

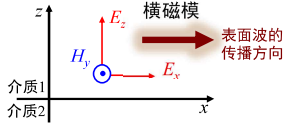
- ▶ SPP的激发
  - ▶ 1.1 棱镜耦合(波矢匹配) P9
  - ▶ 1.2 通过高度集中的光束激发
  - ▶ 1.3 光栅耦合
  - ▶ 1.4 散射激发
  - ▶ 1.5 近场激发
  - ▶ 1.6 其它耦合方法
- ▶ SPP的表征
  - ▶ 2.1 近场显微镜
  - ▶ 2.2 泄漏辐射显微镜
  - ▶ 2.3 荧光成像

上讲回顾

- ▶ 从两个旋度方程+解的形式，得到两种模式的方程组

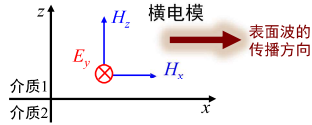
$$\begin{aligned} E_x &= \pm k_z H_y / i \omega \epsilon_0 \epsilon \\ E_z &= -\beta H_y / \omega \epsilon_0 \epsilon \\ (k_z^2 - \beta^2 + k_0^2 \epsilon) H_y &= 0 \end{aligned}$$

TM模式



$$\begin{aligned} H_z &= \beta E_y / \omega \mu_0 \\ H_x &= -i \omega \mu_0 (\pm k_z E_y) \\ (k_z^2 - \beta^2 + k_0^2 \epsilon) E_y &= 0 \end{aligned}$$

TE模式



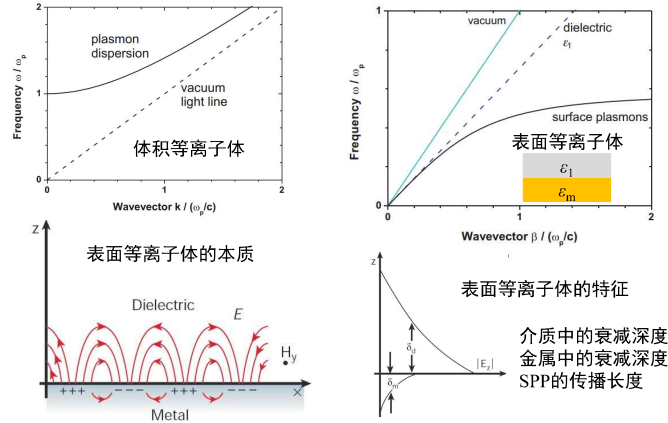
- TE模式：界面附近方程无解，不存在电磁表面波模式
- TM模式：界面附近方程有解，存在电磁表面波模式：**表面等离极化激元(SPP)**
- SPP的色散关系：

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}}$$

01

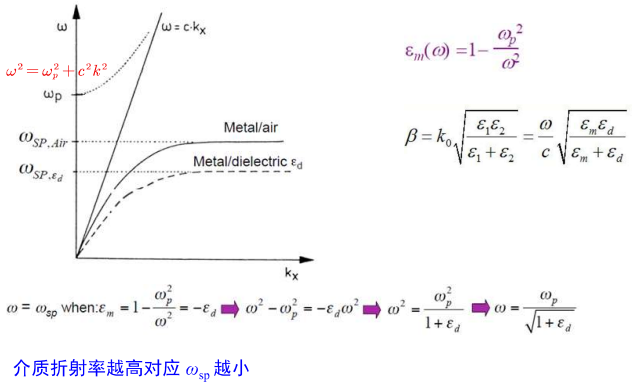
02

上讲回顾



03

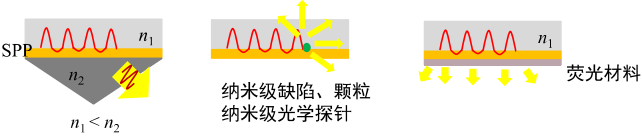
等离子体色散关系



04

总结

- ▶ SPP的激发：**相位匹配**  $k_{x,d} = \beta = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}}$   
由于  $\beta > \sqrt{\epsilon_d} k_0 = n_d k_0$ ,  $k_{x,d} = \sqrt{n_d^2 k_0^2 - k_{z,d}^2} = i \kappa$   
与金属接触介质中的波必须是**倏逝波**才能激发SPP  
**倏逝波**：传播方向波数大于对应介质中的波数 ( $k_x > k$ )  
产生SPP的方法：全内反射棱镜耦合、光栅耦合、散射激发等等。
- ▶ SPP的表征  
原理：泄漏辐射、散射作用、荧光成像



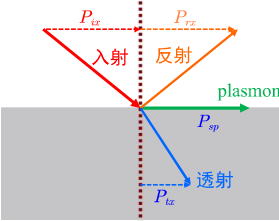
2

SPP的激发—相位匹配

- 激发SPP, 入射光波矢应该满足：  
 $k_{xinc} = \beta_{SPP}$  (被称为“相位匹配条件”)

为什么呢？——光子的横向动量守恒！

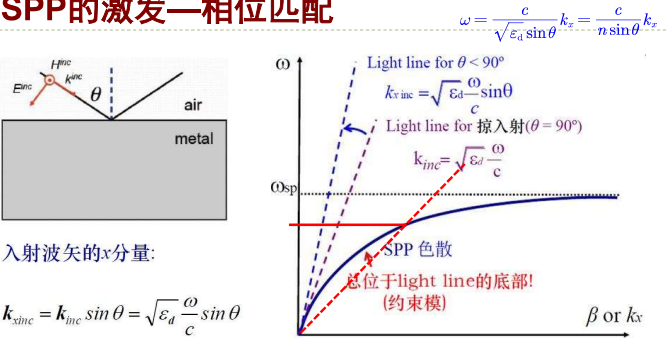
- 光子动量： $\mathbf{P} = \hbar \mathbf{k}$   
约化普朗克常数： $\hbar = h/(2\pi)$   
 $\hbar = 6.63 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$
- 反射： $P_{ix} = P_{rx} \Rightarrow \hbar n_1 k_0 \sin \theta_i = \hbar n_1 k_0 \sin \theta_r \Rightarrow \sin \theta_i = \sin \theta_r$  反射定律
- 折射： $P_{ix} = P_{tx} \Rightarrow \hbar n_1 k_0 \sin \theta_i = \hbar n_2 k_0 \sin \theta_t \Rightarrow n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t$  折射定律
- SPP： $P_{ix} = \hbar \beta$  ???



Phase-matching condition; Momentum conservation

06

SPP的激发—相位匹配

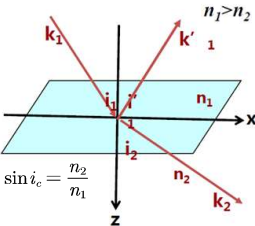


- 同一频率下，SPP波数总是大于介质中入射光的波数
- 没有交集的色散曲线 → **无耦合进的光**和**无耦合出的表面等离激元**
- 因此，必须采用某些“技巧”来增大  $k_{xinc}$  与  $\beta_{spp}$  匹配。

07

1.1 棱镜耦合—全反射

- 折射波可以表示为：  
 $\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{20} \exp[i(k_{2x}x + k_{2z}z)] e^{-i\omega t}$
- 由  $k_1 = n_1 k_0$ ,  $k_2 = n_2 k_0 \Rightarrow k_2 = \frac{n_2}{n_1} k_1$
- x方向动量守恒： $k_{2x} = k_{1x} = k_1 \sin i_1$
- $k_{2z} = \sqrt{k_2^2 - k_{2x}^2} = \sqrt{k_1^2 \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - k_1^2 \sin^2 i_1}$ ，全反射角： $\sin i_c = \frac{n_2}{n_1}$
- $\Rightarrow k_{2z} = k_1 \sqrt{\sin^2 i_c - \sin^2 i_1} = \frac{2\pi}{\lambda_1} \sqrt{\sin^2 i_c - \sin^2 i_1}$
- 当  $i_1 > i_c$ ，发生全内反射， $k_{2z}$  为纯虚数，令  $k_{2z} = i\kappa$



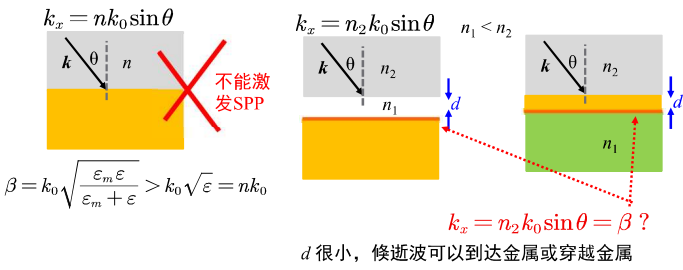
- $\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{20} e^{i(k_{2x}x + k_{2z}z)} e^{-i\omega t} = \mathbf{E}_{20} e^{i(k_{2x}x - \omega t)} e^{-\kappa z}$  指数衰减
- 全反射情况下，入射光的能量是**穿透介质2内一定深度**后逐渐反射的
- 倏逝波的**横向波数  $k_x$  依然保持不变！**

Prism coupling

08

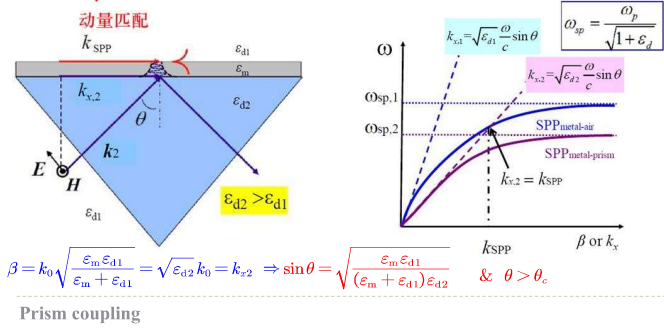
1.1 棱镜耦合——全反射

- 高折射率中光在  $x$  方向的波数:  $k_x = nk_0 \sin \theta$
- 对于确定的角度,  $k_x$  正比于折射率
- 如果SPP的波数正好和  $k_x$  相等即可发生耦合, 实现SPP激发
- SPP的波数大于介质中光的波数, 如果是倏逝波呢?



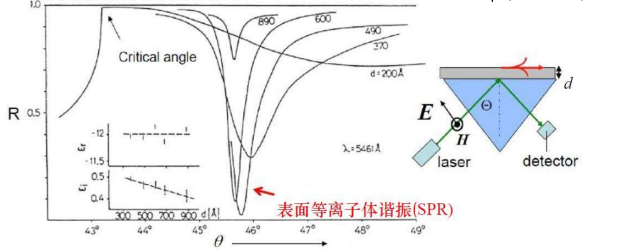
1.1 棱镜耦合——动量守恒 (波矢补偿)

- 在棱镜中, 通过全内反射(TIR)产生倏逝波
- 倏逝波发生隧穿透过薄膜达到空气和金属界面
- 倏逝波的  $k_x$  与棱镜介质中光波的  $k_x$  一致! (动量守恒)
- 能量守恒: SPP的频率与入射光频率一致



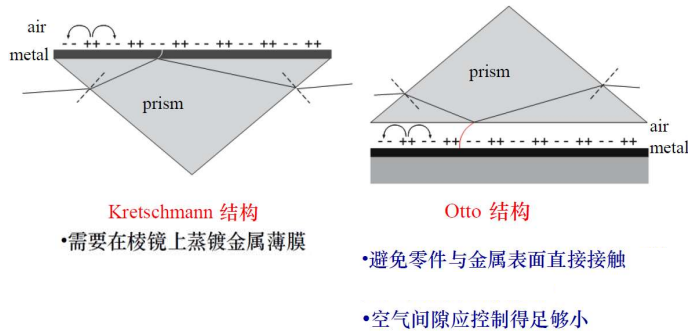
1.1 棱镜耦合

- SPP 激发时, 能量从入射光转移到 SPP
- 可观测到的反射强度最小值



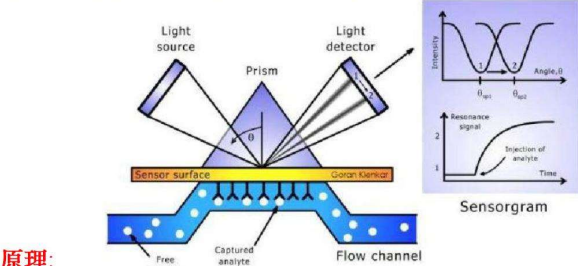
- 对薄膜厚度的依赖性: 存在完美耦合的最佳厚度
- 谐振宽度与SPP的阻尼有关
- 被激发的SPP是泄漏波: 将辐射泄漏到棱镜中
- 最小值是由泄漏波和直接全内反射波干涉相消引起的

1.1 两种棱镜耦合结构



SPR应用

用于监测生物分子: 蛋白, 配位体, DNA, 等。

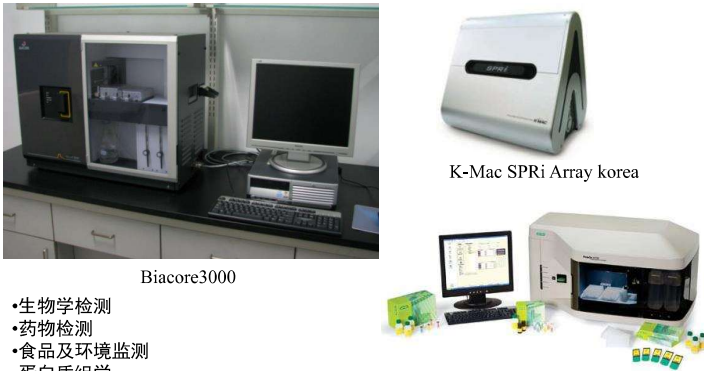


原理:

- SPR对表面敏感
- 抗体附着在金表面
- 互补抗原(被分析物)与抗体结合→折射率  $n_d$  变化→SPR谷移动 (监测信号)

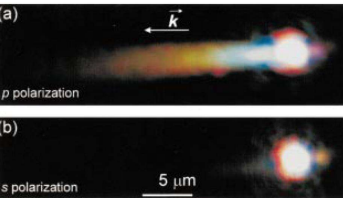
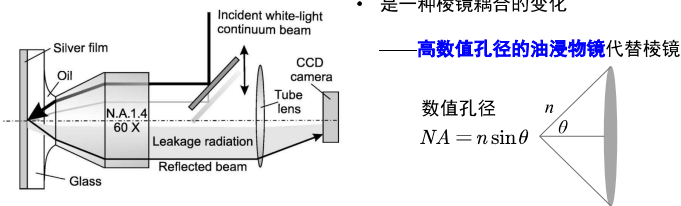
$$\sin \theta = \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{(\epsilon_m + \epsilon_d) \epsilon_{d2}}}$$

商业SPR仪器



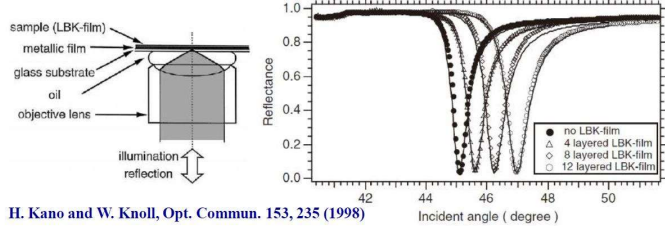
<http://www.bionavis.com/technology/spr/>

1.2 通过高度集中的光束激发



- 是一种棱镜耦合的变化
- 高数值孔径的油浸物镜代替棱镜
- 数值孔径  $NA = n \sin \theta$
- 高数值孔径,  $\theta$  大, 离轴光线入射角大: 全反射
- 离轴入口的光束 →  $\theta > \theta_c$  时激发 SPP
- 高度聚焦的光束 → 使局域 SPP 激发
- 泄漏辐射 → 观测激发的 SPP

Langmuir-Blodgett-Kuhn (LBK) 功能分子转移薄膜厚度测量



H. Kane and W. Knoll, Opt. Commun. 153, 235 (1998)

- 原理: 薄膜厚度的变化→改变有效  $\epsilon_d$ →SPR的移位
- 耦合角度强烈依赖于LBK薄膜厚度
- 测量结果: 3.5nm, 7.3nm, 11.15nm的LBK厚度,
- 几层LBK的检测是可行的!

$$\sin \theta = \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{(\epsilon_m + \epsilon_d) \epsilon_{d2}}}$$



## 1.2 光栅耦合

### 光栅方程

入射角:  $\theta$ , 衍射角:  $\varphi$

光程差:  $\Delta = d(\sin\theta - \sin\varphi)$  如果衍射光在同一侧:  $\Delta = d(\sin\theta + \sin\varphi)$

衍射极大条件:  $d(\sin\theta \pm \sin\varphi) = m\lambda$  **光栅方程**

x 方向波数:  $k_{inc,x} = k_{inc}\sin\theta$ ,  $k_{m,x} = k_{inc}\sin\varphi$

$$\Rightarrow \frac{d}{k_{inc}}(k_{inc,x} \pm k_{m,x}) = m\lambda$$

$$\Rightarrow k_{inc,x} \pm k_{m,x} = m \frac{k_{inc}\lambda}{d}, \quad \because k_{inc} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$\therefore k_{inc,x} \pm k_{m,x} = mK, \quad \text{其中 } K = \frac{2\pi}{d}$$

$$\pm k_{m,x} = k_{inc,x} - mK$$

把负号放入到  $m$  中, 有:

$$\pm k_{m,x} = k_{inc,x} + mK$$

需要的光栅周期形式

18

## 1.2 光栅耦合

- 光栅可以产生多个衍射级 (传播和消逝波)
- 第  $m$  级波矢满足:

$$\pm k_{m,x} = k_{inc,x} + mK$$

$$K = \frac{2\pi}{d}$$

- 由于  $k_{SPP} > k_{inc}$  只有倏逝级可能与 SPP 相位匹配:

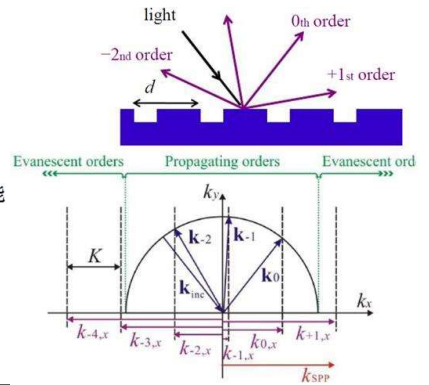
$$\pm k_{SPP} = k_{m,x} = k_{inc,x} + mK$$

用此方法, SPPs 可以被激发!

若  $k_{m,x} > k_{inc}$ ,

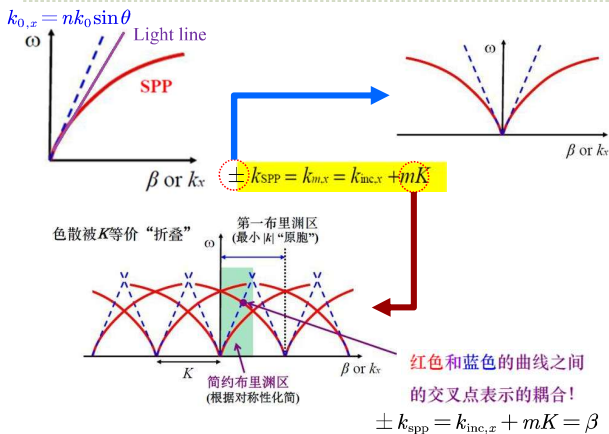
$$k_{m,x} = \sqrt{k_{inc}^2 - k_{m,x}^2} = i\sqrt{|k_{inc}^2 - k_{m,x}^2|} \text{ 倏逝波}$$

Grating coupling



19

## 1.2 光栅耦合

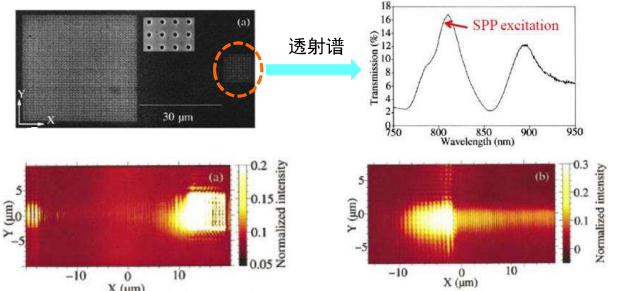


20

## SPP耦合辐射光

相反的过程: SPP沿光栅表面传播也可以耦合成光从而产生辐射光

实验: 用右侧光栅激发表面等离子体激元, 被左侧大光栅耦合

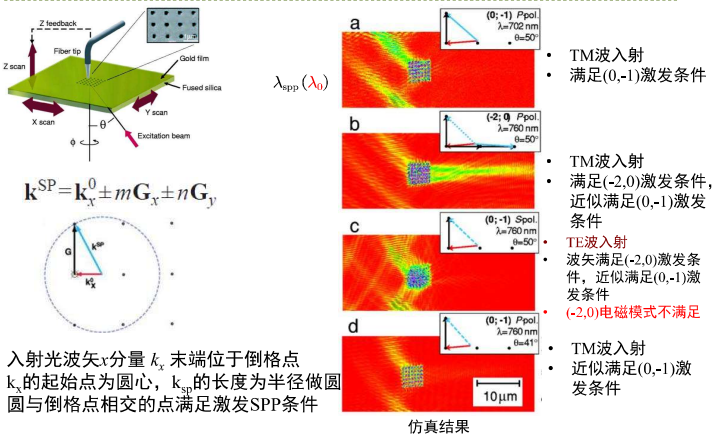


近场光学成像( $\lambda = 800$  nm)

Devaux et al., APL 83, 4936 (2003)

21

## 二维光栅高阶衍射激发SPP



- 入射光波矢  $k_x$  末端位于倒格点
- $k_x$  的起始点为圆心,  $k_{SPP}$  的长度为半径做圆
- 圆与倒格点相交的点满足激发SPP条件

仿真结果

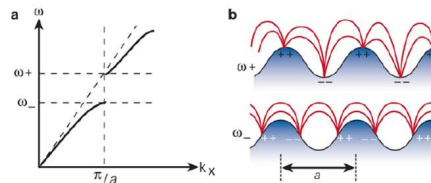
Egorov et al., PRB 70, 033404 (2004).

22

## SPP带隙

- 当光栅很深  $\rightarrow$  不再对表面产生小扰动
- 发生SPP色散的显著变化
- 当  $d \sim \lambda_{SPP}/2$ : 散射导致形成SPP驻波  $\rightarrow$  在布里渊区边缘形成SPP禁带

$d$  为光栅深度



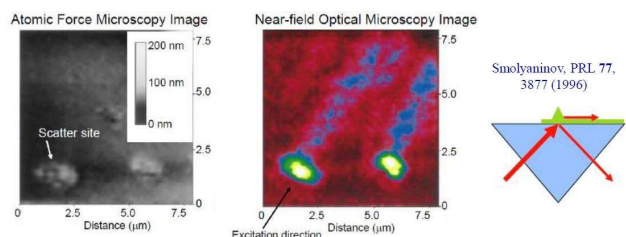
Barnes et al., Nature 424, 824 (2003).

类似于光子晶体, 被称为“表面极化晶体”

Zayats and Smolyaninov, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 5, S16 (2003).

23

## 1.4 散射激发



- 随机结构, 如单孔, 尖锐的边缘, 颗粒和缺陷可以在局部激发SPP
- 发生在缺陷尺寸  $a < \lambda_0$
- 散射产生波矢为  $K$  的宽光谱 (源自缺陷的空间傅立叶变换), 可以找到耦合条件  $k_{SPP} = k_{inc,x} + K$  的解。

表面缺陷是SPP转换为光传播的重要渠道, 同时如果在SPP传播路径上有表面缺陷, 也会导致SPP转换为辐射光辐射出去, 造成SPP的损耗。

24

## 1.4 散射激发

考虑  $x$ - $z$  平面上大小为  $a$  的颗粒 (其中  $a \ll \lambda$ ), 光照后, 位于  $z = 0$  光场分布为 (与颗粒相关):

$$E = E(x, 0) \quad (2D \text{ 处理, 不考虑 } y \text{ 方向})$$

对  $E$  做角谱展开:

$$E(x, 0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int A_0(k_x) e^{ik_x x} dk_x \quad A_0(k_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int E(x, 0) e^{-ik_x x} dk_x$$

位于  $z$  处的光场表示为:

$$E(x, 0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int A(k_x, k_z) e^{ik_x x} dk_x$$

其中:  $k_z \leq \frac{2\pi}{a}$

$z = 0$  平面光场受到颗粒调制, 空间频率上限为颗粒尺寸, 具体频率成分需做傅里叶分析

由霍姆霍兹方程:  $\nabla^2 A + k^2 A = 0$  得到:  $A(k_x, k_z) = A_0(k_x) e^{-ik_z z}$

$$k_x^2 + k_z^2 = k^2, \text{ 若 } k_x > k \Rightarrow k_z = i\kappa$$

$$A(k_x, k_z) = A_0(k_x) e^{-\kappa z}$$

$$\text{即: } A(k_x, k_z) = \left( \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int E(x, 0) e^{-ik_x x} dk_x \right) e^{-\kappa z}$$

$$\text{因为: } a \ll \lambda$$

$$k_x = k_{inc,x} + K = \beta$$

想象具有不同空间频率的光栅

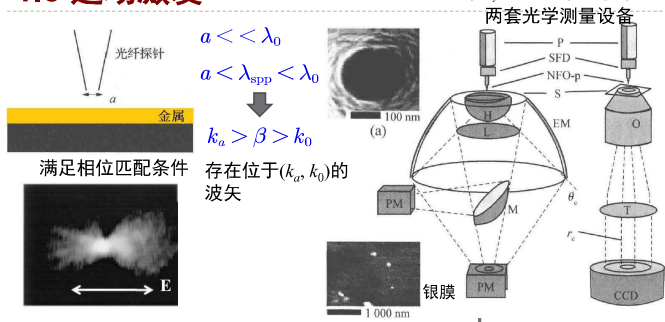
可以成立, 与SPP匹配, 可以激发SPP

不满足SPP匹配条件的, 不能再金属-介质界面传播

25

## 1.5 近场激发

Hecht, Phys. Rev. Lett., 1996, 77, 1889

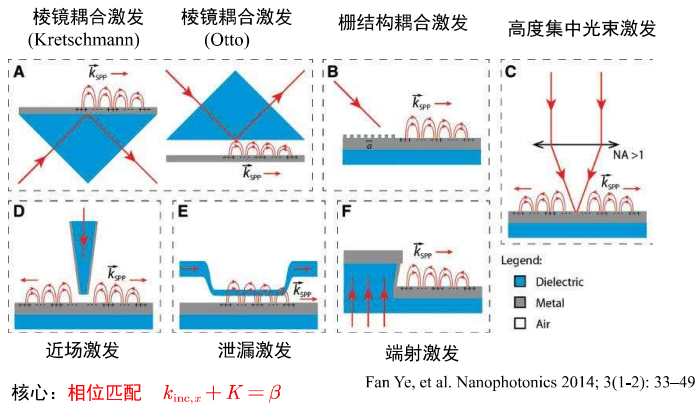


- 适合**局域**SPP激发
- 可以作为纳米级**SPP点源**
- 用于表征SPP上的表面粗糙度效应和具有高空间分辨率的单个表面缺陷的散射

第11、12讲 近场光学与近场光学显微镜

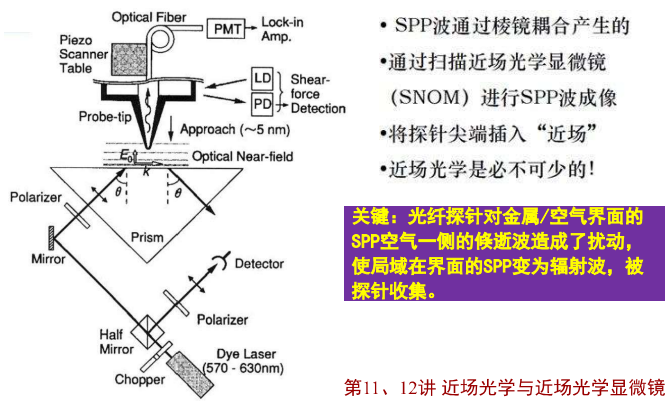
26

## 激发方式小结



28

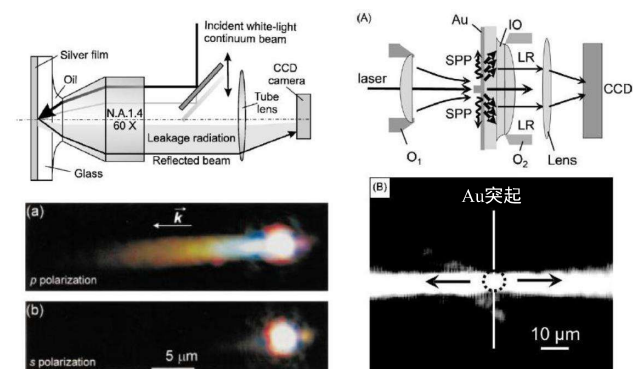
## 2.1 近场显微镜



第11、12讲 近场光学与近场光学显微镜

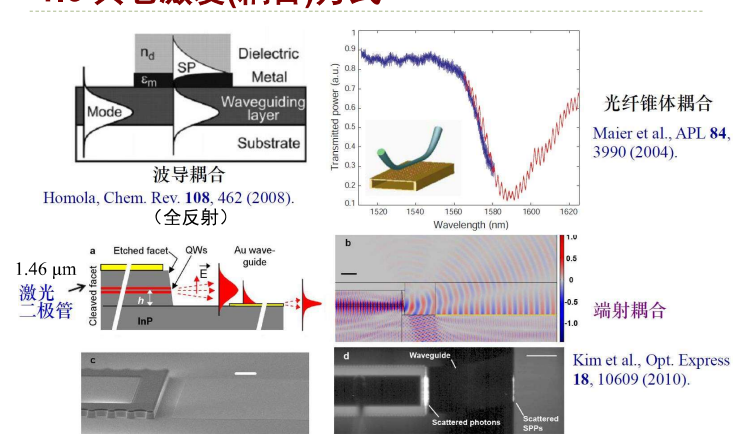
31

## 2.2 泄漏辐射显微镜



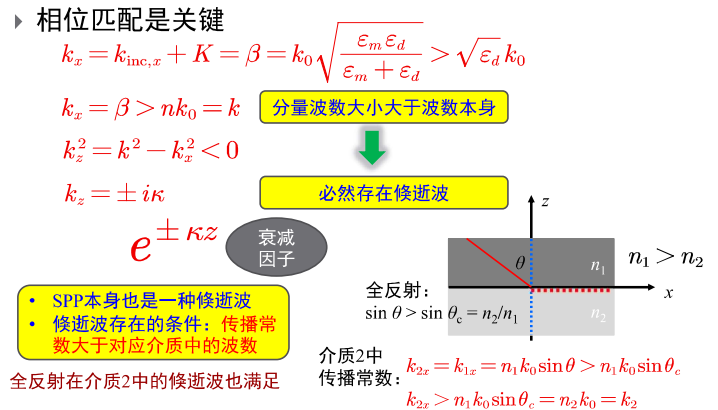
34

## 1.6 其它激发(耦合)方式



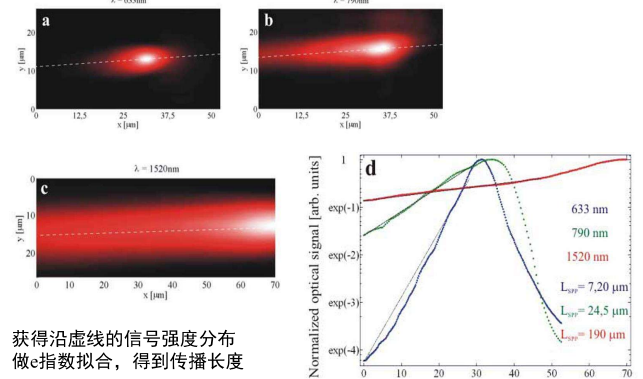
27

## 激发方式小结



29

金薄膜: 直接决定不同波长的SPP的传播长度

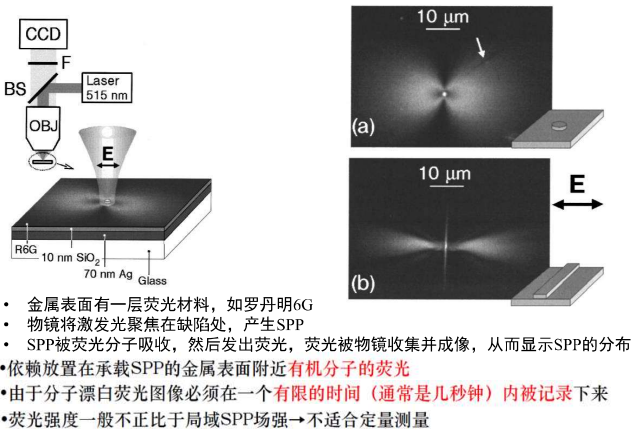


- 获得沿虚线的信号强度分布
- 做e指数拟合, 得到传播长度

Opt. Exp., 13, 3303 (2005)

33

## 2.3 荧光成像



Ditlbacher et al., APL 80, 404 (2002).

35