los que se ha introducido unos valores $\kappa = 0.01$ y 0.1 para la parte imaginaria. Bajo estas circunstancias la aproximación realizada en la sección anterior no puede ser aplicada y las condiciones de Kerker han de ser calculadas de la manera en la que fueron presentadas originalmente. Ver Ec. (3.4.1).

En las siguientes figuras se muestra la eficiencia de scattering, extinción y absorción en función de la longitud de onda del campo incidente para distintos valores del índice de refracción en los que se ha introducido un valor del índice de extinción $\kappa = 0.01$ (Fig. 4.12) y $\kappa = 0.1$ (Fig. 4.13). Por comodidad, no se muestran los casos en los que el índice tiene valores intermedios, no obstante estos serán comentados en el análisis de los resultados.



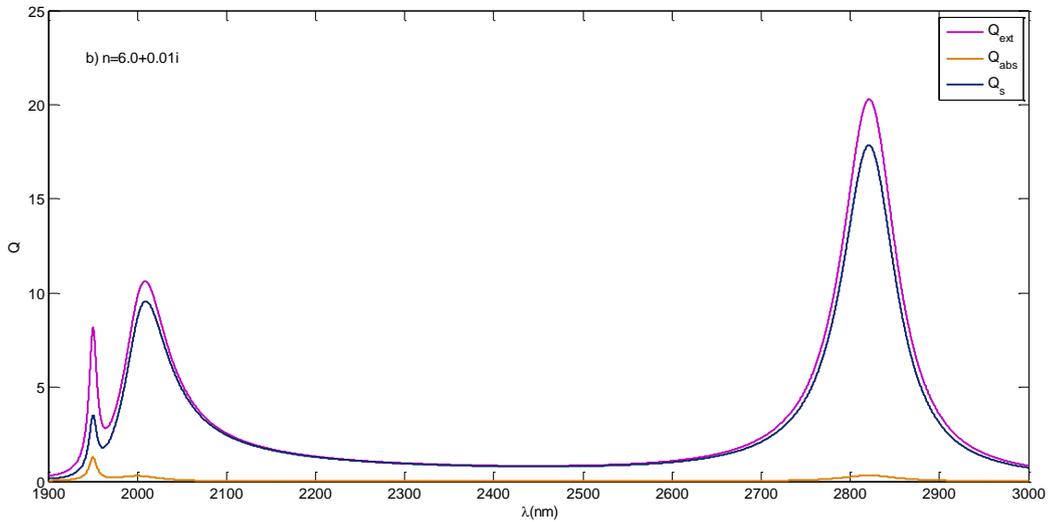
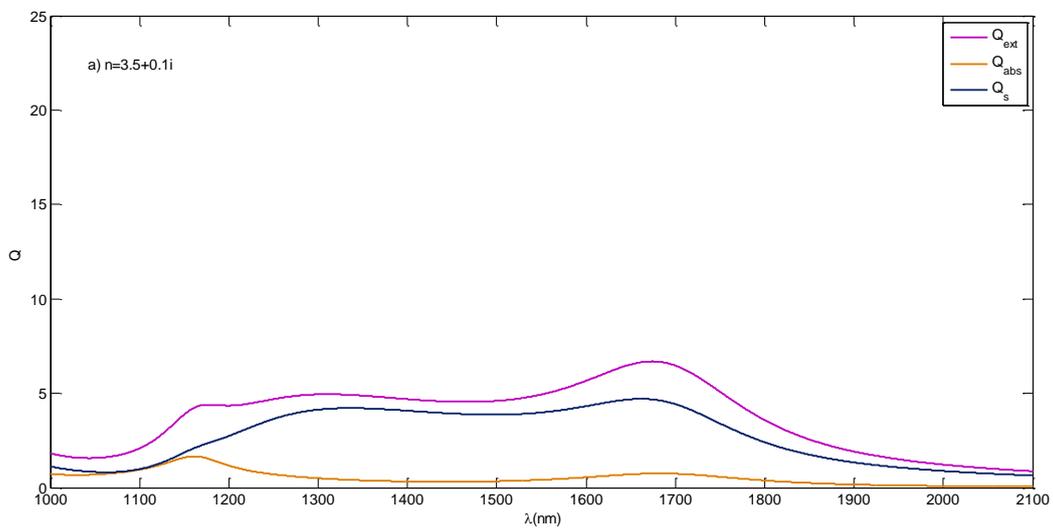


Figura 4.12. Eficiencia de scattering, absorción y extinción en función de la longitud de onda de la radiación incidente de una partícula de diferentes índices de refracción en el vacío. En todos los índices se ha introducido un valor del índice de extinción constante $\kappa = 0.01$.



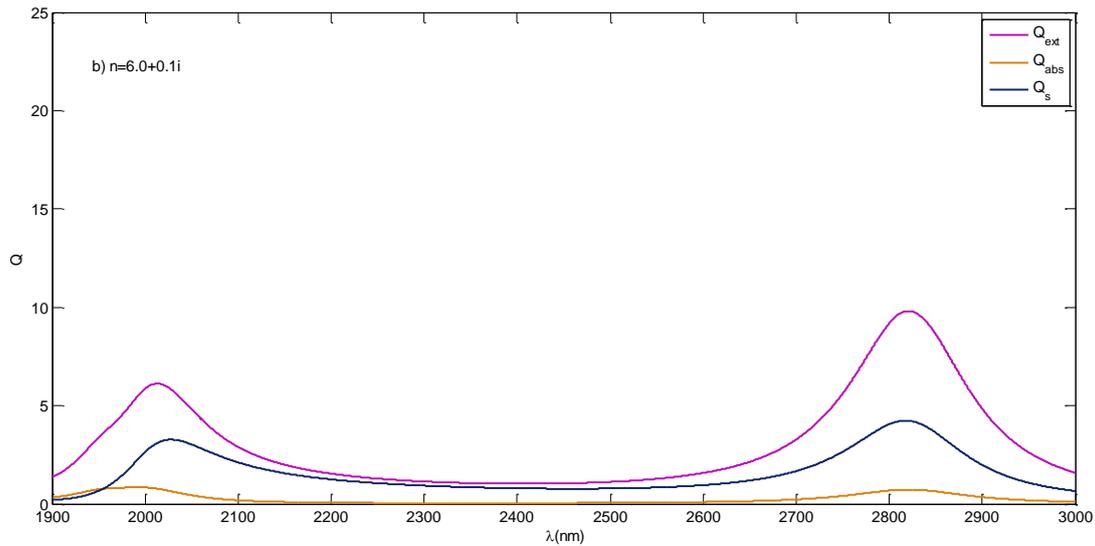


Figura 4.13. Eficiencia de scattering, absorción y extinción en función de la longitud de onda de la radiación incidente de una partícula de diferentes índices de refracción en el vacío. En todos los índices se ha introducido un valor del índice de extinción constante $\kappa = 0.1$.

Tal y como se observa en las Figs. 4.12 y 4.13 el comportamiento de la eficiencia de scattering cambia radicalmente bajo la introducción de pérdidas en el índice de refracción de la partícula, se observa además que bajo estas circunstancias la eficiencia de absorción cobra importancia. Estos efectos son más acusados en el caso de $\kappa = 0.1$, las resonancias aparecen fuertemente amortiguadas, siendo la resonancia cuadrupolar magnética la más afectada llegando prácticamente a desaparecer. Debido a esto, solo se incluye explícitamente el análisis detallado de los datos correspondientes al caso $\kappa = 0.01$ que se presenta a continuación.

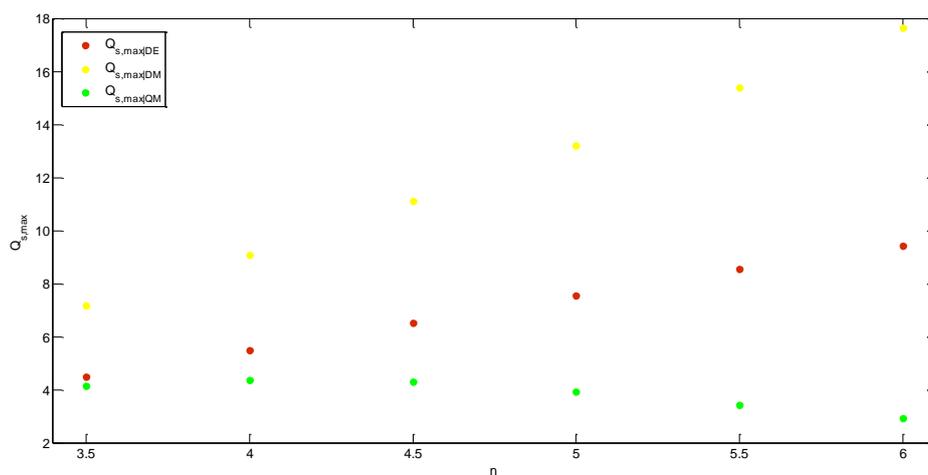


Figura 4.14. Valores de Q_s máximos de las diferentes resonancias en función del índice de refracción $n + 0.01i$.

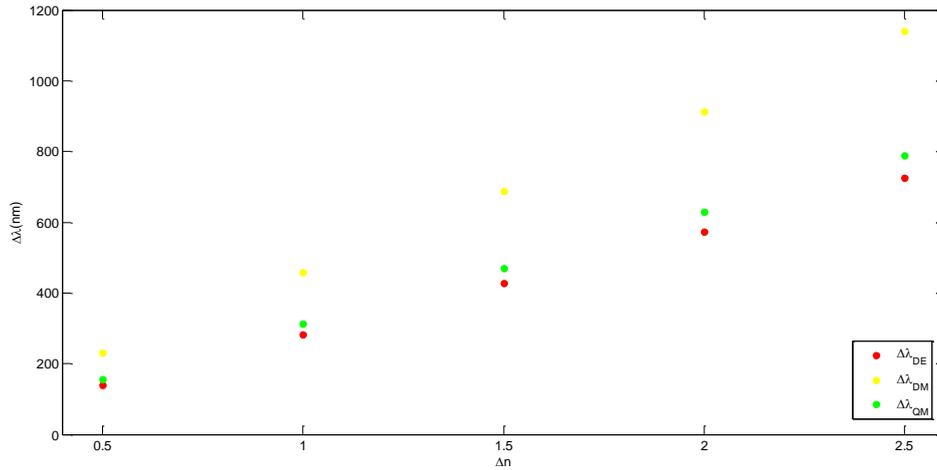


Figura 4.15. Corrimiento de los máximos en el espectro de Q_s en función del índice de refracción.

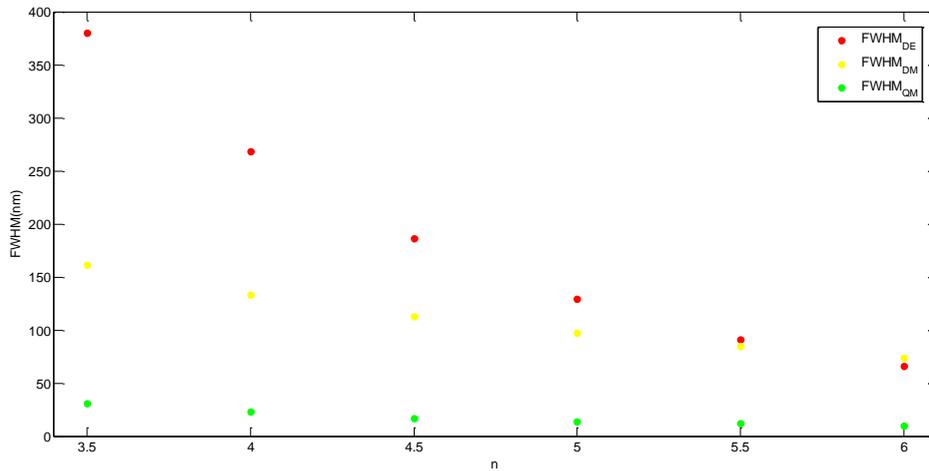


Figura 4.16. Anchura a media altura de las resonancias presentes en el espectro de Q_s en función del índice de refracción $n + 0.01i$.

En la Fig. 4.14 se muestran los valores de Q_s máximos de las distintas resonancias en función del índice de refracción. Se observa que al aumentar el índice de refracción el valor de Q_s máximo que presentan las resonancias dipolar eléctrica y dipolar magnética se incrementa, un 110% en el caso de la primera y un 145% en el caso de la segunda. Por el contrario los valores de Q_s máximos correspondientes a la resonancia cuadrupolar magnética disminuyen un 30% con el aumento del índice de refracción.

Comparando este comportamiento de los máximos de Q_s con el observado en el caso de partículas con índice de refracción real (ver Fig. 4.8) es claro observar que los valores de la eficiencia de scattering disminuyen fuertemente. La parte compleja del índice de refracción de un material se relaciona con la absorción. Así, cuando el índice de refracción de la partícula es complejo, una parte de la luz incidente es absorbida y por

conservación de la energía, la luz difundida disminuye respecto al caso de las partículas con índice real. Esta absorción afecta en mayor medida a la resonancia cuadrupolar magnética cuyo valor máximo disminuye con el índice de refracción, cambiando de tendencia respecto a lo observado en partículas sin pérdidas.

En la Fig. 4.15 se muestra el corrimiento de los máximos en el espectro en función del índice de refracción. Se observa que al aumentar el índice de refracción existe un corrimiento de las longitudes de onda en las cuales se producen las resonancias hacia longitudes de onda mayores (corrimiento hacia el rojo). Presentando la resonancia dipolar magnética el corrimiento más acusado.

La Fig. 4.16 muestra la anchura a media altura de las resonancias presentes en el espectro en función del índice de refracción. Se observa que cuánto mayor es el índice de refracción de la partícula más estrecho es el pico de resonancia. El modo cuadrupolar magnético es el más estrecho y se mantiene aproximadamente constante en el rango de valores de n estudiado.

La variación de la anchura con el índice de refracción, así como el corrimiento de las resonancias, muestra el mismo comportamiento que en el caso de la partícula con índice de refracción real.

Centrándonos en el estudio de los puntos en los cuales se producen los efectos de direccionalidad, se observa que al igual que sucedía en el caso de partículas con un índice de refracción real, las longitudes de onda a las cuales se producen dichos efectos de direccionalidad se alejan entre sí. En la Fig. 4.17 se representan los corrimientos de las longitudes de onda λ_{ZB} y λ_{ZF} en función de las variaciones del índice de refracción.

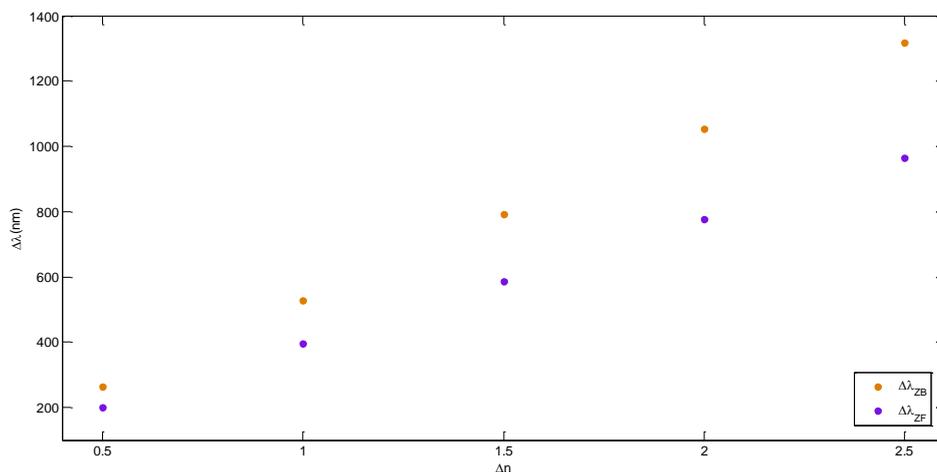


Figura 4.17. Corrimiento de las longitudes de onda a las cuales se producen los efectos de direccionalidad *cero-backward* $\Delta\lambda_{ZB}$ y *cero-forward* $\Delta\lambda_{ZF}$ en función de las variaciones del índice de refracción $n + 0.01i$.

De acuerdo con la Fig. 4.17 la longitud de onda a la cual se produce el *cero-backward* se desplaza más en un mismo incremento del índice de refracción que la longitud de

onda a la cual se produce el *cero-forward*. El comportamiento de estas longitudes de onda no se ha visto afectado bajo la introducción de pérdidas en el índice de refracción de la partícula difusora.

4.5. Alcance y direccionalidad de la luz en función de las propiedades ópticas

En esta sección se estudiará la evolución de las condiciones de Kerker en función del índice de refracción del difusor, en concreto se estudiarán el alcance y direccionalidad que presenta la radiación electromagnética cuando se satisfacen las condiciones de Kerker. Para ello, se estudiarán los diagramas de scattering generados cuando se satisfacen dichas condiciones.

El alcance se ha calculado como el valor máximo de la intensidad difundida en la dirección *forward* en el caso de la difusión *cero-backward* y en la dirección *backward* en el caso de la difusión *cero-forward*.

La direccionalidad ha sido calculada como el cociente entre el área comprendida entre los ángulos 330° y 30° y el área total

$$direccionalidad_{ZB} = \frac{A_{330^\circ-30^\circ}}{A_T} \quad (4.5.1)$$

en el caso de la difusión *cero-backward*, mientras que para el caso *cero-forward* ha sido calculada como el cociente entre el área comprendida entre los ángulos 150° y 210° y el área total

$$direccionalidad_{ZF} = \frac{A_{150^\circ-210^\circ}}{A_T} \quad (4.5.2)$$

En todos los casos sólo se ha considerado la polarización de la luz incidente perpendicular al plano de scattering, ya que la intensidad difundida por la partícula es igual para las dos polarizaciones bajo las condiciones de Kerker.

4.5.1. Partícula dieléctrica de alto índice de refracción sin pérdidas

La *Fig. 4.18* muestra los diagramas de scattering cuando se satisfacen las condiciones de *cero-backward* y *cero-forward* respectivamente, para diferentes valores del índice de refracción ($n = 3.5, 4, 4.5, 5, 5.5$ y 6). La *Tab. 4.1* resume los valores del alcance y direccionalidad encontrados en las dos condiciones mencionadas.

<i>n</i>	CERO-BACKWARD		CERO-FORWARD	
	<i>alcance</i>	<i>direccionalidad</i>	<i>alcance</i>	<i>direccionalidad</i>
3.5	1.0	0.66	1.9	0.38
4.0	0.48	0.66	1.4	0.47
4.5	0.24	0.65	0.87	0.53
5.0	0.13	0.65	0.52	0.56
5.5	0.070	0.65	0.32	0.57
6.0	0.041	0.65	0.20	0.58

Tabla 4.1. Valores máximos y direccionalidad de la intensidad difundida por una nanopartícula esférica en función de su índice de refracción cuando se satisface la condición de *cero-forward* o la condición de *cero-backward*.

En el caso de la difusión *cero-backward* se observa que con el aumento del índice de refracción de la partícula difusora el alcance disminuye. Este resultado es consistente con los presentados en la sección 4.4.1 en los que se observaba que los puntos de cruce de las eficiencias de los coeficientes a_1 y b_1 se presentaban a valores menores de intensidad conforme aumentaba el índice de refracción. La direccionalidad por su parte, se mantiene prácticamente estable al cambio de n en un valor de 0.65.

En la difusión *cero-forward* se observa una disminución del alcance con el aumento del índice de refracción. La direccionalidad por el contrario aumenta en un 52% con el aumento de n .

Comparando ambos casos, se observa que bajo la condición *cero-forward* el alcance de la luz es mayor que bajo la condición *cero-backward* en cada par de valores estudiados. Esto es consistente con los resultados presentados en la sección 4.4.1 en los que se observaba que el cruce de eficiencias correspondiente a la condición *cero-forward* se sitúa a valores de Q_s mayores que el correspondiente a la condición *cero-backward*. Por el contrario, se observa que la direccionalidad que presentan los diagramas de scattering que satisfacen la condición *cero-backward* es mayor que la que presentan los correspondientes a la condición *cero-forward*.

Por último, cabe destacar que pese a que el alcance de las dos condiciones disminuye con el índice de refracción, el de la condición *cero-backward* lo hace en mayor medida que el de la condición *cero-forward*, presentando una disminución del 96% frente al 90% que presenta la condición *cero-forward*.

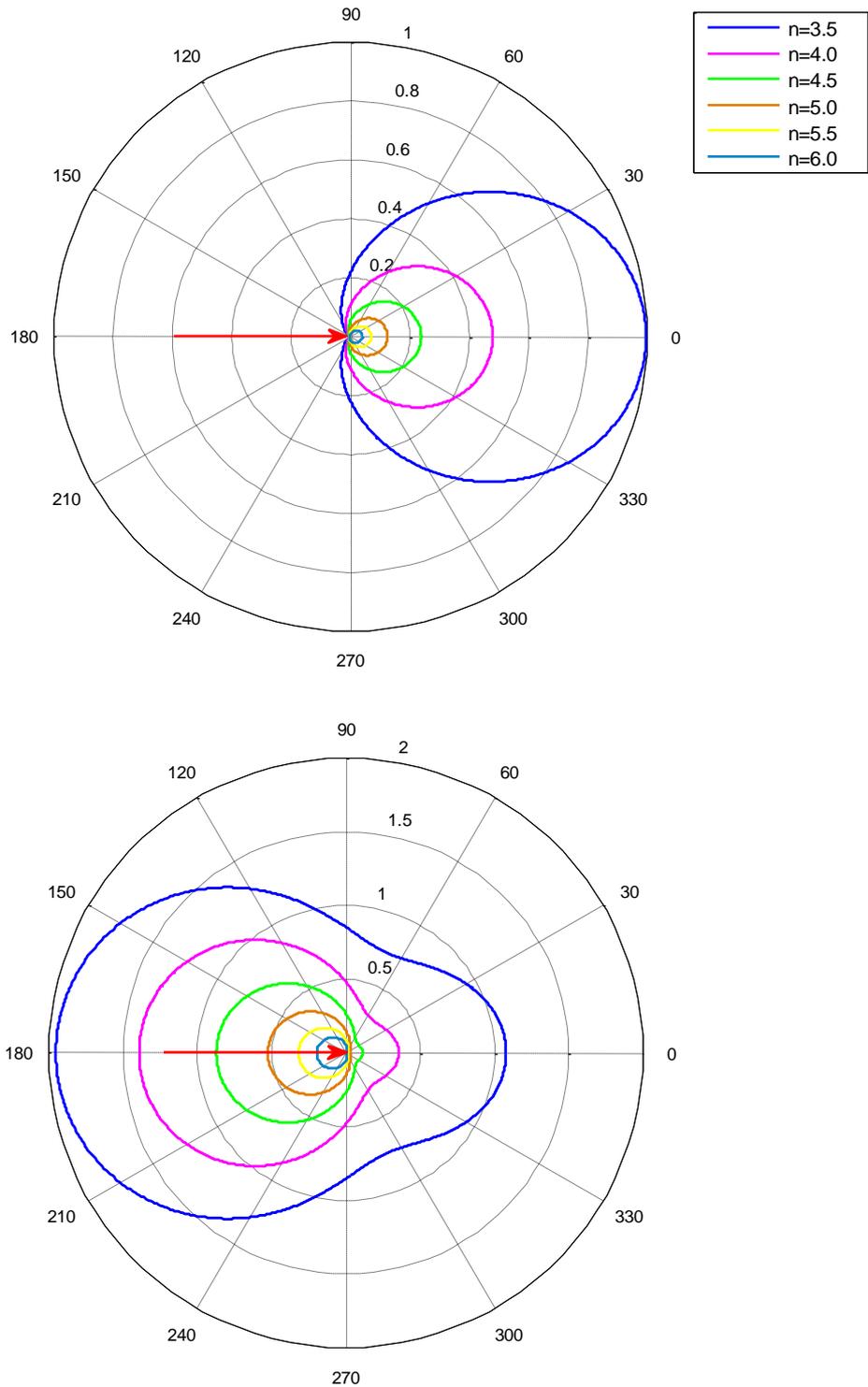


Figura 4.18. Diagramas de scattering de la intensidad difundida por una partícula esférica dieléctrica de alto índice de refracción iluminada por luz linealmente polarizada perpendicular al plano de scattering. Para cada índice de refracción de la partícula, la longitud de la luz incidente es tal que se verifica que la intensidad difundida es mínima en la dirección *backward* (arriba) y en la dirección *forward* (abajo). La flecha roja indica la dirección de incidencia de la luz.

4.5.2. Partícula dieléctrica de alto índice de refracción con pérdidas

Las *Figs. 4.19* y *4.20* muestran los diagramas de scattering cuando se satisfacen las condiciones *cero-backward* y *cero-forward* respectivamente, para diferentes valores del índice de refracción y extinción ($n = 3.5, 4, 4.5, 5, 5.5$ y 6 , $\kappa = 0.01$ y 0.1). La *Tab. 4.2* resume los valores del alcance y direccionalidad encontrados en las dos condiciones mencionadas.

Las mencionadas figuras muestran que las condiciones *cero-backward* y *cero-forward* se mantienen en el rango de n estudiado a pesar de la introducción de pérdidas en las nanopartículas.

n	CERO-BACKWARD		CERO-FORWARD	
	<i>alcance</i>	<i>direccionalidad</i>	<i>alcance</i>	<i>direccionalidad</i>
$3.5 + 0.01i$	0.93	0.66	1.8	0.37
$4.0 + 0.01i$	0.44	0.66	1.4	0.47
$4.5 + 0.01i$	0.21	0.65	0.86	0.52
$5.0 + 0.01i$	0.11	0.65	0.52	0.55
$5.5 + 0.01i$	0.060	0.65	0.31	0.57
$6.0 + 0.01i$	0.035	0.65	0.20	0.58
$3.5 + 0.1i$	0.58	0.64	1.4	0.30
$4.0 + 0.1i$	0.24	0.63	1.1	0.41
$4.5 + 0.1i$	0.11	0.62	0.74	0.48
$5.0 + 0.1i$	0.045	0.61	0.47	0.53
$5.5 + 0.1i$	0.021	0.59	0.30	0.55
$6.0 + 0.1i$	0.010	0.58	0.19	0.57

Tabla 4.2. Valores máximos y direccionalidad de la intensidad difundida por una nanopartícula esférica en función de su índice de refracción cuando se satisface la condición de *cero-forward* o la condición de *cero-backward*.

Tal y como puede observarse, la difusión nula en la dirección *backward* y en la *forward* aún se observa en todos los casos estudiados a pesar de la introducción de las pérdidas. Esto significa que bajo estas condiciones, en ambas direcciones los términos dipolares eléctrico y magnético se compensan y las condiciones se mantienen en los rangos de n estudiados.

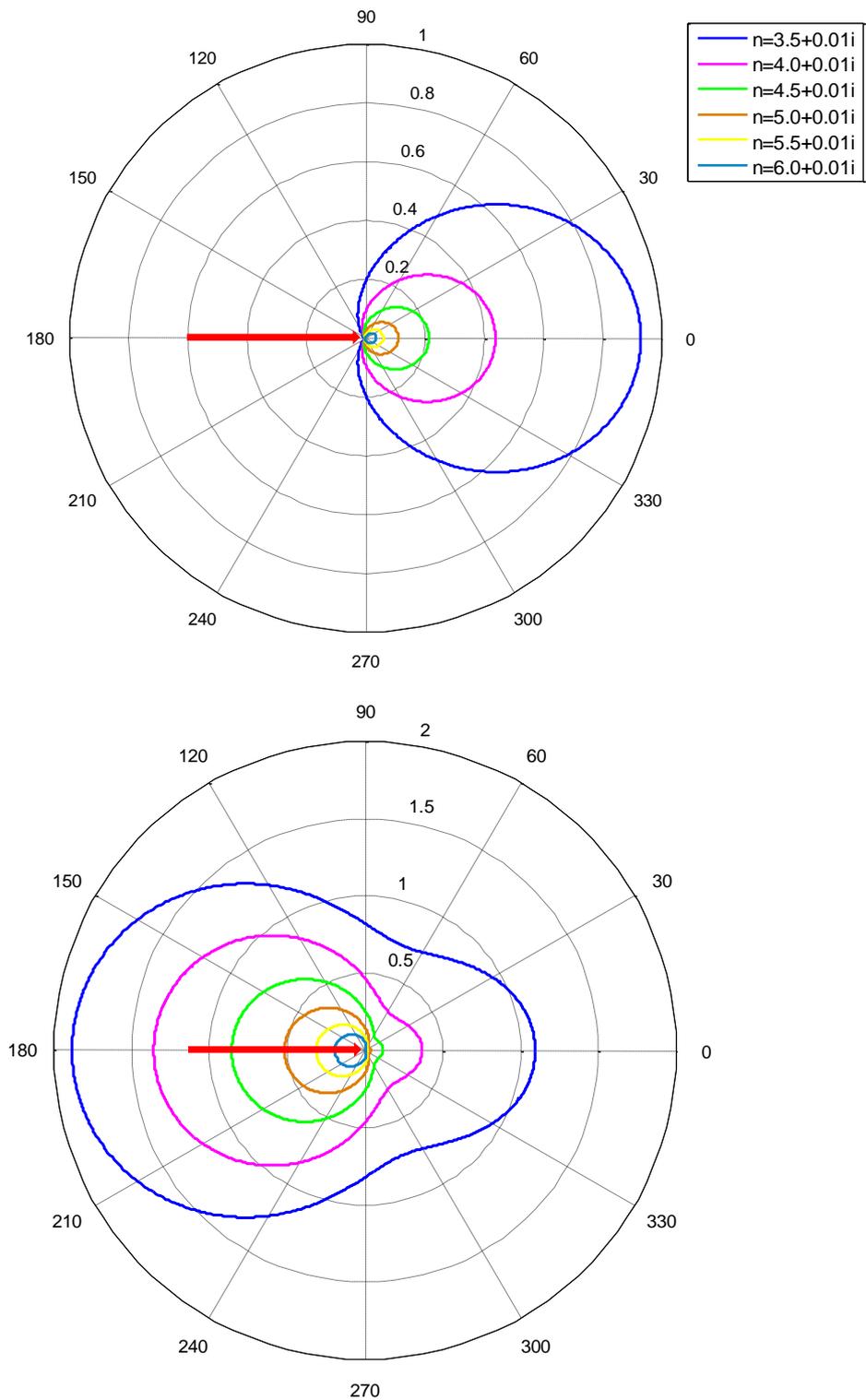


Figura 4.19. Diagramas de scattering de la intensidad difundida por una partícula esférica dieléctrica de alto índice de refracción con pérdidas ($\kappa = 0.01$) iluminada por luz linealmente polarizada perpendicular al plano de scattering. Para cada índice de refracción de la partícula, la longitud de la luz incidente es tal que se verifica que la intensidad difundida es mínima en la dirección *backward* (arriba) y en la dirección *forward* (abajo). La flecha roja indica la dirección de incidencia de la luz.

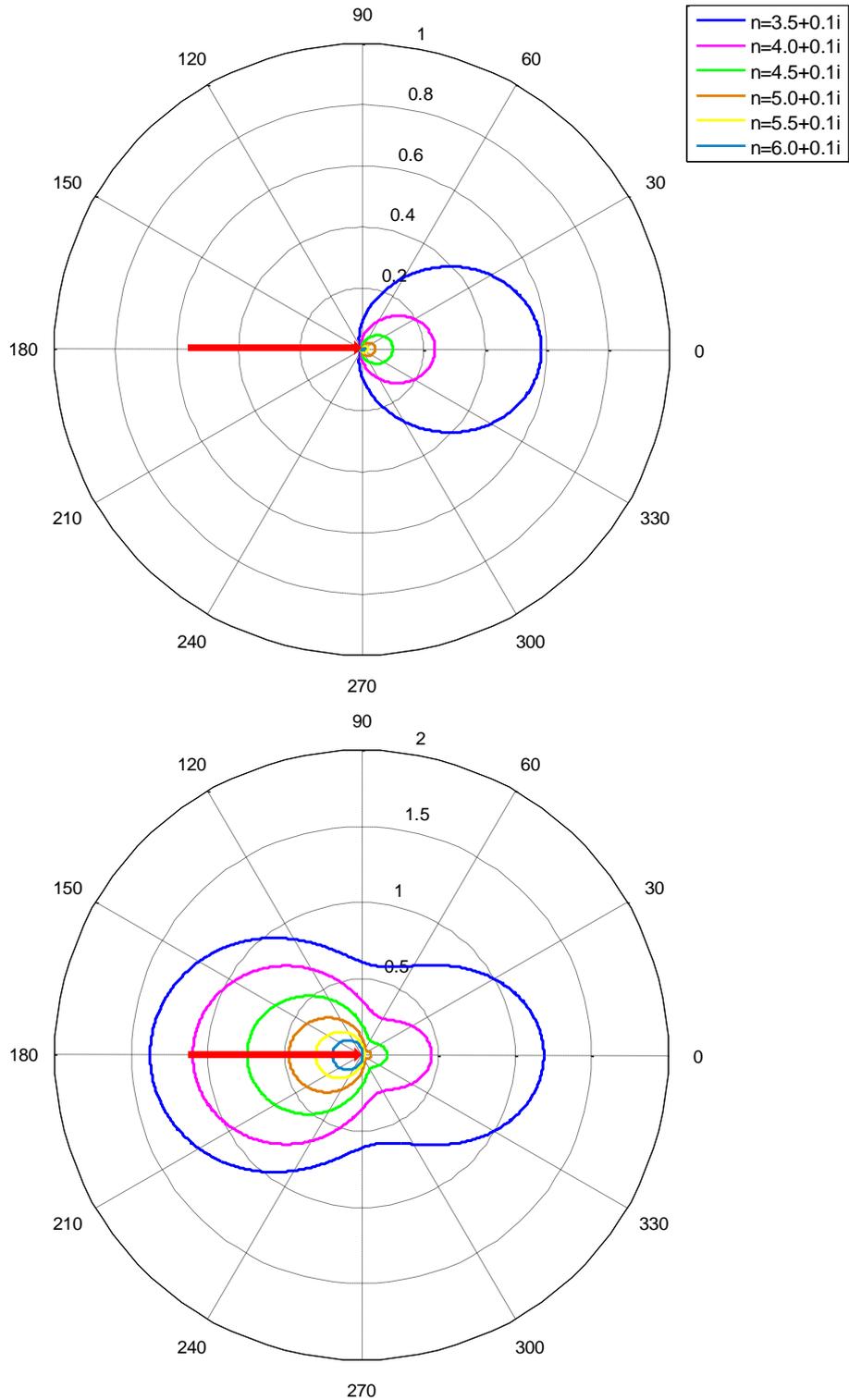


Figura 4.20. Diagramas de scattering de la intensidad difundida por una partícula esférica dieléctrica de alto índice de refracción con pérdidas ($\kappa = 0.1$) iluminada por luz linealmente polarizada perpendicular al plano de scattering. Para cada índice de refracción de la partícula, la longitud de la luz incidente es tal que se verifica que la intensidad difundida es mínima en la dirección *backward* (arriba) y en la dirección *forward* (abajo). La flecha roja indica la dirección de incidencia de la luz.

En el caso con partículas con índice de extinción $\kappa = 0.01$ se observa que:

- La condición *cero-backward* disminuye su alcance en un 96% con el aumento del índice de refracción mientras que mantiene constante la direccionalidad en el rango de n estudiado.
- La condición *cero-forward* disminuye su alcance en un 90% y aumenta la direccionalidad en un 55% con el aumento del índice de refracción de la partícula difusora.
- La condición *cero-forward* presenta un alcance de la luz difundida mayor que la condición *cero-backward*. Por el contrario, la direccionalidad de los diagramas de scattering que satisfacen la condición *cero-forward* es menor que la de los que satisfacen la condición *cero-backward*.

En el caso con partículas con índice de extinción $\kappa = 0.1$ se observa que:

- La condición *cero-backward* disminuye su alcance y su direccionalidad en un 98% y 10% respectivamente con el aumento del índice de refracción.
- La condición *cero-forward* disminuye su alcance en un 86% y aumenta la direccionalidad en un 88% con el aumento del índice de refracción de la partícula difusora.
- La condición *cero-forward* presenta un alcance de la luz difundida mayor que la condición *cero-backward*. Para los valores más bajos del índice de refracción estudiados, la direccionalidad de la condición *cero-forward* es menor que la de la condición *cero-backward*, sin embargo, estas comienzan a igualarse en el caso de los valores más altos de n estudiados.

Se observa que cada condición tiene una tendencia diferente bajo la introducción de pérdidas. La condición *cero-backward* sufre una mayor disminución del alcance con el aumento de n cuanto mayores son las pérdidas de la partícula difusora, mientras que en la condición *cero-forward* sucede lo contrario: la disminución en tanto por ciento que sufre el alcance de la luz difundida con el aumento del índice de refracción es menor cuanto mayores son las pérdidas de la partícula difusora.

Ambas condiciones sufren una disminución notable en la magnitud del alcance bajo el aumento de las pérdidas introducidas en el índice de refracción, asimismo su direccionalidad se ve empeorada bajo estas circunstancias.

Comparando este comportamiento con el caso de partículas sin pérdidas se encuentra que la tendencia del alcance y la direccionalidad con el índice de refracción no cambia: con el aumento del índice de refracción el alcance disminuye, tanto en la condición *cero-backward* como en la *cero-forward*, mientras que la direccionalidad aumenta en la condición *cero-forward* y se mantiene prácticamente constante en la *cero-backward*.

La magnitud del alcance disminuye bajo la introducción de pérdidas, en un 41% en el caso de la condición *cero-backward* y en un 29% en el caso de la condición *cero-forward*. La direccionalidad por su parte disminuye en un 2% en el caso *cero-backward* y en un

20% en el caso *cero-backward* (comparación realizada entre partículas sin pérdidas y partículas con índice de refracción $n + 0.1i$)

De acuerdo con estos resultados, el alcance de la condición *cero-backward* es más sensible a la introducción de pérdidas mientras que en el caso de la condición *cero-forward* las pérdidas afectan en mayor medida a la direccionalidad.

4.6. Sensibilidad de las condiciones de Kerker

En esta sección se estudiará la sensibilidad que presentan las condiciones de Kerker ante una variación en la longitud de onda incidente, es decir, se analizará hasta qué punto los efectos de direccionalidad se sostienen cuando se incide con unas longitudes de onda $\lambda_{ZB} + \delta\lambda$ y $\lambda_{ZF} + \delta\lambda$ con $\delta\lambda = 5, 10, 20$ y 30 nm. Una vez más, el estudio del comportamiento electromagnético de las nanopartículas dieléctricas se ha realizado para diferentes valores del índice de refracción. Por simplicidad, no se muestran los casos en los que el índice tiene valores intermedios, no obstante estos serán comentados en el análisis de los resultados.

4.6.1. Partícula dieléctrica de alto índice de refracción sin pérdidas

Las *Figs. 21* y *22* muestran los diagramas de scattering cuando se satisfacen las condiciones de *cero-backward* y *cero-forward* respectivamente y cuando se incide con una longitud de onda desplazada un $\delta\lambda$ de la que verifica las condiciones de Kerker para diferentes valores del índice de refracción ($n = 3.5, 4, 4.5, 5, 5.5$ y 6). Se incluye además una imagen ampliada del patrón de la intensidad difundida en la zona cercana al origen.

Tanto la condición de *cero-backward* como la condición de *cero-forward* se mantienen en los casos estudiados, a pesar de las pequeñas modificaciones de la longitud de onda incidente.

Se observa que, en el caso de la condición *cero-backward* los diagramas de scattering se muestran más sensibles ante un cambio en la longitud de onda incidente en la situación de partículas caracterizadas por un índice de refracción menor que bajo la consideración de una partícula con un índice de refracción más elevado. Una partícula iluminada por una onda plana tiende a difundir la luz hacia delante cuanto mayor sea su tamaño o mayor sea su índice de refracción, por ello la sección eficaz correspondiente a la emisión *cero-backward* se ve amplificada cuanto mayor sea el índice de refracción de la partícula ya que es la tendencia natural de emisión

Lo opuesto ocurre con la sección eficaz correspondiente a la emisión *cero-forward*, esta aumenta cuanto menor sea el índice de refracción de la partícula difusora, y por tanto la emisión se ve menos afectada ante un cambio en la longitud de onda de la radiación incidente, por ello la condición es más sensible cuando la partícula difusora tiene un índice de refracción mayor.

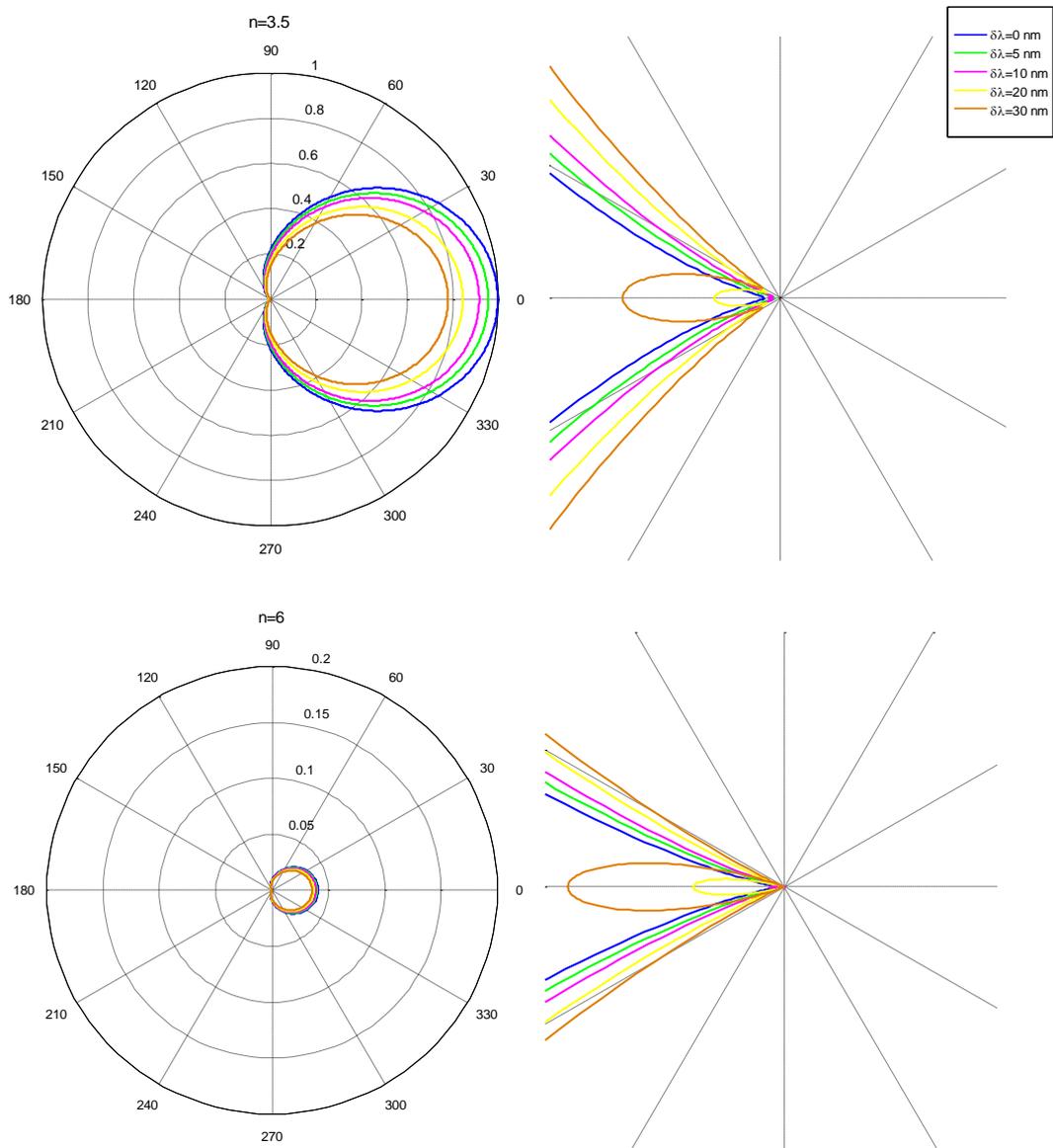


Figura 4.21. Diagramas de scattering de la intensidad de la luz difundida por una partícula esférica dieléctrica de índice de refracción 3.5 (arriba) y 6 (abajo) iluminada por una luz linealmente polarizada perpendicular al plano de scattering. La longitud de la luz incidente es tal, que se verifica que la intensidad difundida es mínima en la dirección *backward*.

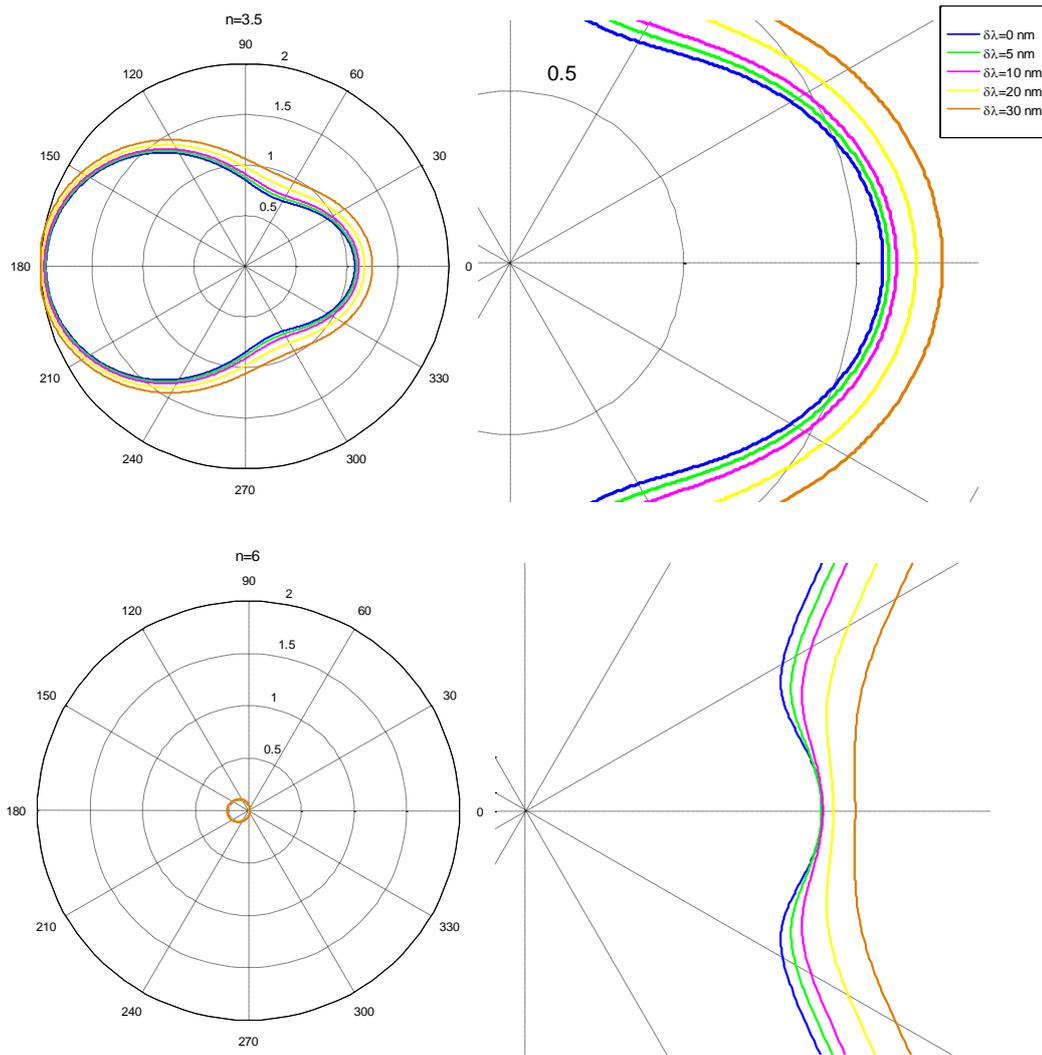


Figura 4.22. Diagramas de scattering de la intensidad de la luz difundida por una partícula esférica dieléctrica de índice de refracción 3.5 (arriba) y 6 (abajo) iluminada por una luz linealmente polarizada perpendicular al plano de scattering. La longitud de la luz incidente es tal, que se verifica que la intensidad difundida es mínima en la dirección *forward*.

4.6.2. Partícula dieléctrica de alto índice de refracción con pérdidas

La *Fig. 4.23* muestra los diagramas de scattering cuando se satisfacen las condiciones de *cero-backward* y *cero-forward* respectivamente cuando se incide con una longitud de onda desplazada un $\delta\lambda$ de la que verifica las condiciones de Kerker para diferentes valores del índice de refracción. Por comodidad, no se muestran los casos en los que el índice de extinción toma como valor $\kappa = 0.01$ ni aquellos en los que el índice de refracción tiene valores intermedios $n = 4.0, 4.5, 5.0$ y 5.5 , no obstante estos serán comentados en el análisis de los resultados.

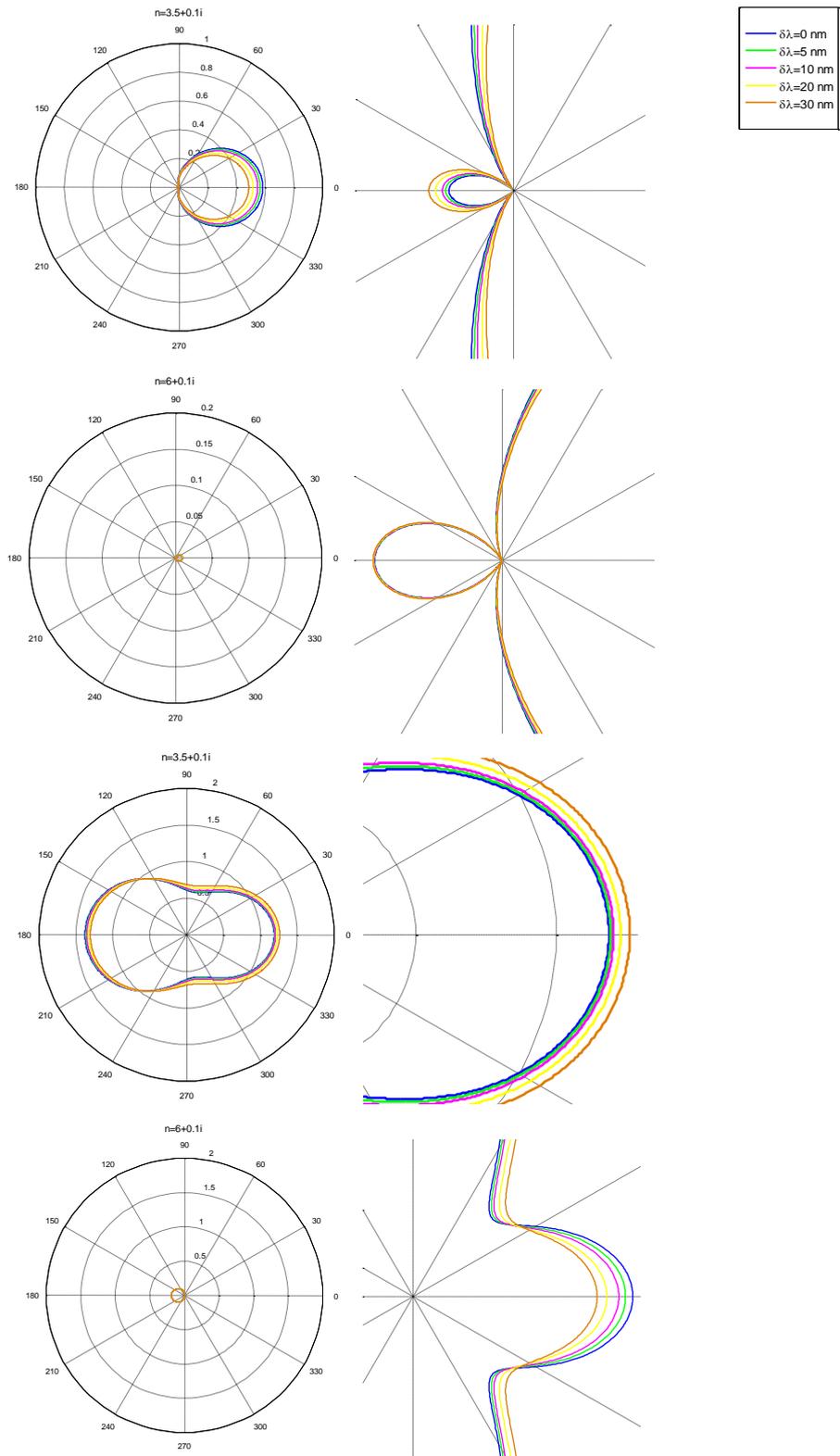


Figura 4.23. Diagramas de scattering de la intensidad de la luz difundida por una partícula esférica dieléctrica de índice de refracción $3.5+0.1i$ y $6+0.1i$ iluminada por una luz linealmente polarizada perpendicular al plano de scattering. La longitud de la luz incidente es tal, que se verifica que la intensidad difundida es mínima en la dirección *forward* (arriba) y *backward* (abajo).

Los diagramas de scattering siguen la misma tendencia que se observa bajo la difusión por una partícula sin pérdidas: sensibilidad mayor en la difusión *cero-backward* en índices de refracción bajos y en la difusión *cero-forward* en índices de refracción altos.

Es importante destacar, que si bien la tendencia se mantiene, esta es mucho más clara y acusada bajo la introducción de pérdidas. Nótese el caso de la partícula de índice de refracción $n = 6.0 + 0.1i$ en la que, en el caso de difusión nula en la dirección *backward*, los diferentes diagramas están superpuestos y son prácticamente indistinguibles, mientras que, en el caso de difusión nula en la dirección *forward* el patrón llega a modificar su forma bajo el cambio en la longitud de onda incidente.

5. Conclusiones

Se ha llevado a cabo un estudio sobre el comportamiento electromagnético de una nanopartícula dieléctrica con geometría esférica de alto índice de refracción de 230 nm de radio y permeabilidad magnética $\mu = 1$ en el vacío en función de sus propiedades ópticas. El estudio se ha llevado a cabo en una zona del espectro entorno a las micras.

En los resultados concernientes al estudio de las eficiencias de scattering, absorción y extinción es posible extraer las siguientes conclusiones:

- Aparecen importantes efectos magnéticos, dos de las tres resonancias estudiadas son de carácter magnético. Estas resonancias, dipolar y cuadrupolar magnética, pierden importancia bajo la introducción de pérdidas en el índice de refracción de la partícula.
- Al aumentar el índice de refracción de la partícula las resonancias se estrechan y toman valores de Q_s mayores, haciéndose más definidas. Además sufren un corrimiento hacia el rojo. Todos estos efectos son más acusados en la resonancia dipolar magnética.
- Bajo la introducción de pérdidas en el índice de refracción de la partícula, el espectro pierde su forma característica disminuyendo los valores de Q_s de las resonancias y ensanchándolas. La resonancia cuadrupolar magnética es la que se ve más afectada.

El uso de partículas dieléctricas de alto índice de refracción permite la obtención de resonancias de tipo eléctrico y magnético. Estas resonancias se estrechan y se presentan a valores de Q_s más altos cuanto mayor es el índice de refracción que caracteriza a la partícula, es decir, en partículas dieléctricas caracterizadas por un índice de refracción muy alto será posible obtener valores de la intensidad difundida elevados sin embargo esto conlleva una anchura espectral baja de las resonancias. Bajo la introducción de pequeñas pérdidas en el índice de refracción ($\kappa \sim 0.01$) estos efectos siguen siendo perceptibles pese a la atenuación de la eficiencia de scattering, por el contrario, cuando las pérdidas comienzan a ser importantes ($\kappa \sim 0.1$) el espectro de las nanopartículas no sigue el comportamiento descrito.

Respecto al estudio de las condiciones de Kerker se extraen las siguientes conclusiones:

- El alcance de la intensidad difundida disminuye con el aumento del índice de refracción de la partícula, tanto bajo la condición *cero-backward* como bajo la *cero-forward*.
- La condición de *cero-forward* es estable en términos de direccionalidad bajo cambios en el índice de refracción de la partícula. La condición de *cero-backward* por el contrario, se ve amplificada por el aumento en el índice de refracción.

- La condición *cero-backward* es más sensible ante una modificación en la longitud de onda de la radiación incidente si la partícula presenta un índice de refracción bajo. Por el contrario, la condición *cero-forward* es más sensible si el índice de refracción de la partícula es alto. Estos efectos son más acusados tras la introducción de pérdidas en el índice de refracción de la partícula.

La direccionalidad de las condiciones de Kerker se ve amplificada bajo el aumento del índice de refracción de la partícula difusora. La obtención de partículas que difundan luz caracterizada por una alta direccionalidad es clave en la mejora de la eficiencia de las nanoantenas. Sin embargo, no hay que olvidar que un aumento en el índice de refracción de la nanopartícula conlleva una drástica disminución del alcance por lo que es necesario encontrar un equilibrio entre los diferentes parámetros a considerar que se ajuste a las necesidades requeridas por cada aplicación.

Todas estas conclusiones pueden ayudar a elegir, si es posible, la nanoestructura de tamaño y propiedades ópticas adecuadas para sintonizar las resonancias y conseguir efectos de direccionalidad más adecuados y estables. Todo ello dependiendo de la aplicación en la que se deseen utilizar.

Bibliografía

- [1] Javier Martí, *¿Qué es la nanofotónica y cuáles son sus aplicaciones?*, Universidad politécnica de Valencia (2012)
- [2] Leif J. Sherry, Shih-Hui Chang, George C. Schatz and Richard P. Van Duyne, *Localized Surface Plasmon Resonance Spectroscopy of Single Silver Nanocubes*, *Nano Letters*, **5**, 2034–2038 (2005)
- [3] J.M. Geffrin, B. García-Cámara, R. Gómez-Medina, P. Albella, L.S. Froufe-Pérez, C. Eyraud, A. Litman, R. Vaillon, F. González, M. Nieto-Vesperinas, J.J. Sáenz & F. Moreno, *Magnetic and electric coherence in forward-and back-scattered electromagnetic waves by a single dielectric subwavelength sphere*, *Nature Communications*, **3**, 1171 (2012)
- [4] A. García-Etxarri, R. Gómez-Medina, L. S. Froufe-Pérez, C. López, L. Chantada, F. Scheffold, J. Aizpurua, M. Nieto-Vesperinas, and J. J. Sáenz, *Strong magnetic response of submicron Silicon particles in the infrared*, *Opt. Soc. Am.* **19**, 4815-4826 (2011)
- [5] Michael I. Tribelsky, Jean-Michel Geffrin, Amelie Litman, Christelle Eyraud & Fernando Moreno, *Small Dielectric Spheres With High Refractive Index as New Multifunctional Elements for Optical Devices*, *Scientific Reports* (2015)
- [6] P. K. Jain, X. Huang, I. H. El-Sayed, M. A. El-Sayed, *Noble metals on the Nanoscale: Optical and Photothermal Properties and Some Applications in Imaging, Sensing, Biology and Medicine*, *Accounts of Chemical Research* (2007)
- [7] H. A. Atwater & A. Polman, *Plasmonics for improved photovoltaic devices*, *Nature materials*, **9**, 205-213 (2010)
- [8] B. Sharma, R. R. Frontiera, A. I. Henry, E. Ringe and R. P. Van Duyne, *SERS: Materials, applications and the future*, Northwestern University (2012)
- [9] Alexander E. Krasnok, Andrey E. Miroshnichenko, Pavel A. Belov, and Yuri S. Kivshar, *All-dielectric optical nanoantennas*, *Opt. Soc. Am.* **20**, 20599- 20604 (2012)
- [10] Mark I. Stockman, *Nanoplasmonics: The physics behind the applications*, *Physics Today*, **64** (2011)
- [11] Y. Hong, Y. M. Huh, D. S. Yoon and J. Yang, *Nanobiosensors Based on Localized Surface Plasmon Resonance for Biomarker Detection*, *Journal of Nanomaterials*, **2012** (2012)
- [12] F. J. García Vidal, L. Martín Moreno, *Plasmones superficiales*, *Investigación y ciencia*, **385** (2008)
- [13] Matjaž Gomilšek, *Whispering gallery modes*, University of Ljubljana (2011)

- [14] Paula Izquierdo Gómez, *Estudio electromagnético de nanopartículas multicapa*, Proyecto de fin de carrera, Universidad de Cantabria (2011)
- [15] C. F. Bohren, D. R. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, John Wiley & Sons (1983)
- [16] M. Kerker, D. S. Wang, L. Giles, *Electromagnetic Scattering by magnetic spheres*, J. Opt. Soc. Am. **73**, 765-767 (1983)
- [17] Yuan Hsing Fu, Arseniy I. Kuznetsov, Andrey E. Miroshnichenko, Ye Feng Yu & Boris Luk'yanchuk, *Directional visible light scattering by silicon nanoparticles*, Nature Communications, **4**, 1527 (2013)
- [18] X. Huang, M. A. El-Sayed, *Gold nanoparticles: Optical properties and implementations in cancer diagnosis and photothermal therapy*, Journal of Advanced Research, University of Cairo (2010)