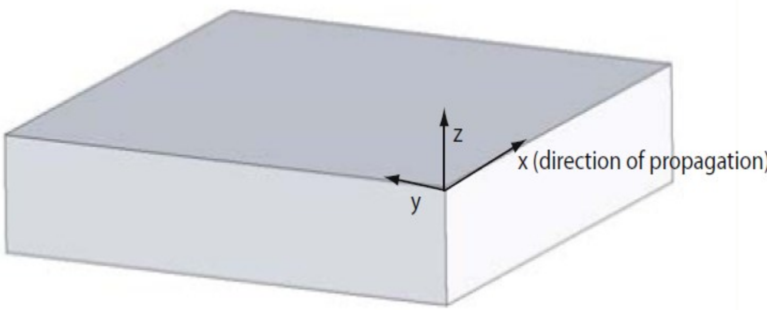
Plasmonica e dispositivos plasmonicos

Plasmon polaritons numa interface simples

Equações de onda num meio homogêneo



$$\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}(z)e^{i\beta x}$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}(z)}{\partial z^2} + \left(k_0^2\varepsilon - \beta^2\right)\mathbf{E} = 0.$$

Modo TM

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + \left(k_0^2\varepsilon - \beta^2\right) H_y = 0$$

$$E_x = -i\frac{1}{\omega\varepsilon_0\varepsilon}\frac{\partial H_y}{\partial z}$$

$$E_z = -\frac{\beta}{\omega\varepsilon_0\varepsilon} H_y$$

Modo TE (proibido)

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \left(k_0^2\varepsilon - \beta^2\right) E_y = 0$$

$$H_x = i\frac{1}{\omega\mu_0}\frac{\partial E_y}{\partial z}$$

$$H_z = \frac{\beta}{\omega\mu_0} E_y$$

Plasmon polaritons numa interface simples

$$\frac{k_2}{k_1} = -\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$$

$$k_1^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_1$$

$$k_2^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_2$$

Curva de dispersão

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}$$

<u>Modo TM</u>

<u>Z > 0</u>

$$H_y(z) = A_2 \mathrm{e}^{i\beta x} \mathrm{e}^{-k_2 z}$$

$$E_x(z) = i A_2 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} k_2 e^{i\beta x} \mathrm{e}^{-k_2 z}$$

$$E_z(z) = -A_1 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} e^{i\beta x} \mathrm{e}^{-k_2 z}$$

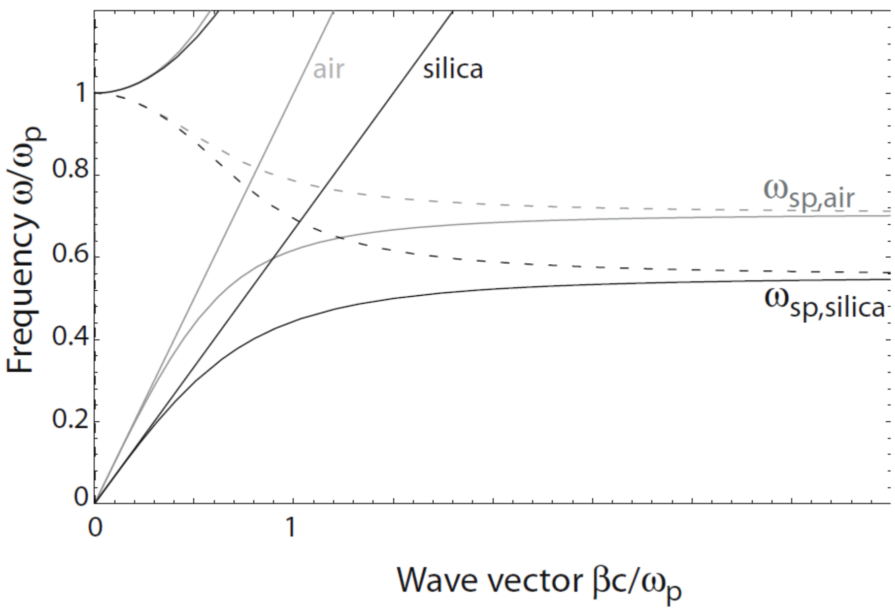
<u>Z < 0</u>

$$H_y(z) = A_1 \mathrm{e}^{i\beta x} \mathrm{e}^{k_1 z}$$

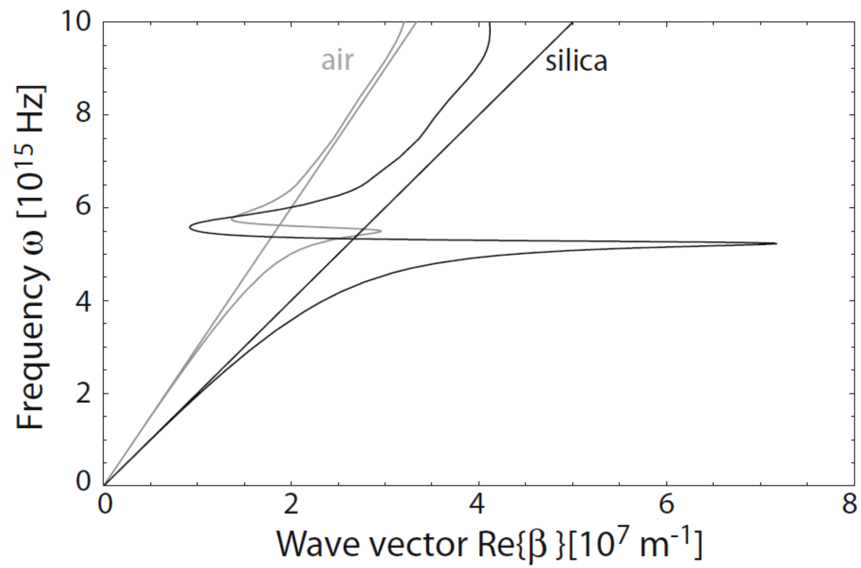
$$E_x(z) = -i A_1 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} k_1 e^{i\beta x} \mathrm{e}^{k_1 z}$$

$$E_z(z) = -A_1 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} e^{i\beta x} \mathrm{e}^{k_1 z}$$

Plasmon polaritons numa interface simples

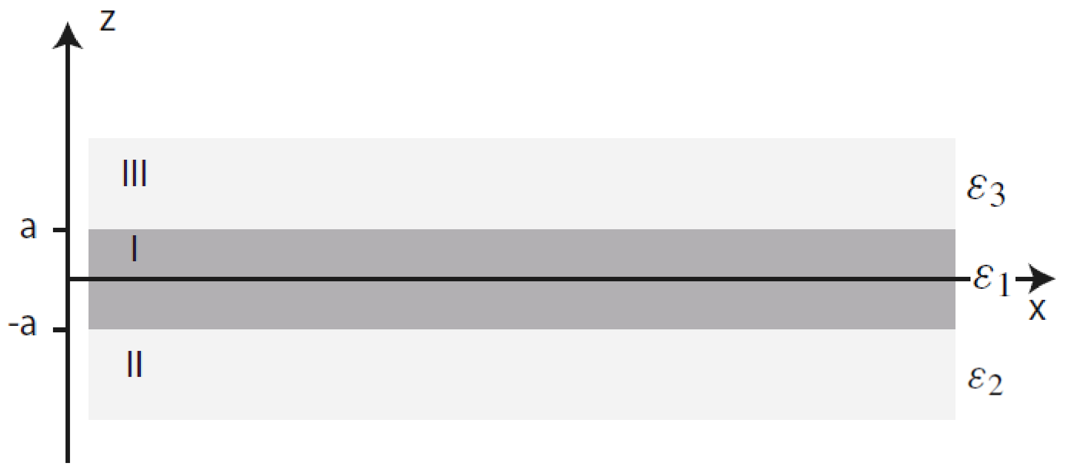


Curva de dispersão do plasmon polaron de superfície na interface Ag/ar (cinza) e Ag/silica (preto) respectivamente. Constante dielétrica da Ag modelo de elétrons livre



Curva de dispersão do plasmon polaron de superfície na interface Ag/ar (cinza) e Ag/silica (preto) respectivamente. Constante dielétrica da Ag de Johnson – Crhristy.

Plasmon polaritons em sistemas de multicamadas



Curva de dispersão:

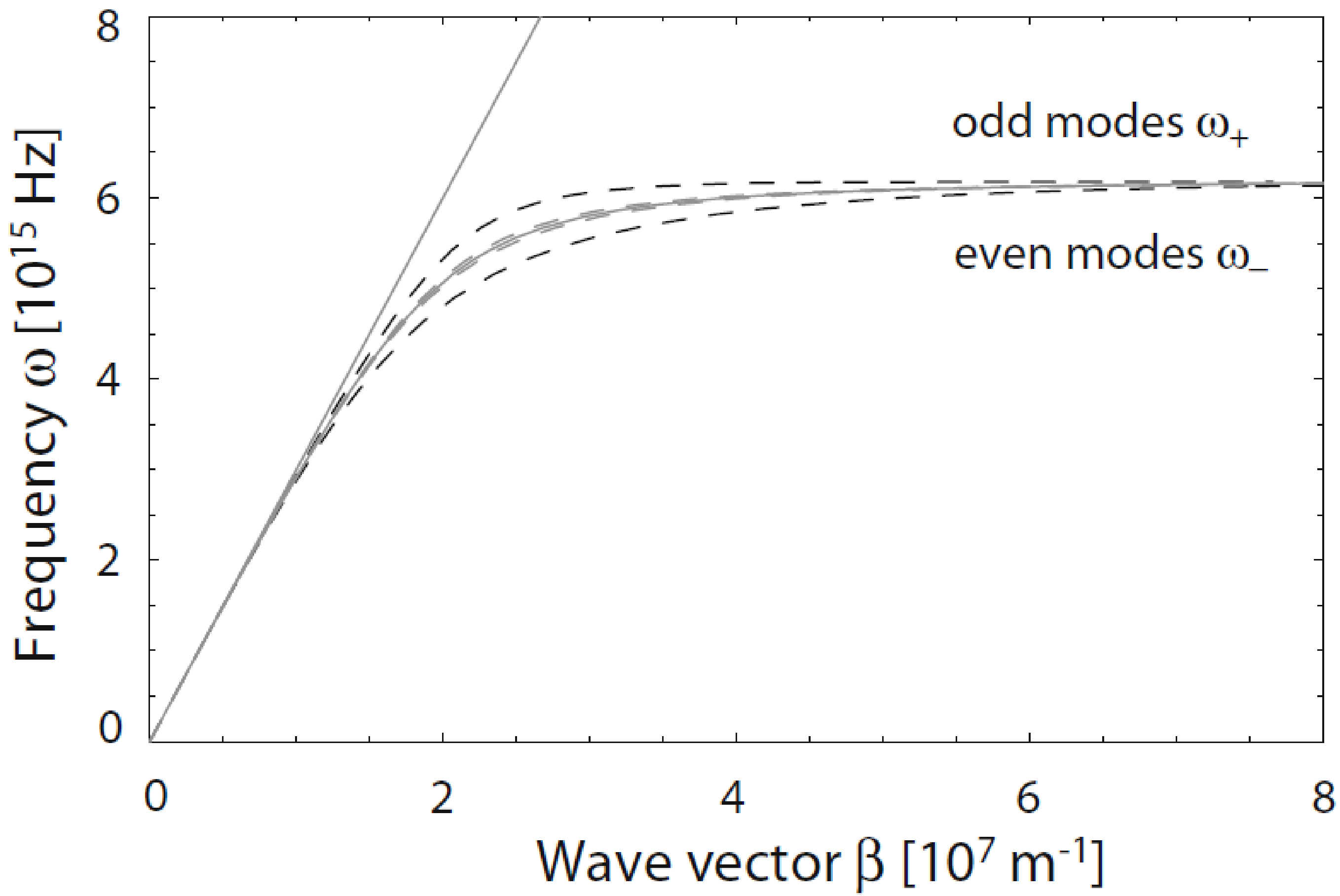
$$\boxed{e^{-4k_1a} = \frac{k_1/\varepsilon_1 + k_2/\varepsilon_2}{k_1/\varepsilon_1 - k_2/\varepsilon_2}\frac{k_1/\varepsilon_1 + k_3/\varepsilon_3}{k_1/\varepsilon_1 - k_3/\varepsilon_3}.}$$

Sistema simétrico: $\begin{cases} \varepsilon_2 = \varepsilon_3 \\ k_2 = k_3 \end{cases} \Rightarrow$

$$\tanh k_1 a = -\frac{k_2\varepsilon_1}{k_1\varepsilon_2} \quad \text{(Solução par)}$$

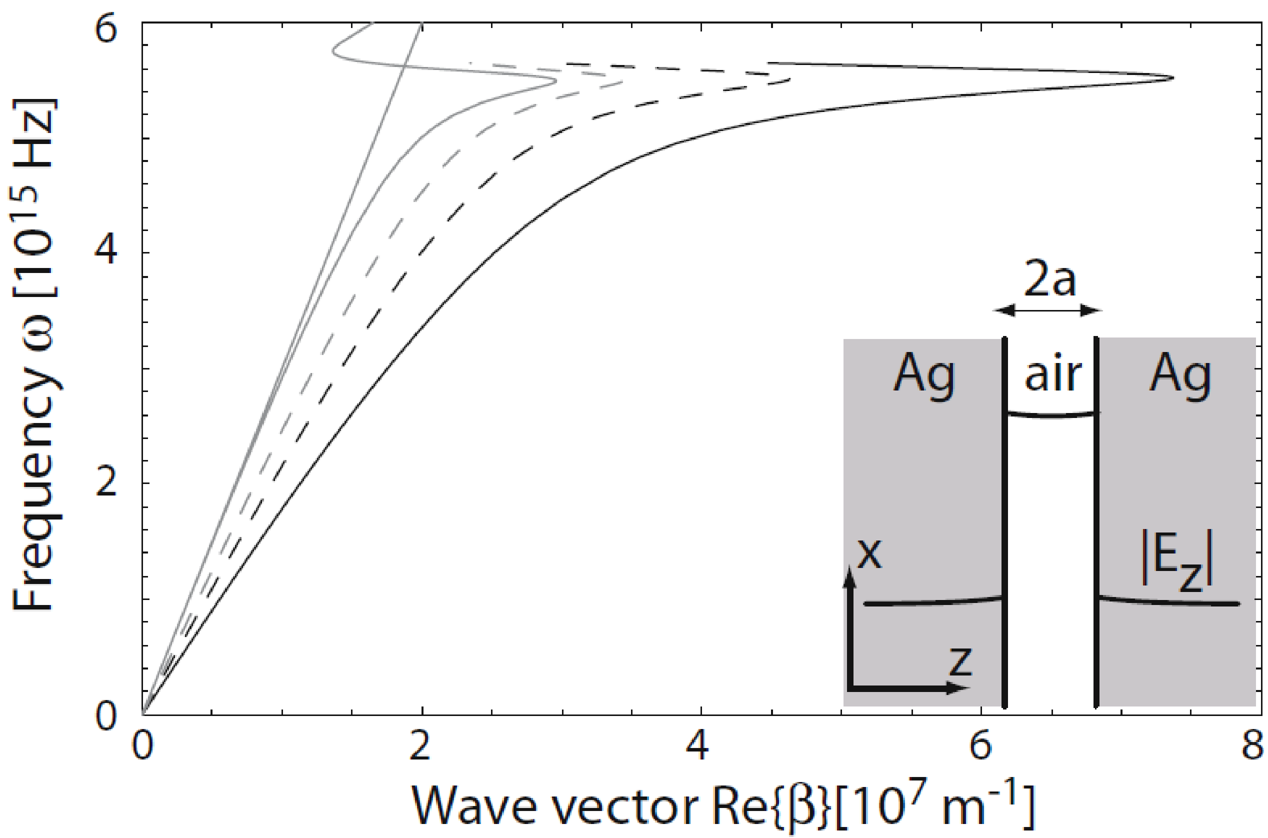
$$\tanh k_1 a = -\frac{k_1\varepsilon_2}{k_2\varepsilon_1}. \quad \text{(Solução impar)}$$

Plasmon polaritons num sistema Isolante/Metal/Isolante



Curva de dispersão do SPP no sistema ar/Ag/ar. Filme de Ag de 100 nm curva tracejada em cinza. Filme de Ag de 50 nm curva tracejada em preto. Em ambos casos foi utilizado o modelo Drude para o filme de Ag

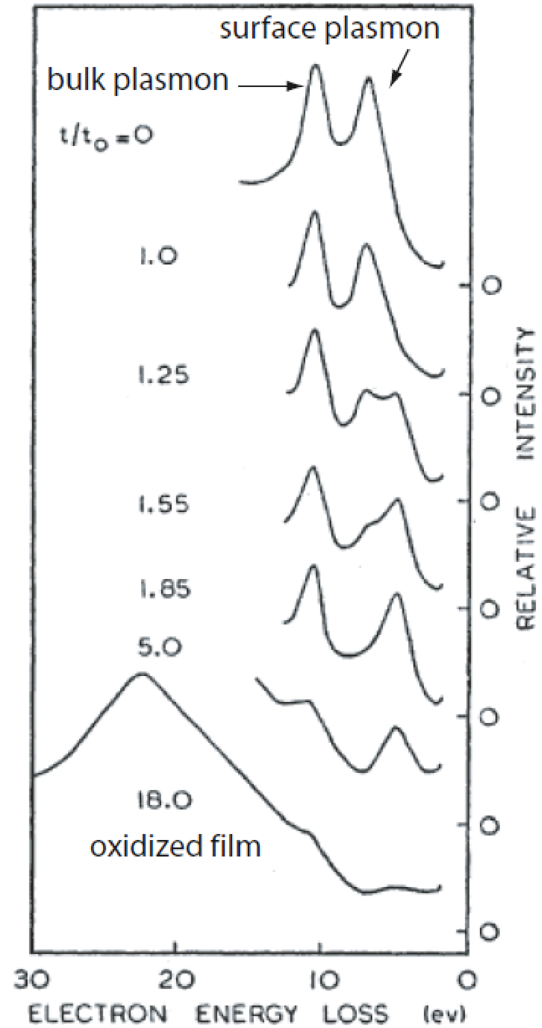
Plasmon polaritons num sistema Metal/Isolante/Metal



Curva de dispersão do SPP no sistema Ag/Ar/Ag. Gap de ar de 100 nm curva tracejada em cinza. Gap de ar de 50 nm curva tracejada em preto. Gap de ar de 25 nm curva continua em preto. Curva do SPP de interface simples curva continua cinza. Constante dieletrica da prata dos dados de Johnson and Christy.

Excitação do plasmon polaritons de superficie em interfaces planas

Excitação por feixe de elétrons: "Energy loss spectroscopy"

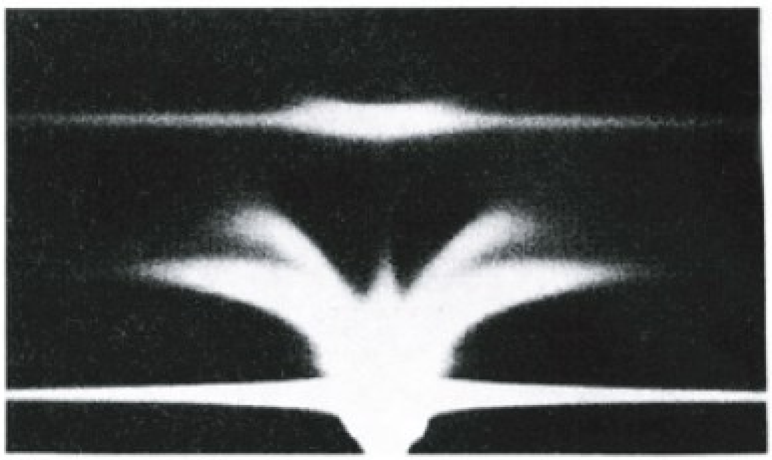


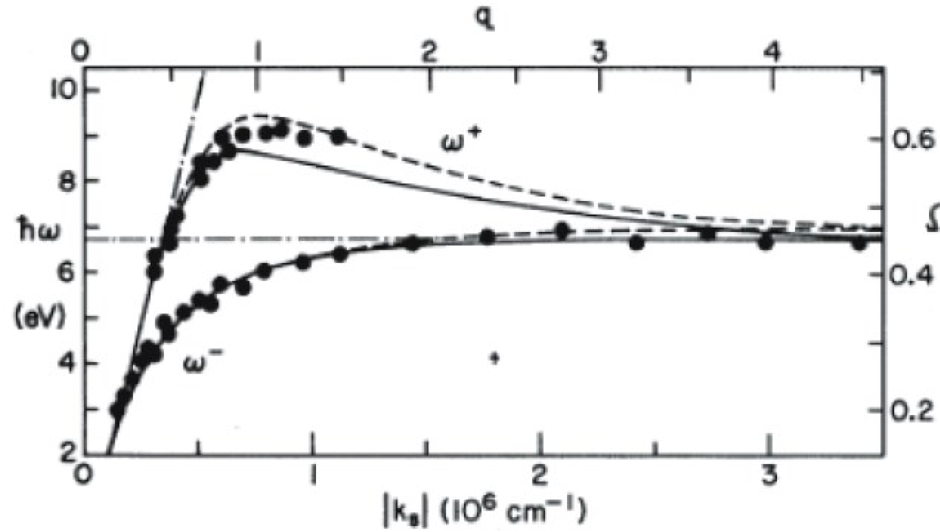
progressive stages of oxidation

$$\omega_{sp} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1+\varepsilon}}$$

Excitação do plasmon polaritons de superficie em interfaces planas

Excitação por feixe de elétrons: “Energy loss spectroscopy”

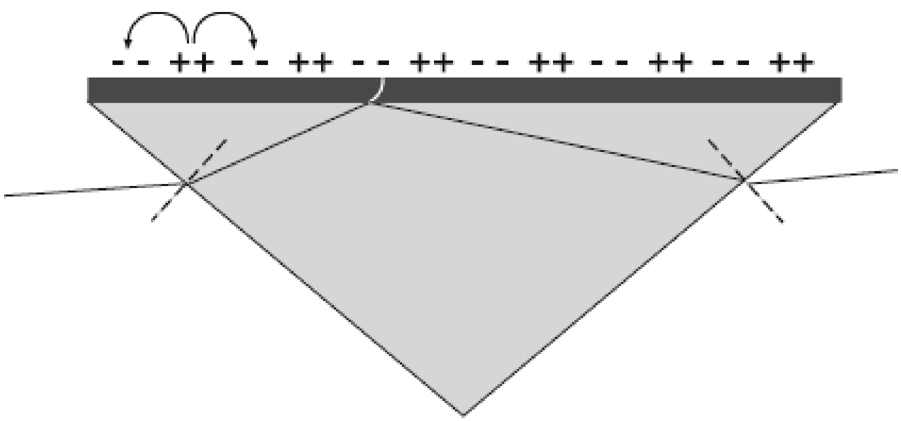




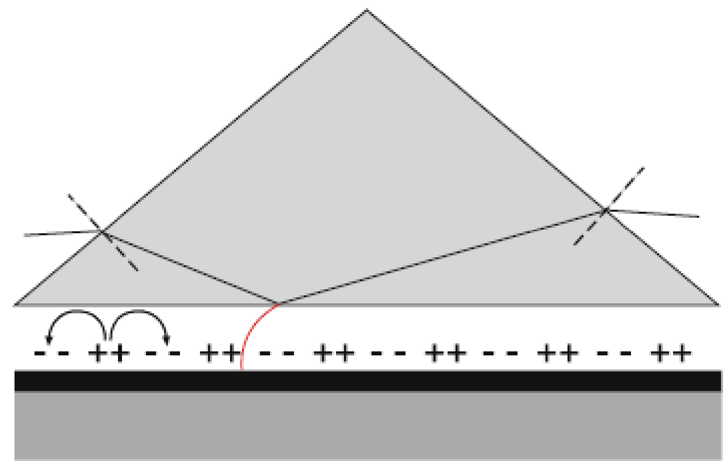
Espectro e curva de dispersão obtida através da espectroscopia de perda de energia do feixe de elétrons num filme fino de prata de espessura de 16 nm.

Excitação do plasmon polaritons de superficie em interfaces planas

Acoplamento por prisma



a) Configuração de Kretschmann



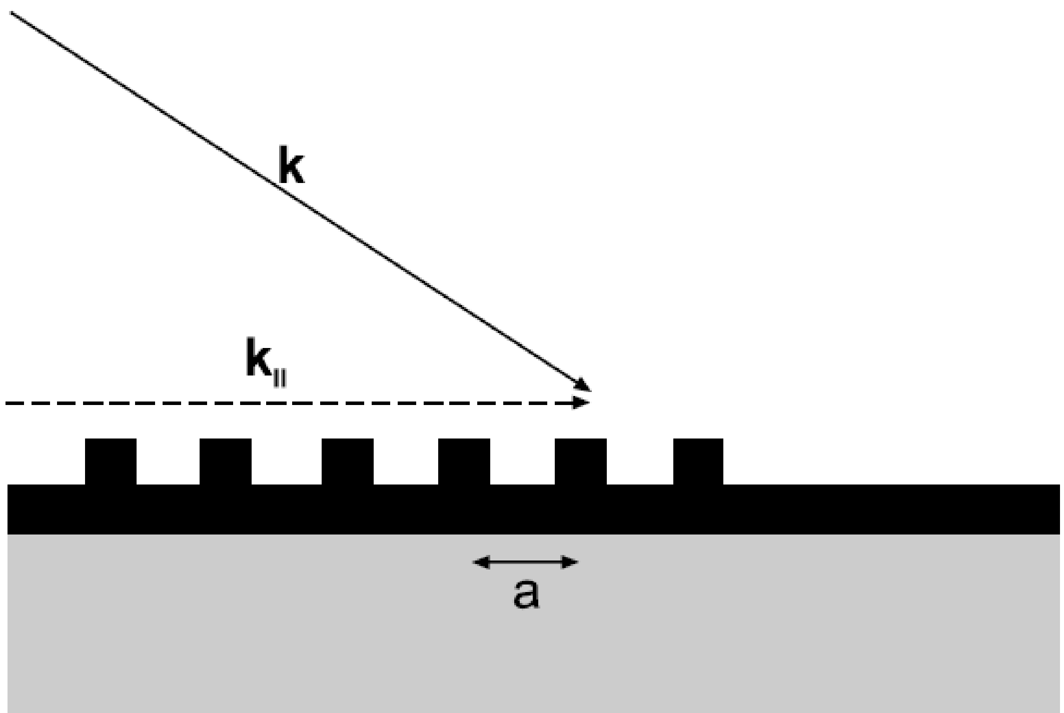
b) Configuração de Otto

Acoplamento dos vetores de onda:

$$\boxed{\beta = k\sqrt{\varepsilon}\,\sin\theta}$$

Excitação do plasmon polaritons de superficie em interfaces planas

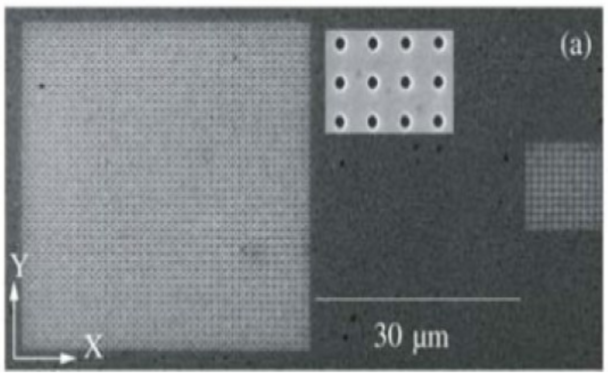
Acoplamento por uma grade de difração

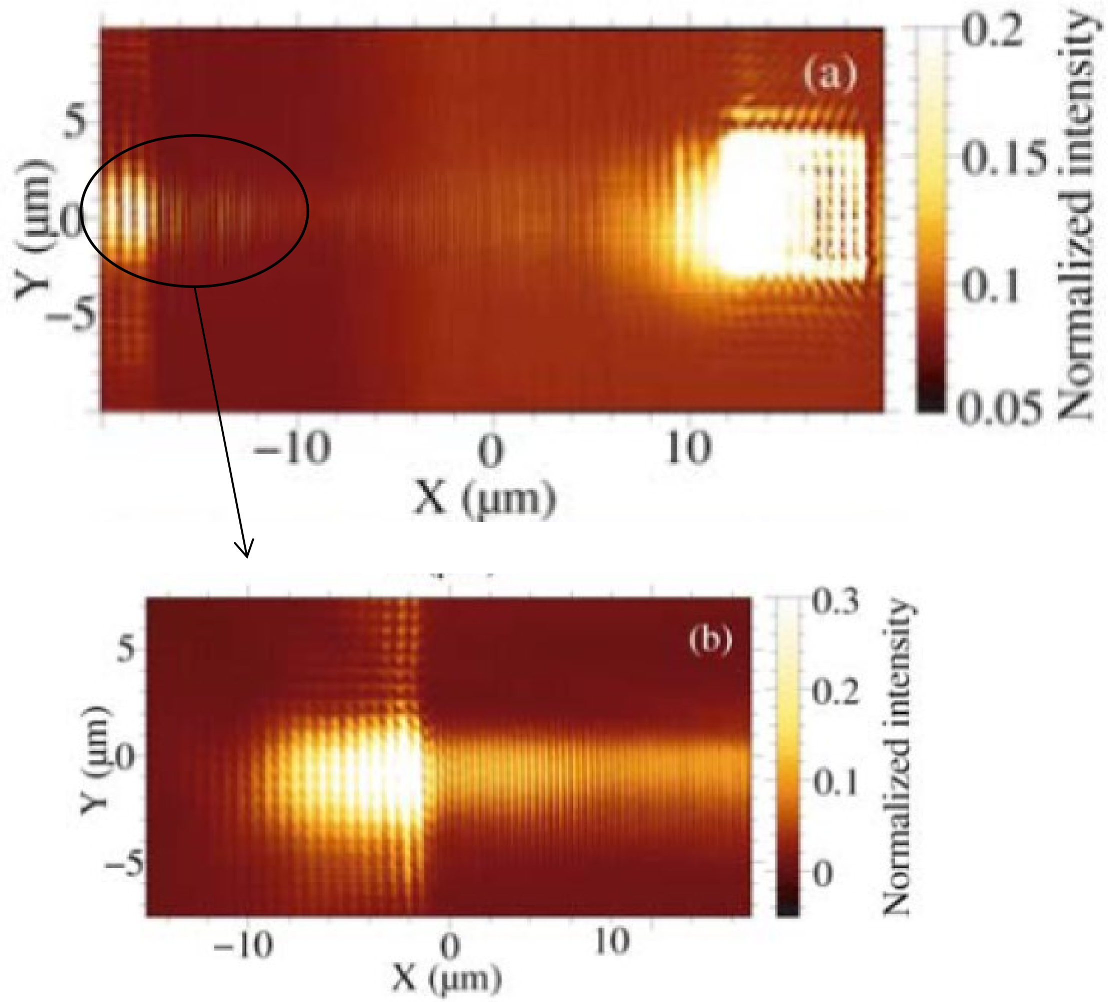


$$\beta = k \sin\theta \pm \nu g$$
$$g = \frac{2\pi}{a}$$

Excitação do plasmon polaritons de superficie em interfaces planas

Acoplamento por uma grade de difração





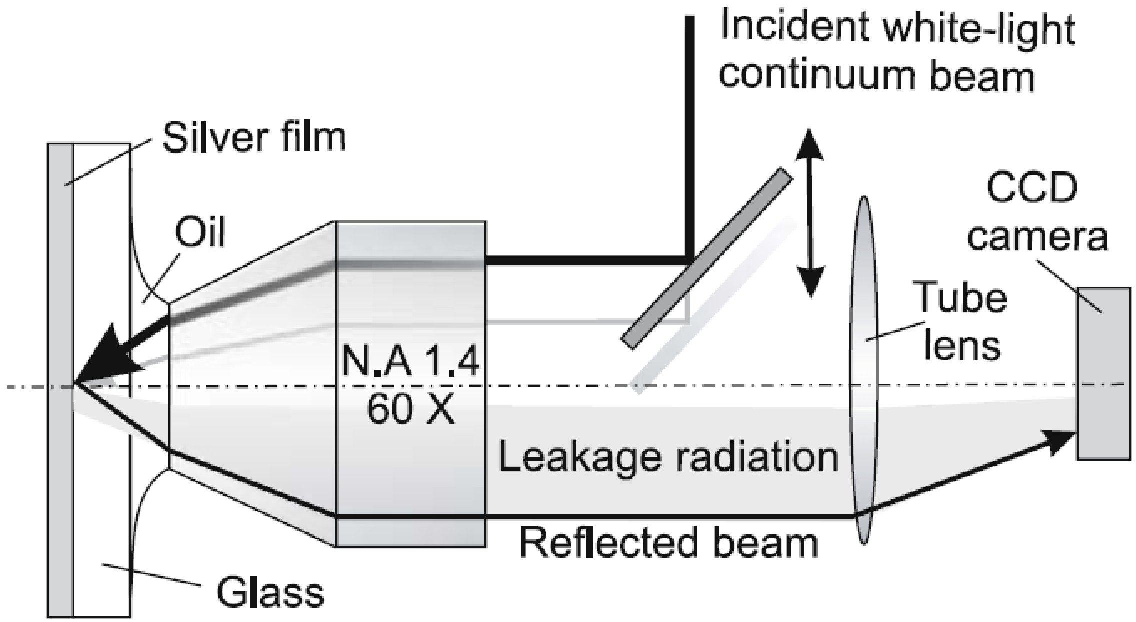
Arranjos de nano-buracos de 250 nm de diametro e periodicidade de 750 nm num filme de Au de 100 nm de espessura sobre vidro

Acoplamento por rugosidade

$$\beta = k \sin\theta \pm \Delta k_x$$

Excitação do plasmon polaritons de superficie em interfaces planas

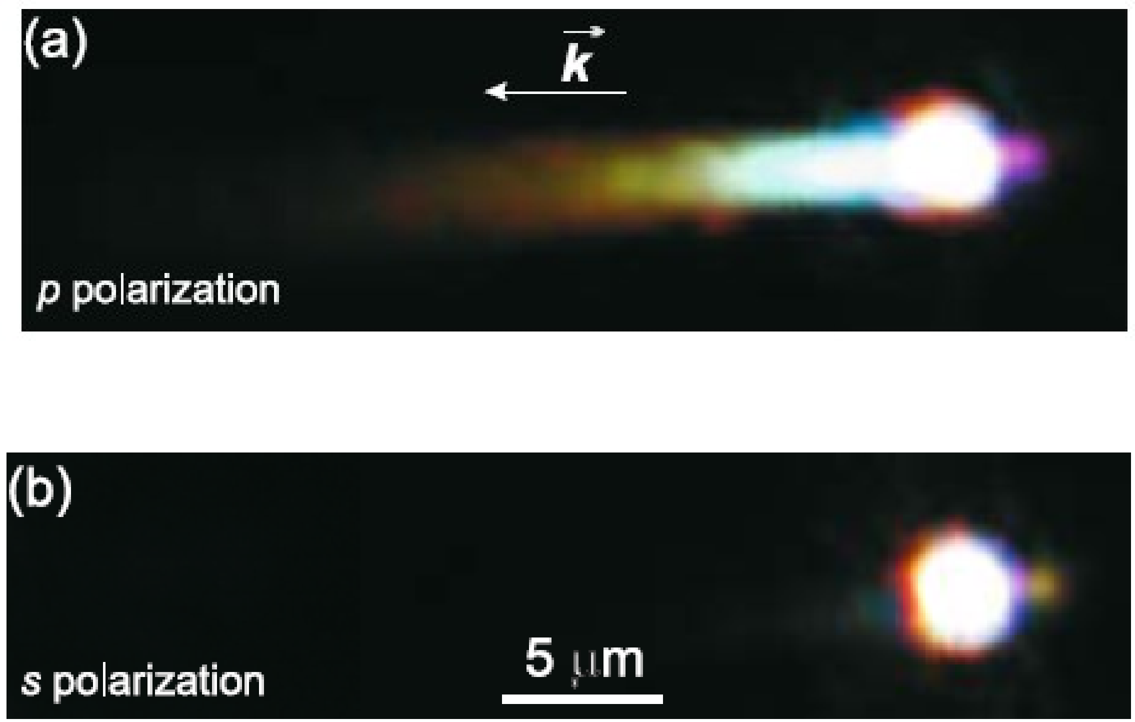
Acoplamento pela incidência de um feixe ótico altamente focalizado



$$k_x = \beta \qquad\qquad \theta_{\mathrm{SPP}} = \arcsin(\beta/nk_0) > \theta_{\mathrm{c}}$$

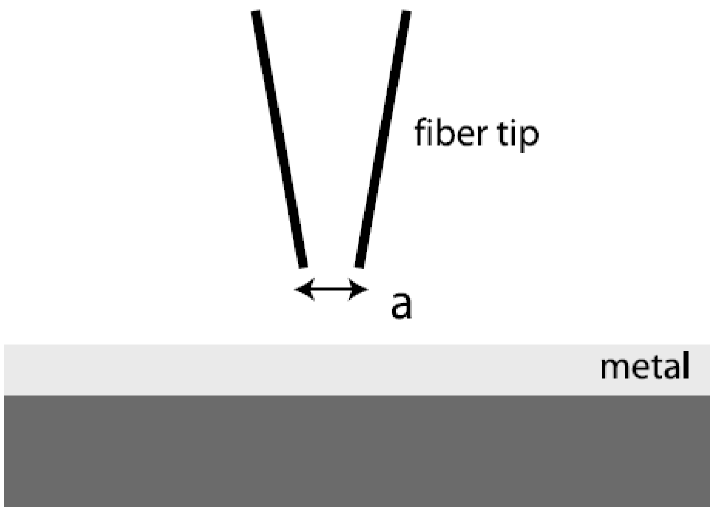
Excitação do plasmon polaritons de superficie em interfaces planas

Acoplamento pela incidência de um feixe ótico altamente focalizado



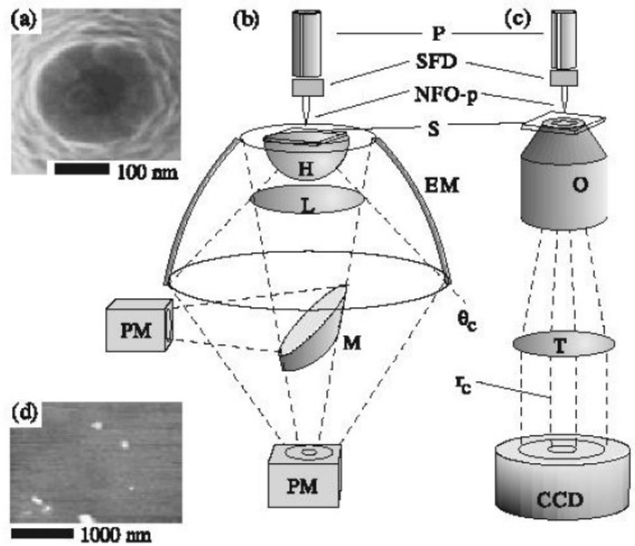
Excitação do plasmon polaritons de superficie em interfaces planas

Acoplamento por excitação de campo próximo



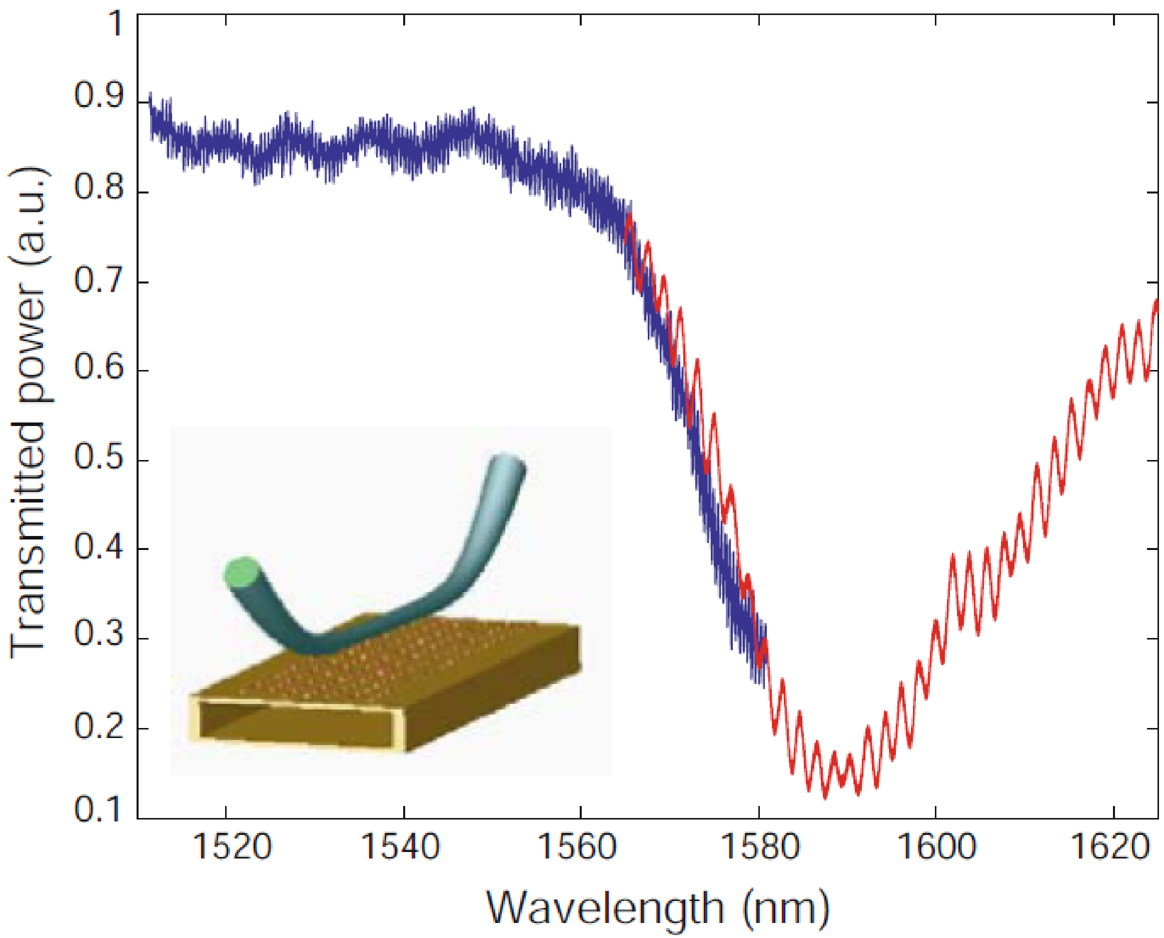
$$a \lesssim \lambda_{\mathrm{SPP}} \lesssim \lambda_0$$

$$k \gtrsim \beta \gtrsim k_0$$

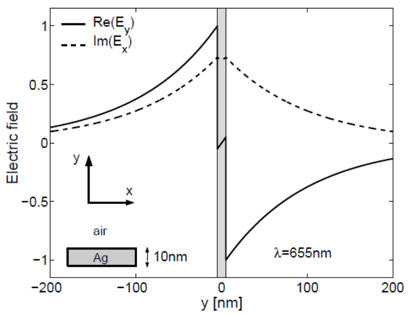


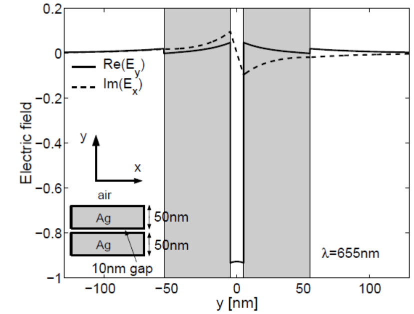
Excitação do plasmon polaritons de superficie em interfaces planas

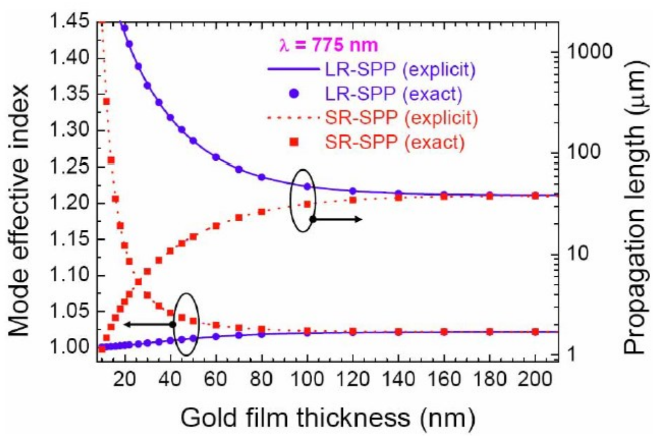
Acoplamento por componentes fotônicos convencionais

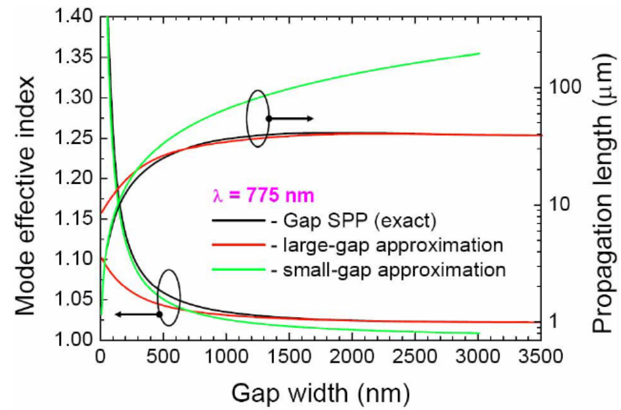


Propriedades dos plasmon resonantes lentos









$$k_{srsp} \approx -(2\varepsilon_d)/(t\varepsilon_m) \rightarrow \infty$$

$$k_{l(s)rsp} \approx k_0 \sqrt{\varepsilon_d + (\varepsilon_d - \varepsilon_m)(\varepsilon_d / \varepsilon_m)^2 \cdot \tanh^{(-)2}\left(0.5 k_0 t \sqrt{\varepsilon_d - \varepsilon_m}\right)}$$

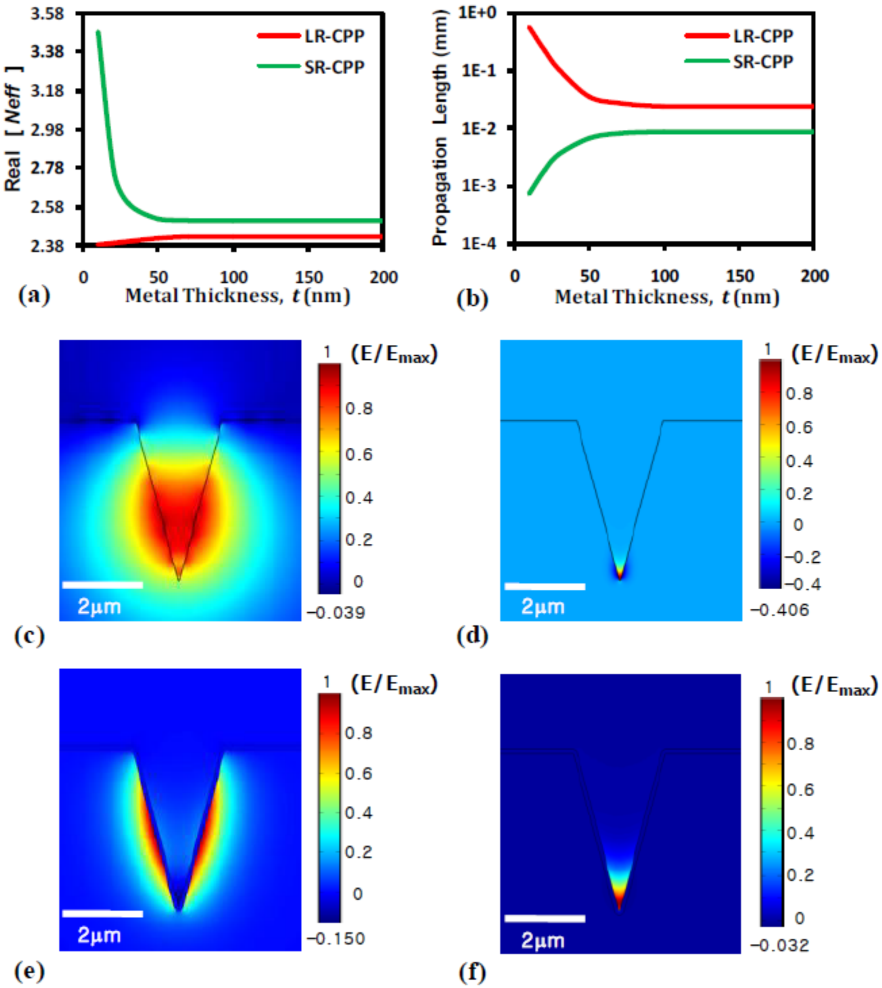
$$\begin{cases} k_{gsp} \approx k_0 \sqrt{\varepsilon_d + 0.5\left(k_{gsp}^0 / k_0\right)^2 + \sqrt{\left(k_{gsp}^0 / k_0\right)^2 \left[\varepsilon_d - \varepsilon_m + 0.25\left(k_{gsp}^0 / k_0\right)^2\right]}} \\ k_{gsp}^0 = -\dfrac{2\varepsilon_d}{t\varepsilon_m} \end{cases}$$

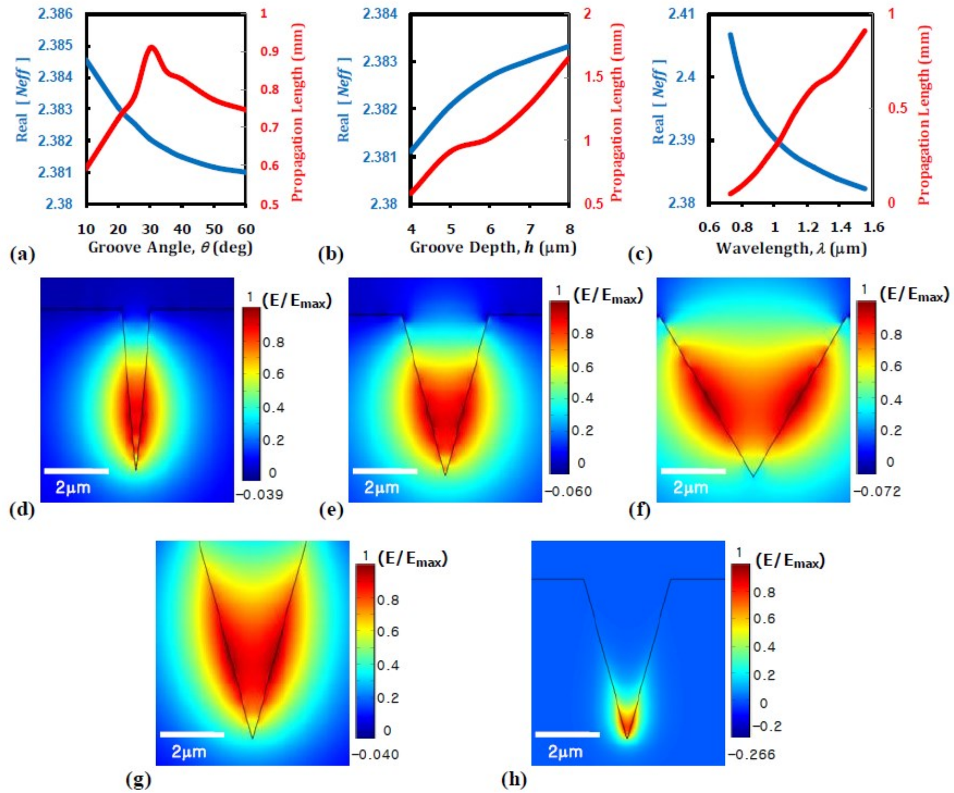
$$\begin{cases} k_{gsp} \approx k_{sp} \sqrt{1 - \dfrac{4\varepsilon_d\, \varepsilon_m}{\varepsilon_m^2 - \varepsilon_d^2} \exp(-\alpha_d t)} \end{cases}$$

$$\alpha_d = \alpha_0 \sqrt{1 + \frac{4\varepsilon_m^2}{\varepsilon_m^2 - \varepsilon_d^2} \exp(-\alpha_0 t)}$$

$$\alpha_0 = \sqrt{k_{sp}^2 - \varepsilon_d\, k_0^2} = \frac{k_0\, \varepsilon_d}{\sqrt{-\varepsilon_m - \varepsilon_d}}$$

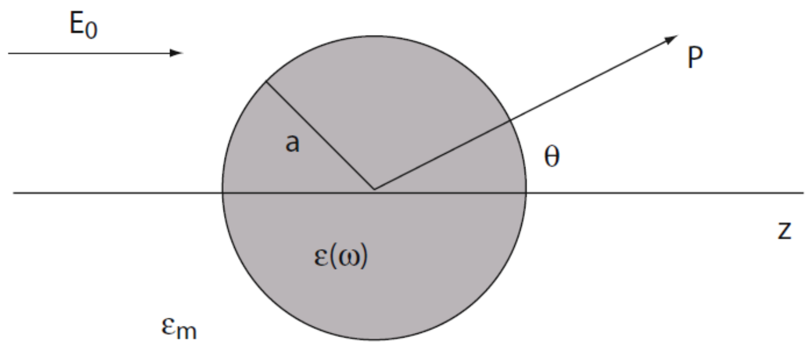
Plasmon polarons de longo alcance





Plasmon de superfície localizados

Aproximação eletrostática: a << λ



$$\mathbf{E} = E_0 \hat{\mathbf{z}}$$
$$\mathbf{E} = -\nabla \Phi$$
$$\nabla^2 \Phi = 0$$
$$\Phi(r,\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \left[A_l r^l + B_l r^{-(l+1)} \right] P_l(\cos\theta)$$

$$\boxed{\begin{aligned} \Phi_{\text{in}}(r,\theta) &= \sum_{l=0}^{\infty} A_l r^l P_l(\cos\theta) \\ \Phi_{\text{out}}(r,\theta) &= \sum_{l=0}^{\infty} \left[B_l r^l + C_l r^{-(l+1)} \right] P_l(\cos\theta) \end{aligned}}$$

Aplicando condições de fronteira em r = a e r →∝

$$\Phi_{\text{in}} = -\frac{3\varepsilon_m}{\varepsilon + 2\varepsilon_m} E_0 r \cos\theta$$
$$\Phi_{\text{out}} = -E_0 r \cos\theta + \frac{\varepsilon - \varepsilon_m}{\varepsilon + 2\varepsilon_m} E_0 a^3 \frac{\cos\theta}{r^2}.$$

$$\Phi_{\text{out}} = -E_0 r \cos\theta + \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon_m r^3}$$
$$\mathbf{p} = 4\pi \varepsilon_0 \varepsilon_m a^3 \frac{\varepsilon - \varepsilon_m}{\varepsilon + 2\varepsilon_m} \mathbf{E}_0.$$

Introduzindo a polarizabilidade

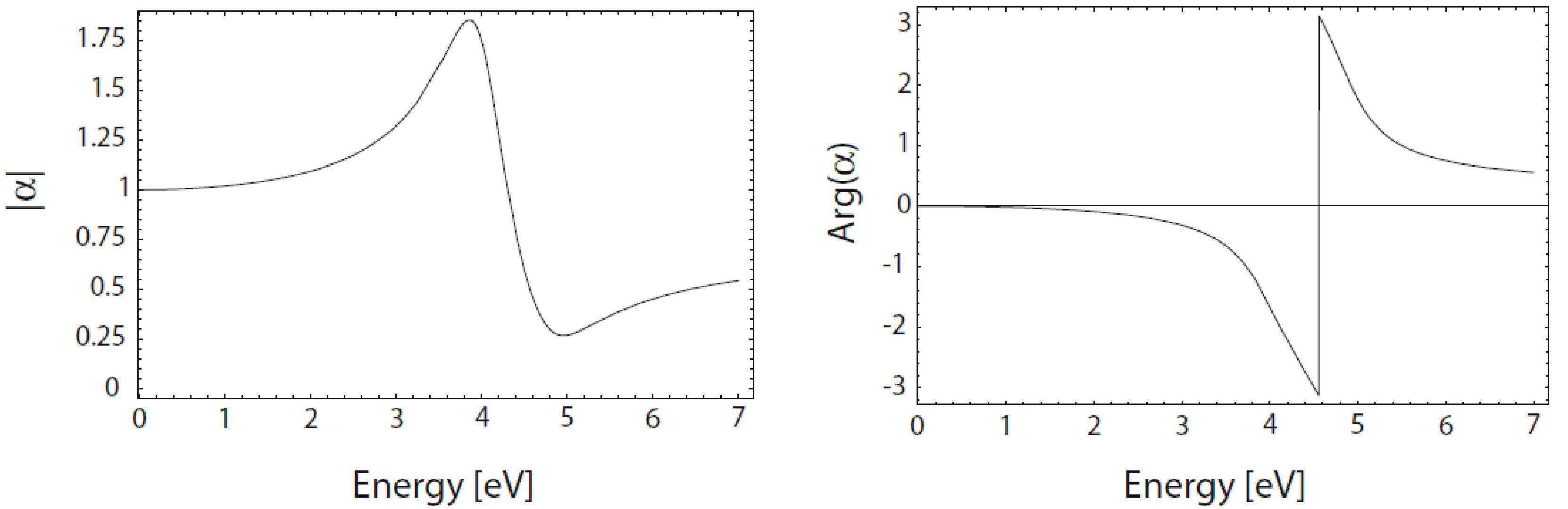
$$\mathbf{p} = \varepsilon_0 \varepsilon_m \alpha \mathbf{E}_0$$

$$\boxed{\alpha = 4\pi a^3 \frac{\varepsilon - \varepsilon_m}{\varepsilon + 2\varepsilon_m}}$$

Condição de Frohlich

$$\text{Re}\left[\varepsilon(\omega)\right] = -2\varepsilon_m$$

Polarizabilidade de uma esfera de Ag



Valor absoluto da polarizabilidade e sua fase de uma esfera de Ag com tamanho muito menor que o comprimento de onda. A permitividade elétrica $\varepsilon(\omega)$ do metal foi ajustada segundo o modelo Drude aos dados de Jhonson e Christy.

Distribuição de campo elétrico próximo em uma esfera metálica: aproximação dipolar

r << λ, $\mathbf{E} = -\nabla\Phi$

$\Downarrow$

Campo no interior da esfera:

$$\mathbf{E_{in}} = \frac{3\varepsilon_m}{\varepsilon + 2\varepsilon_m}\mathbf{E}_0$$

Campo no exterior da esfera:

$$\mathbf{E_{out}} = \mathbf{E}_0 + \frac{3\mathbf{n}\,(\mathbf{n}\cdot\mathbf{p}) - \mathbf{p}}{4\pi\,\varepsilon_0\varepsilon_m}\frac{1}{r^3}.$$

Vetor de polarização da esfera

$$\mathbf{p} = 4\pi\,\varepsilon_0\varepsilon_m a^3\,\frac{\varepsilon - \varepsilon_m}{\varepsilon + 2\varepsilon_m}\mathbf{E}_0$$

n: vetor perpendicular à superfície da esfera

Distribuição de campo elétrico radiativo(longe) em uma esfera metálica: aproximação dipolar

r >> λ: dipolo radiante

$$\mathbf{H} = \frac{ck^2}{4\pi}(\mathbf{n} \times \mathbf{p})\frac{e^{ikr}}{r}\left(1 - \frac{1}{ikr}\right)$$

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_m}\left\{k^2(\mathbf{n} \times \mathbf{p}) \times \mathbf{n}\frac{e^{ikr}}{r} + [3\mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{p}) - \mathbf{p}]\left(\frac{1}{r^3} - \frac{ik}{r^2}\right)e^{ikr}\right\}$$

Kr >> 1: Ondas esféricas

$$\mathbf{H} = \frac{ck^2}{4\pi}(\mathbf{n} \times \mathbf{p})\frac{e^{ikr}}{r}$$

$$\mathbf{E} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0\varepsilon_m}}\mathbf{H} \times \mathbf{n}.$$

Coeficientes de espalhamento de absorção e extinção

Coeficiente de espalhamento

$$C_{\text{sca}} = \frac{k^4}{6\pi} |\alpha|^2 = \frac{8\pi}{3} k^4 a^6 \left| \frac{\varepsilon - \varepsilon_m}{\varepsilon + 2\varepsilon_m} \right|^2$$

Coeficiente de absorção

$$C_{\text{abs}} = k \operatorname{Im}[\alpha] = 4\pi k a^3 \operatorname{Im}\left[\frac{\varepsilon - \varepsilon_m}{\varepsilon + 2\varepsilon_m} \right]$$

Coeficiente de extinção

$$C_{\text{ext}} = C_{\text{abs}} + C_{\text{sca}}$$

$$C_{\text{ext}} = 9 \frac{\omega}{c} \varepsilon_m^{3/2} V \frac{\varepsilon_2}{[\varepsilon_1 + 2\varepsilon_m]^2 + \varepsilon_2^2}$$

Coeficiente de extinção de uma esfera de Ag sub-comprimento de onda