Plasmones a la Bohr

Ricardo Depine

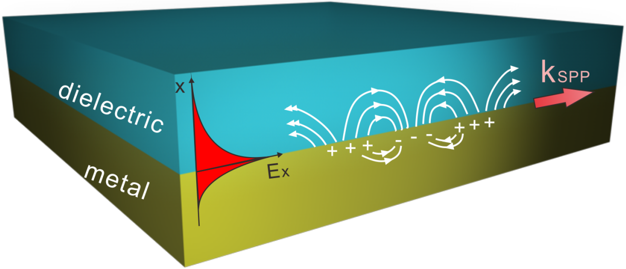
Grupo de Electromagnetismo Aplicado

rdep@df.uba.ar

DDF 2016 - 3 de agosto de 2016

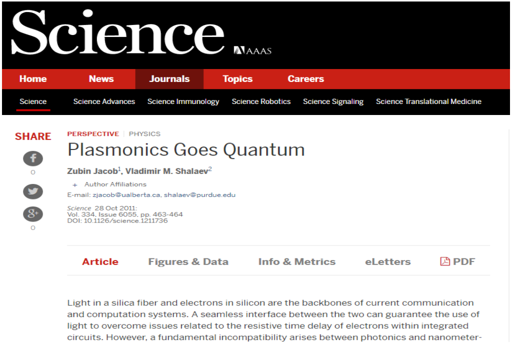
Plasmones superficiales

oscilaciones colectivas de electrones $\longleftrightarrow$ campos EM



- **confinados**
- $\lambda_{\text{plasmón}} < \lambda_{\text{fotón}}$

Plasmones



Science AAAS

Home News Journals Topics Careers

Science Science Advances Science Immunology Science Robotics Science Signaling Science Translational Medicine

SHARE

PERSPECTIVE | PHYSICS

Plasmonics Goes Quantum

Zubin Jacob[1], Vladimir M. Shalaev[2]

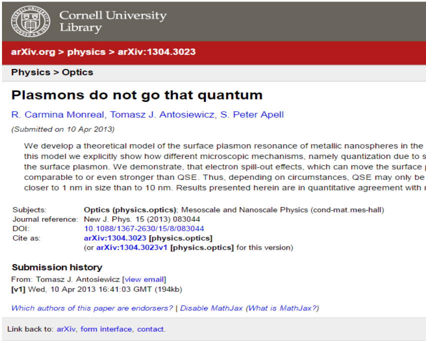
+ Author Affiliations

E-mail: zjacob@ualberta.ca, shalaev@purdue.edu

Science 28 Oct 2011:
Vol. 334, Issue 6055, pp. 463-464
DOI: 10.1126/science.1211736

Article | Figures & Data | Info & Metrics | eLetters | PDF

Light in a silica fiber and electrons in silicon are the backbones of current communication and computation systems. A seamless interface between the two can guarantee the use of light to overcome issues related to the resistive time delay of electrons within integrated circuits. However, a fundamental incompatibility arises between photonics and nanometer-



Cornell University Library

arXiv.org > physics > arXiv:1304.3023

Physics > Optics

Plasmons do not go that quantum

R. Carmina Monreal, Tomasz J. Antosiewicz, S. Peter Apell

(Submitted on 10 Apr 2013)

We develop a theoretical model of the surface plasmon resonance of metallic nanospheres in the
this model we explicitly show how different microscopic mechanisms, namely quantization due to s
the surface plasmon. We demonstrate, that electron spill-out effects, which can move the surface
comparable to or even stronger than QSE. Thus, depending on circumstances, QSE may only be
closer to 1 nm in size than to 10 nm. Results presented herein are in quantitative agreement with

Subjects: **Optics (physics.optics)**; Mesoscale and Nanoscale Physics (cond-mat.mes-hall)
Journal reference: New J. Phys. 15 (2013) 083044
DOI: 10.1088/1367-2630/15/8/083044
Cite as: **arXiv:1304.3023 [physics.optics]**
(or **arXiv:1304.3023v1 [physics.optics]** for this version)

Submission history

From: Tomasz J. Antosiewicz [view email]
[v1] Wed, 10 Apr 2013 16:41:03 GMT (194kb)

Which authors of this paper are endorsers? | Disable MathJax (What is MathJax?)

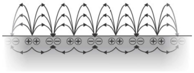
Link back to: arXiv, form interface, contact.

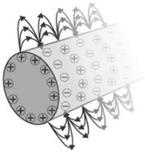
clásico tendiendo a cuántico

Clara división en dos ramas casi independientes entre sí

PLASMONES PROPAGANTES

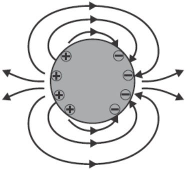
- entre dos semiespacios
- mundo de las guías
- no pueden ser excitados sin acopladores
- excitados por campos evanescentes
- redes, ATR





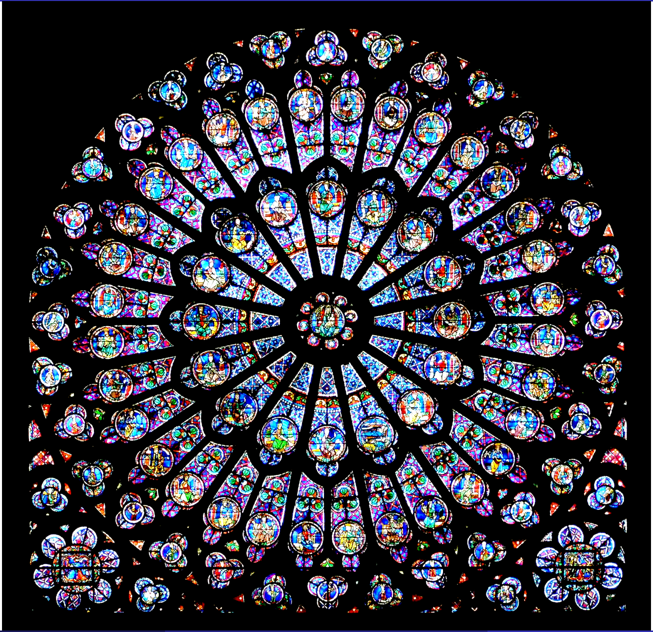
PLASMONES LOCALIZADOS

- no propagantes
- mundo de las partículas
- pueden ser excitados sin acopladores
- excitados por campos propagantes
- scattering



Color plasmónico

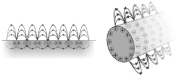
Notre-Dame, París



siglo XIII

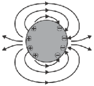
PLASMONES PROPAGANTES

- entre dos semiespacios
- guiados por estructuras
- no pueden ser excitados sin acopladores
- excitados por campos evanescentes
- redes, ATR



PLASMONES LOCALIZADOS

- en partículas
- no propagantes
- pueden ser excitados sin acopladores
- excitados por campos propagantes
- scattering



características muy diferentes

métodos muy diferentes

Las dos ramas avanzan por su cuenta, con pocas interacciones

PROPAGANTES vs LOCALIZADOS

- **Presentar modelo intuitivo que conecta ambas ramas**
- **Interpretar localizados en términos de propagantes**
- **Ejemplos ilustrativos: plasmones metálicos y grafénicos**

LSPs en cilindro circular (1)

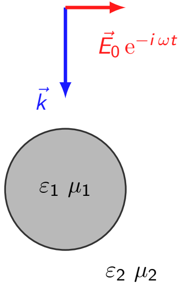
Toda la información está contenida en la solución de Mie

$$\phi_1(\rho,\varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n \, J_n(k_1 \rho)\, \mathrm{e}^{-i\, n\, \varphi}$$

$$\phi_2(\rho,\varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \, H_n^{(1)}(k_2 \rho)\, \mathrm{e}^{-i\, n\, \varphi} + A_0 \, \mathrm{e}^{-i\, k_2 \rho \, \sin\varphi}$$

$$a_n = -i^n \frac{\varepsilon_1\, k_2\, J_n(x_1)\, J_n'(x_2) - \varepsilon_2\, k_1\, J_n'(x_1)\, J_n(x_2)}{\varepsilon_1\, k_2\, J_n(x_1)\, H_n'^{(1)}(x_2) - \varepsilon_2\, k_1\, J_n'(x_1)\, H_n^{(1)}(x_2)} \, A_0$$

$$c_n = \varepsilon_1\, k_2\, i^n \frac{J_n(x_2)\, H_n'^{(1)}(x_2) - J_n'(x_2)\, H_n^{(1)}(x_2)}{\varepsilon_1\, k_2\, J_n(x_1)\, H_n'^{(1)}(x_2) - \varepsilon_2\, k_1\, J_n'(x_1)\, H_n^{(1)}(x_2)} \, A_0$$



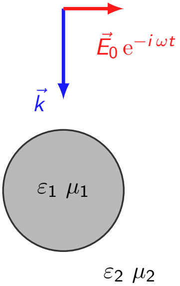
$$x_1 = k_1 R$$
$$x_2 = k_2 R$$

LSPs en cilindro circular (2)

Toda la información está contenida en la solución de Mie

$$\phi_1(\rho,\varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n \; J_n(k_1\rho)\, \mathrm{e}^{-i\,n\,\varphi}$$

$$\phi_2(\rho,\varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \; H_n^{(1)}(k_2\rho)\, \mathrm{e}^{-i\,n\,\varphi} + A_0\; \mathrm{e}^{-i\,k_2\rho\,\sin\varphi}$$



$$a_n = -i^n \frac{\varepsilon_1\,k_2\,J_n(x_1)\,J_n'(x_2) - \varepsilon_2\,k_1\,J_n'(x_1)\,J_n(x_2)}{\boxed{\varepsilon_1\,k_2\,J_n(x_1)\,H_n'^{(1)}(x_2) - \varepsilon_2\,k_1\,J_n'(x_1)\,H_n^{(1)}(x_2)}}\,A_0$$

$$c_n = \varepsilon_1\,k_2\,i^n \frac{J_n(x_2)\,H_n'^{(1)}(x_2) - J_n'(x_2)\,H_n^{(1)}(x_2)}{\boxed{\varepsilon_1\,k_2\,J_n(x_1)\,H_n'^{(1)}(x_2) - \varepsilon_2\,k_1\,J_n'(x_1)\,H_n^{(1)}(x_2)}}\,A_0$$

$$x_1 = k_1 R$$
$$x_2 = k_2 R$$

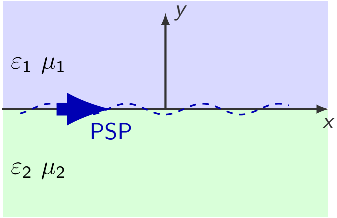
resonancias de LSPs cuando los denominadores se anulan
a frecuencias discretas ω_n

PSPs en superficie plana

$$f_1(x,y) = r\, \mathrm{e}^{i\,(\kappa\, x + \beta_1 y)} \;\; y > 0$$

$$f_2(x,y) = t\, \mathrm{e}^{i\,(\kappa\, x - \beta_2 y)} \;\; y < 0$$

$$\beta_j = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\,\varepsilon_j \mu_j - \kappa^2} \qquad \mathrm{Im}\,\beta_j > 0 \qquad (j = 1, 2)$$



Para cada frecuencia, hay un PSP cuando se cumple

$$\frac{\beta_1}{\varepsilon_1} = -\frac{\beta_2}{\varepsilon_2} \qquad \longrightarrow \qquad \varepsilon_1\, \varepsilon_2 < 0$$

$$\kappa^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\,\frac{\varepsilon_1\, \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \qquad \longrightarrow \qquad \varepsilon_1 + \varepsilon_2 < 0$$

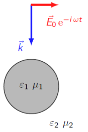
PSPs y LSPs desconectados

$$\phi_1(\rho,\varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n\, J_n(k_1\rho)\, \mathrm{e}^{-i\,n\varphi}$$

$$\phi_2(\rho,\varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n\, H_n^{(1)}(k_2\rho)\, \mathrm{e}^{-i\,n\varphi} + A_0\, \mathrm{e}^{-i\,k_2\rho\,\sin\varphi}$$

$$a_n = -i^n \frac{\varepsilon_1\, k_2\, J_n(x_1)\, J_n'(x_2) - \varepsilon_2\, k_1\, J_n'(x_1)\, J_n(x_2)}{\varepsilon_1\, k_2\, J_n(x_1)\, H_n^{(1)'}(x_2) - \varepsilon_2\, k_1\, J_n'(x_1)\, H_n^{(1)}(x_2)} A_0$$

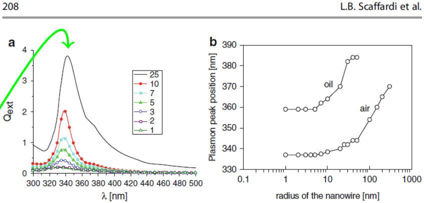
$$c_n = \varepsilon_1\, k_2\, i^n \frac{J_n(x_2)\, H_n^{(1)'}(x_2) - J_n'(x_2)\, H_n^{(1)}(x_2)}{\varepsilon_1\, k_2\, J_n(x_1)\, H_n^{(1)'}(x_2) - \varepsilon_2\, k_1\, J_n'(x_1)\, H_n^{(1)}(x_2)} A_0$$



$x_1 = k_1 R$

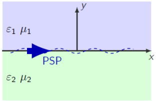
$x_2 = k_2 R$

resonancias de LSPs cuando los denominadores se anulan a frecuencias discretas ω_n



$f_1(x,y) = r\, \mathrm{e}^{i\,(\kappa x + \beta_1 y)}\quad y > 0$

$f_2(x,y) = t\, \mathrm{e}^{i\,(\kappa x - \beta_2 y)}\quad y < 0$

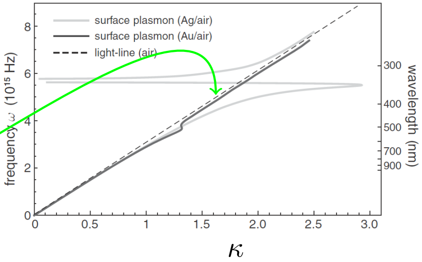


$$\beta_j = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_j\mu_j - \kappa^2} \qquad \mathrm{Im}\,\beta_j > 0 \qquad (j = 1, 2)$$

Para cada frecuencia, hay un PSP cuando se cumple

$$\frac{\beta_1}{\varepsilon_1} = -\frac{\beta_2}{\varepsilon_2} \quad \longrightarrow \quad \varepsilon_1\,\varepsilon_2 < 0$$

$$\kappa^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\frac{\varepsilon_1\,\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \quad \longrightarrow \quad \varepsilon_1 + \varepsilon_2 < 0$$



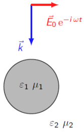
PSPs y LSPs desconectados

$$\phi_1(\rho,\varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n\, J_n(k_1\rho)\, \mathrm{e}^{-i\,n\varphi}$$

$$\phi_2(\rho,\varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n\, H_n^{(1)}(k_2\rho)\, \mathrm{e}^{-i\,n\varphi} + A_0\, \mathrm{e}^{-i\,k_2\rho\,\sin\varphi}$$

$$a_n = -i^n \frac{\varepsilon_1\, k_2\, J_n(x_1)\, J_n'(x_2) - \varepsilon_2\, k_1\, J_n'(x_1)\, J_n(x_2)}{\boxed{\varepsilon_1\, k_2\, J_n(x_1)\, H_n^{(1)\prime}(x_2) - \varepsilon_2\, k_1\, J_n'(x_1)\, H_n^{(1)}(x_2)}} A_0$$

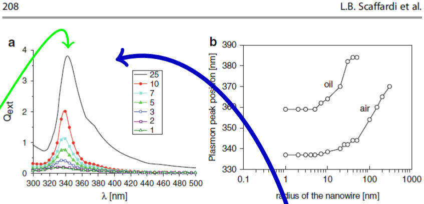
$$c_n = \varepsilon_1\, k_2\, i^n \frac{J_n(x_2)\, H_n^{(1)\prime}(x_2) - J_n'(x_2)\, H_n^{(1)}(x_2)}{\boxed{\varepsilon_1\, k_2\, J_n(x_1)\, H_n^{(1)\prime}(x_2) - \varepsilon_2\, k_1\, J_n'(x_1)\, H_n^{(1)}(x_2)}} A_0$$



$x_1 = k_1 R$

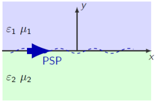
$x_2 = k_2 R$

resonancias de LSPs cuando los denominadores se anulan a frecuencias discretas ω_n



$$f_1(x,y) = r\, \mathrm{e}^{i\,(\kappa x + \beta_1 y)} \quad y > 0$$

$$f_2(x,y) = t\, \mathrm{e}^{i\,(\kappa x - \beta_2 y)} \quad y < 0$$

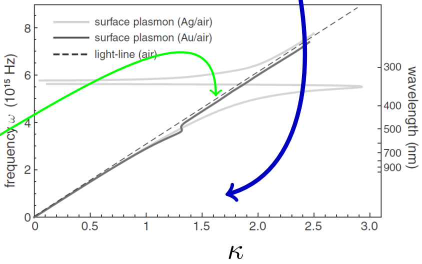


$$\beta_j = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\,\varepsilon_j \mu_j - \kappa^2} \qquad \mathrm{Im}\,\beta_j > 0 \qquad (j = 1, 2)$$

Para cada frecuencia, hay un PSP cuando se cumple

$$\frac{\beta_1}{\varepsilon_1} = -\frac{\beta_2}{\varepsilon_2} \qquad \longrightarrow \qquad \varepsilon_1\,\varepsilon_2 < 0$$

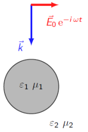
$$\kappa^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\,\frac{\varepsilon_1\,\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \qquad \longrightarrow \qquad \varepsilon_1 + \varepsilon_2 < 0$$



PSPs y LSPs desconectados

$$\phi_1(\rho,\varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n\, J_n(k_1\rho)\, e^{-i\,n\varphi}$$

$$\phi_2(\rho,\varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n\, H_n^{(1)}(k_2\rho)\, e^{-i\,n\varphi} + A_0\, e^{-i\,k_2\rho\,\sin\varphi}$$



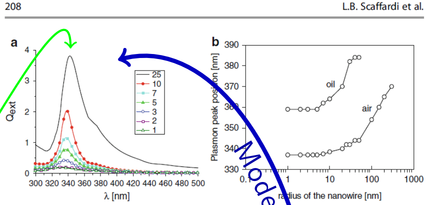
$$a_n = -i^n \frac{\varepsilon_1\, k_2\, J_n(x_1)\, J_n'(x_2) - \varepsilon_2\, k_1\, J_n'(x_1)\, J_n(x_2)}{\boxed{\varepsilon_1\, k_2\, J_n(x_1)\, H_n'^{(1)}(x_2) - \varepsilon_2\, k_1\, J_n'(x_1)\, H_n^{(1)}(x_2)}}\, A_0$$

$$c_n = \varepsilon_1\, k_2\, i^n \frac{J_n(x_2)\, H_n'^{(1)}(x_2) - J_n'(x_2)\, H_n^{(1)}(x_2)}{\boxed{\varepsilon_1\, k_2\, J_n(x_1)\, H_n'^{(1)}(x_2) - \varepsilon_2\, k_1\, J_n'(x_1)\, H_n^{(1)}(x_2)}}\, A_0$$

$x_1 = k_1 R$

$x_2 = k_2 R$

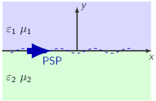
resonancias de LSPs cuando los denominadores se anulan a frecuencias discretas ω_n



Modelo de Bohr

$f_1(x,y) = r\, e^{i\,(\kappa x + \beta_1 y)} \quad y > 0$

$f_2(x,y) = t\, e^{i\,(\kappa x - \beta_2 y)} \quad y < 0$

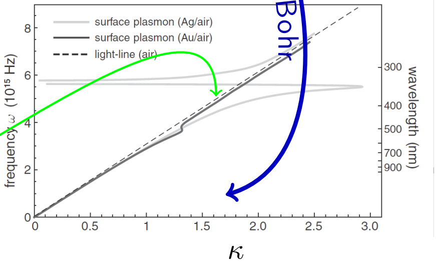


$\beta_j = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\,\varepsilon_j\mu_j - \kappa^2} \qquad \mathrm{Im}\,\beta_j > 0 \qquad (j = 1, 2)$

Para cada frecuencia, hay un PSP cuando se cumple

$$\frac{\beta_1}{\varepsilon_1} = -\frac{\beta_2}{\varepsilon_2} \quad \longrightarrow \quad \varepsilon_1\,\varepsilon_2 < 0$$

$$\kappa^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\,\frac{\varepsilon_1\,\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \quad \longrightarrow \quad \varepsilon_1 + \varepsilon_2 < 0$$



Conexión PSPs-LSPs: Modelo de Bohr

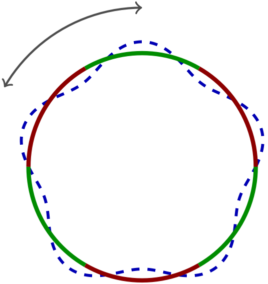
- Los LSPs son ondas estacionarias
- En cada órbita entra un número entero de longitudes de onda (de longitudes de onda del LSP, no del fotón)

$$\lambda_{LSP} = \frac{2\pi}{k_{LSP}}$$

$$\oint k_{LSP}\, \mathrm{d}r = 2\, m\, \pi$$

$$\lambda_{LSP} = \frac{2\, \pi\, R}{m}$$

$$\lambda_{LSP}(\omega)??$$



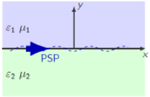
Conexión PSPs-LSPs: Modelo de Bohr

Y si suponemos que $k_{LSP} \approx \kappa$?

$f_1(x,y) = r\, e^{i(\kappa x+\beta_1 y)} \quad y>0$

$f_2(x,y) = t\, e^{i(\kappa x-\beta_2 y)} \quad y<0$

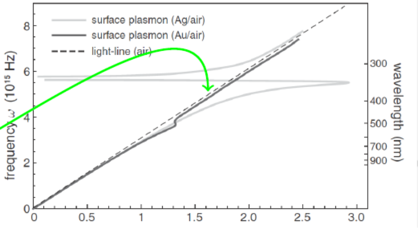
$\beta_j = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_j \mu_j - \kappa^2} \qquad \mathrm{Im}\,\beta_j > 0 \qquad (j=1,2)$



Para cada frecuencia, hay un PSP cuando se cumple

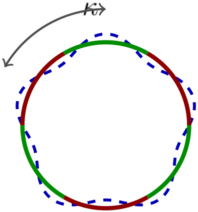
$\frac{\beta_1}{\varepsilon_1} = -\frac{\beta_2}{\varepsilon_2} \longrightarrow \varepsilon_1 \varepsilon_2 < 0$

$\kappa^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1+\varepsilon_2} \longrightarrow \varepsilon_1 + \varepsilon_2 < 0$



$$\lambda_{LSP} = \frac{2\pi R}{m} \approx \frac{2\pi}{\kappa(\omega)} \Rightarrow \omega_m$$

$$\kappa^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\,\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1+\varepsilon_2}$$



Se tiene una interpretación geométrica

que provee un modelo físico intuitivo

Prueba de concepto: plasmones grafénicos

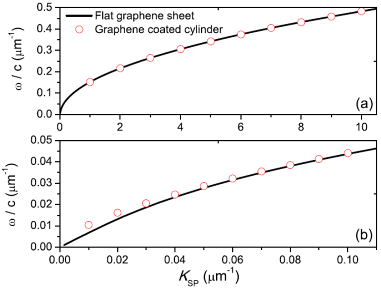


Fig. 2. Comparison between the exact real part of the modal frequency values computed from Eq. (7) and the curve ω vs Re k_{SP} corresponding to a perfectly flat graphene sheet (continuous lines), $\mu_c = 0.5$ eV, $\gamma_c = 0.1$ meV, $\varepsilon_1 = 2.13$, $\mu_1 = \mu_2 = \varepsilon_2 = 1$. a) $R = 1\mu$m, b) $R = 100\mu$m.

Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer 173 (2016) 26–33

Contents lists available at ScienceDirect

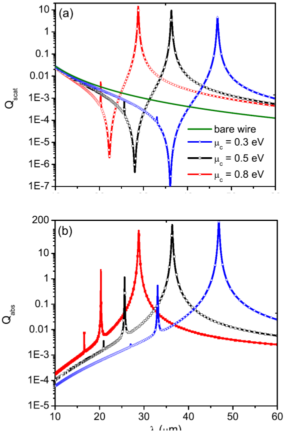
Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer

journal homepage: www.elsevier.com/locate/jqsrt

Complex frequencies and field distributions of localized surface plasmon modes in graphene-coated subwavelength wires

Mauro Cuevas [a,b], Máximo A. Riso [b], Ricardo A. Depine [b,*]

[a] Facultad de Ingeniería y Tecnología Informática, Universidad de Belgrano, Villanueva 1324, C1426BMJ, Buenos Aires, Argentina
[b] Grupo de Electromagnetismo Aplicado, Departamento de Física, FCEN, Universidad de Buenos Aires and IFIBA, Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET), Ciudad Universitaria, Pabellón I, C1428EHA, Buenos Aires, Argentina



IOP Publishing Journal of Optics

J. Opt. 17 (2015) 075001 (8pp) doi:10.1088/2040-8978/17/7/075001

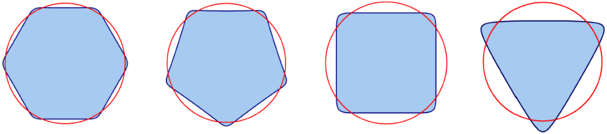
Tunable plasmonic enhancement of light scattering and absorption in graphene-coated subwavelength wires

Máximo Riso, Mauro Cuevas and Ricardo A Depine

Grupo de Electromagnetismo Aplicado, Departamento de Física, FCEN, Universidad de Buenos Aires and IFIBA, Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET), Ciudad Universitaria, Pabellón I, C1428EHA, Buenos Aires, Argentina

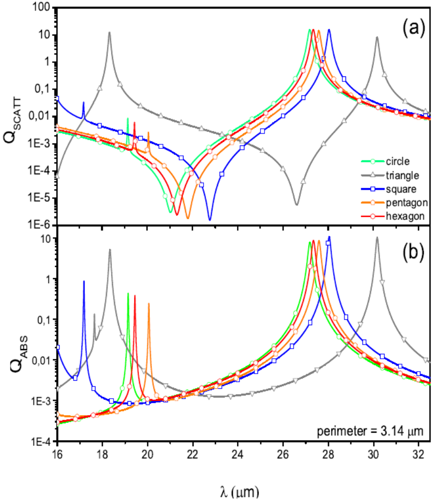
Aplicación del modelo en alambres de sección poligonal

Desarrollamos un método integral, electromagnéticamente riguroso, para estudiar la respuesta de alambres de grafeno de sección arbitraria



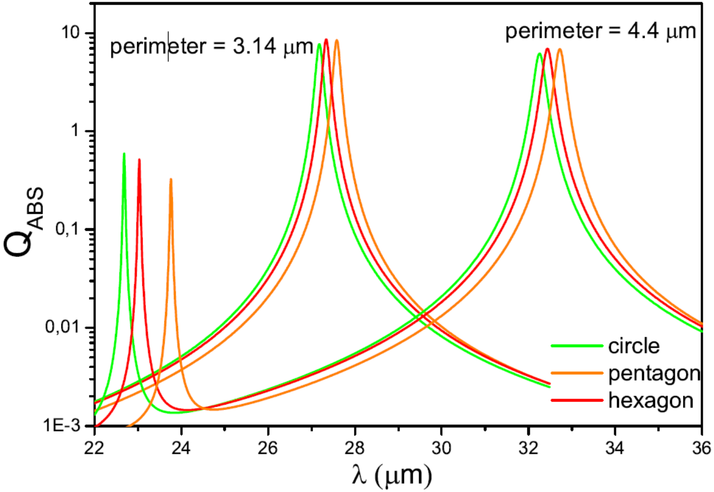
Para explorar el modelo, consideramos polígonos de igual perímetro

Secciones eficaces para distintos pseudo–polígonos de igual perímetro



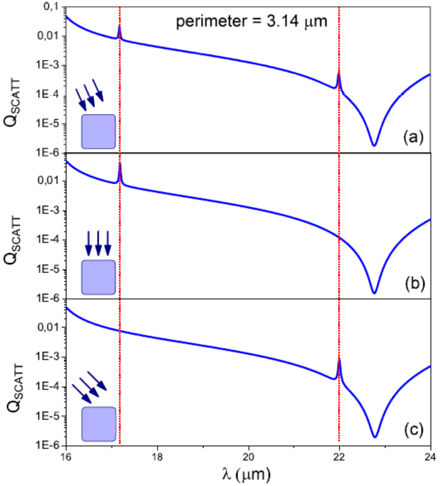
Aplicación del modelo en alambres de sección poligonal

La forma escala con el perímetro



Ruptura de simetría por incidencia

Cuadrupolos en alambres de sección cuadrada



Cuadrupolos en alambres de sección cuadrada: campo cercano

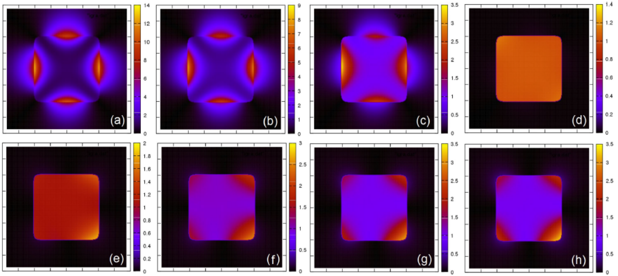


FIG. 9. Near field for a quasi-square section wire of perimeter $3.14\mu m$ at an incident plane wave of wave length $17.3\mu m$ (above) and $22\mu m$ (below), corresponding to quadrupole modes. The angles of incidence are (left to right): 15, 25, 35 and 45. Note that it is not the same color scale on all graphs.

Resonancias dipolares en alambres de sección rectangular

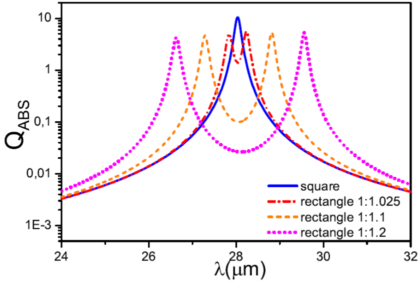
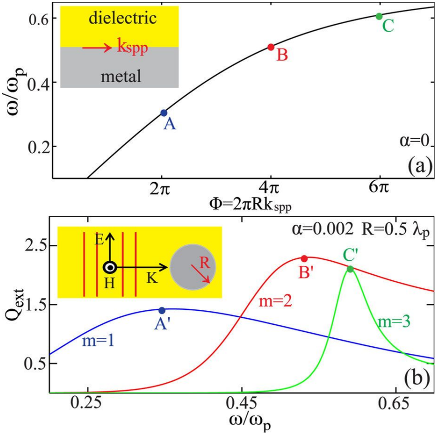


figura	$\mu_{quim}(eV)$ y $\varepsilon_{interno}$	λ_{obs-a}	λ_{teor-a}	λ_{obs-b}	λ_{teor-b}
cuadrado (1:1)	$\mu_q = 0.9$ $\varepsilon = 3.9$	28		28	
rectángulo (1:1.025)	$\mu_q = 0.9$ $\varepsilon = 3.9$	27.836	27.81	28.232	28.18
rectángulo (1:1.05)	$\mu_q = 0.9$ $\varepsilon = 3.9$	27.650	27.51	28.436	28.48
rectángulo (1:1.1)	$\mu_q = 0.9$ $\varepsilon = 3.9$	27.284	27.18	28.814	28.79
rectángulo (1:1.2)	$\mu_q = 0.9$ $\varepsilon = 3.9$	26.630	26.34	29.558	29.55
	$\mu_q = 0.6$ $\varepsilon = 3.9$	32.536	32.27	36.128	36.20
	$\mu_q = 0.9$ $\varepsilon = 2.0$	20.96	21.19	22.76	22.61
rectángulo (1:2.27)	$\mu_q = 0.9$ $\varepsilon = 3.9$	21.60	20.77	38.24	33.71

Prueba de concepto: plasmones metálicos

Caso metálico



plasmón propagante en superficie plana $\kappa(\omega)$

resonancias de plasmones localizados en cilindros

Scientific Reports 5, (2015) 12148, Liu, Oulton and Kivshar
Geometric interpretations for resonances of plasmonic nanoparticles

Conclusiones

Modelo geométrico

- provee interpretación de las resonancias plasmónicas localizadas
- convergen dos ramas plasmónicas que han avanzado casi sin interacciones
- reglas intuitivas y expresiones analíticas para frecuencias de resonancia en términos de parámetros geométricos y constitutivos
- no sólo plasmones metálicos, también metamateriales y materiales 2D (grafeno)
- complementa la descripción rigurosa (a la Mie)
- aplicable a otros modos superficiales
- dificultades cuando no es simple caracterizar las "órbitas"

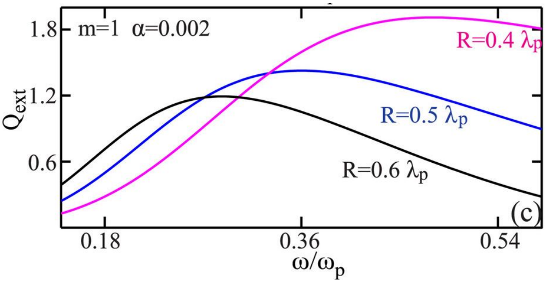
Grupo de Electromagnetismo Aplicado




Prueba de concepto: plasmones metálicos

cambia el radio

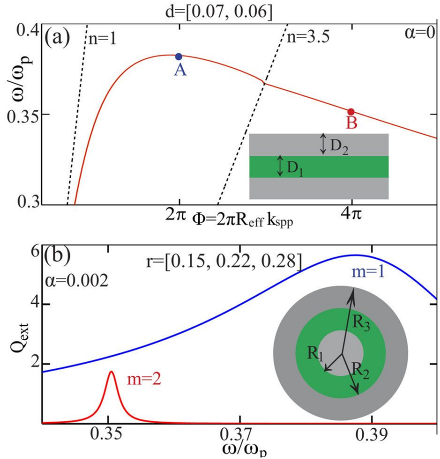
$$\lambda_{LSP} = \frac{2\,\pi\,R}{m} \approx \frac{2\,\pi}{\kappa(\omega)}$$



en el plano $\kappa(\omega)$ era creciente para Drude

Scientific Reports 5, (2015) 12148, Liu, Oulton and Kivshar
Geometric interpretations for resonances of plasmonic nanoparticles

Caso estratificado



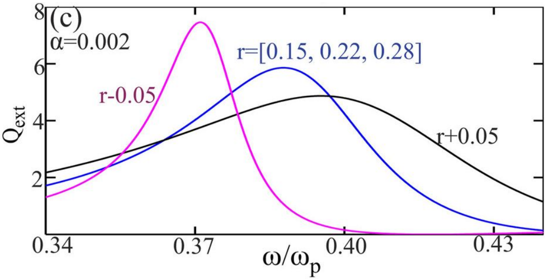
plasmón propagante en guía plana metálica

resonancias de plasmones localizados en cilindro estratificado

R_{eff}

Scientific Reports 5, (2015) 12148, Liu, Oulton and Kivshar
Geometric interpretations for resonances of plasmonic nanoparticles

Caso estratificado $\lambda_{LSP} = \frac{2\pi R}{m} \approx \frac{2\pi}{\kappa(\omega)}$



en la guía plana metálica hay zonas con $\kappa(\omega)$ decreciente

R_{eff}

Scientific Reports 5, (2015) 12148, Liu, Oulton and Kivshar
Geometric interpretations for resonances of plasmonic nanoparticles

Esfera estratificada: bandas múltiples y modos múltiples del mismo orden