



“十二五”国家重点图书出版规划项目

光物理研究前沿系列

总主编 张杰

纳米光子学 研究前沿

童利民 等 编著

*Advances in
Nanophotonics*



上海交通大学出版社
SHANGHAI JIAO TONG UNIVERSITY PRESS



“十二五”国家重点图书出版规划项目

光物理研究前沿系列

总主编 张杰

纳米光子学研究前沿

Advances in Nanophotonics

童利民 等 编著



上海交通大学出版社
SHANGHAI JIAO TONG UNIVERSITY PRESS

内容提要

本书是“十二五”国家重点图书出版规划项目“光物理研究前沿系列”之一,包括表面等离子体光学的物理和应用、超常材料、近场光学显微技术、纳米光纤/纳米线光子学及其器件应用、基于光子晶体的微纳光电子器件研究、纳米光学分子检测技术中的无标记传感与拉曼散射等前沿专题。

本书可供光学及物理专业的本科生、研究生及相关研究人员阅读参考。

图书在版编目(CIP)数据

纳米光子学研究前沿 / 童利民等编著. — 上海: 上海交通大学出版社, 2014
(光物理研究前沿系列 / 张杰主编)
ISBN 978-7-313-11820-2

I. ①纳… II. ①童… III. ①纳米技术—光子学—研究 IV. ①TN201-32

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2014)第 170645 号

纳米光子学研究前沿

编 著: 童利民 等	地 址: 上海市番禺路 951 号
出版发行: 上海交通大学出版社	电 话: 021-64071208
邮政编码: 200030	
出 版 人: 韩建民	
印 制: 山东鸿杰印务集团有限公司	经 销: 全国新华书店
开 本: 710 mm×1000 mm 1/16	印 张: 28.5
字 数: 491 千字	
版 次: 2014 年 10 月第 1 版	印 次: 2014 年 10 月第 1 次印刷
书 号: ISBN 978-7-313-11820-2/TN	
定 价: 115.00 元	

版权所有 侵权必究

告读者: 如发现本书有印装质量问题请与印刷厂质量科联系
联系电话: 0533-8510898

目 录

I 表面等离子体光学的物理和应用/ 李志远 钟晓岚	1
1.1 表面等离子体光学的历史和现状	3
1.2 表面等离子激元的基本性质	7
1.2.1 表面等离子激元简介	7
1.2.2 表面等离子激元的色散关系	8
1.2.3 表面等离子激元的四个特征长度	10
1.2.4 表面等离子激元的光激发	11
1.2.5 金属纳米颗粒的表面等离子体共振	13
1.3 金属薄膜纳米结构的表面等离子体光学性质	17
1.3.1 亚波长金属纳米结构的制备	17
1.3.2 复杂金属纳米结构的异常光透射性质	19
1.3.3 周期调制的金属纳米狭缝的光束准直特性	22
1.3.4 表面波全息术及小孔衍射的波前调控	25
1.3.5 金属界面附近表面等离子激元辅助的偶极子相互作用	30
1.4 金属纳米颗粒表面等离子体共振的调控和应用	32
1.4.1 金纳米颗粒表面等离子体共振在生物学上的应用	33
1.4.2 表面等离子体共振在局域场增强和拉曼信号检测的 应用	36
1.4.3 金纳米颗粒等离子体共振模式的区分和实验检测	41
1.4.4 TiO_2 纳米颗粒紫外光吸收的等离子体共振增强	46
1.5 表面等离子体波的增益放大	50
1.5.1 复合增益金属纳米颗粒与单分子拉曼散射增强	51
1.5.2 金纳米棒——增益介质复合纳米颗粒的等离子激元放大 效应	54
1.5.3 表面等离子激元的自发辐射放大	55
1.5.4 等离子体波导传输的增益补偿与放大	57

1.6	表面等离子体光学非线性增强	62
1.6.1	金纳米棒的定向排列与非线性增强效应	63
1.6.2	基于金纳米颗粒双峰共振的二次谐波增强	64
1.6.3	非线性金属纳米天线的光学双稳态	70
1.7	光镊对金属纳米颗粒的捕获和操纵	75
1.7.1	光镊的基本原理	75
1.7.2	光镊对金球颗粒和金纳米棒颗粒的捕获	77
1.7.3	光镊对金纳米棒的组装和表面等离子体共振调控	80
1.7.4	柱对称矢量光光阱对纳米金颗粒的捕获	84
1.8	总结和展望	88
	参考文献	90
2	超常材料/ 郝加明 周 磊 仇 旻	97
2.1	超常材料的概念与历史	99
2.1.1	超常材料的概念	99
2.1.2	超常材料的发展史	100
2.2	超常材料的奇异性质	102
2.2.1	材料分类——基于材料的电磁性质	102
2.2.2	负折射	102
2.2.3	反常切仑科夫辐射	105
2.2.4	倒逆的多普勒(Doppler)效应	105
2.2.5	奇异的表面波	106
2.3	超常材料的设计与制备	110
2.3.1	自由电子气的介电常数	110
2.3.2	电响应谐振超常材料	112
2.3.3	磁响应谐振超常材料	114
2.3.4	负折射率超常材料	117
2.3.5	三维立体光波超常材料	124
2.4	超常材料的应用	128
2.4.1	平板超棱镜成像	129
2.4.2	超高折射率超常材料	132
2.4.3	零折射率超常材料	135
2.4.4	高阻抗表面	143

2.5 结语	152
参考文献	152
3 近场光学显微技术/ 李 智 龚旗煌	177
3.1 近场光学显微技术基础	179
3.1.1 近场光学显微技术原理	179
3.1.2 近场光学显微镜的种类和工作模式	184
3.1.3 近场光学探针	190
3.1.4 近场探针-样品的间距控制	196
3.2 近场光学显微技术应用	200
3.2.1 近场超分辨成像	200
3.2.2 近场光谱	209
3.2.3 近场主动应用	216
3.3 超高时间分辨飞秒近场光学	219
3.3.1 飞秒时间分辨光谱技术	220
3.3.2 飞秒技术和近场技术的结合	222
3.3.3 飞秒近场系统应用	225
3.4 总结和展望	239
参考文献	240
4 纳米光纤/纳米线光子学及其器件应用/ 王依霏 童利民	249
4.1 纳米光纤和纳米线的研究现状	251
4.1.1 纳米光纤的研究现状	252
4.1.2 半导体纳米线的研究现状	255
4.1.3 聚合物纳米线的研究现状	258
4.1.4 非线性晶体纳米线的研究现状	260
4.1.5 金属纳米线的研究现状	263
4.2 纳米光纤和纳米线的导波特性	269
4.2.1 纳米光纤的导波特性	270
4.2.2 金属纳米线的导波特性	278
4.3 纳米光纤和纳米线光子器件	283
4.3.1 纳米光纤/纳米线分束器	284
4.3.2 纳米光纤/纳米线滤波器	285

4.3.3	纳米光纤/纳米线马赫-曾德干涉仪	286
4.3.4	纳米光纤/纳米线光栅	288
4.3.5	纳米光纤/纳米线环形谐振腔	291
4.3.6	纳米光纤/纳米线激光器	293
4.3.7	纳米光纤/纳米线传感器	296
4.3.8	纳米光纤/纳米线光电探测器	300
4.4	总结	305
	参考文献	306
5	基于光子晶体的微纳光电子器件研究/ 王宇飞 郑婉华	315
5.1	光子晶体的性质及应用	317
5.2	基于光子晶体的无源光子学器件	321
5.2.1	光子晶体波导集成器件	321
5.2.2	磁性光子晶体器件	324
5.2.3	光子晶体自准直传感器	326
5.3	基于光子晶体的有源光电子器件	329
5.3.1	光泵浦光子晶体面发射激光器	329
5.3.2	光泵浦光子晶体边发射激光器	335
5.3.3	电注入光子晶体垂直腔面发射激光器	337
5.3.4	电注入光子晶体横向腔面发射激光器	348
5.3.5	光子晶体高光束质量半导体激光器	352
5.3.6	硅基混合集成激光器	354
5.3.7	光子晶体光放大器	356
5.4	总结与展望	357
	参考文献	358
6	纳米光学分子检测技术中的无标记传感与拉曼散射/ 杨 天 龙 婧 贺晓龙 易 会 李宏泉	373
6.1	概述	375
6.2	无标记光学生物传感	376
6.2.1	无标记传感的原理和指标	377
6.2.2	研究概况	380
6.2.3	产业概况	389

6.2.4	光纤端面的表面等离激元谐振传感器件	391
6.2.5	总结与展望	396
6.3	单分子增强拉曼散射	397
6.3.1	拉曼散射理论	397
6.3.2	单分子表面增强拉曼和针尖增强拉曼概述	401
6.3.3	纳米金属颗粒-镜面结下的拉曼增强	417
6.3.4	总结与展望	421
	参考文献	421
	索引	435



表面等离子体光学的物理和应用

李志远 钟晓岚

1.1 表面等离子体光学的历史和现状

纳米光子学是当前国际前沿热点研究领域,涉及光在纳米尺度上各方面新颖特性的研究(包括光的产生、传播、调制、转换和探测等),是光物理学、材料科学、光学工程、纳米科学和技术等多学科交叉的产物。光子晶体、表面等离子体光学和电磁特异介质(metamaterial)是其中十分活跃的几个分支。纳米光子学的核心目标是在纳米尺度上操纵和控制光子,实现全光集成,发展更小、更快和更强的光学器件,为下一代的信息技术提供物理平台和技术保障,为提高能源开发和利用效率发挥作用。

纳米光子器件具有体积小、集成度高、速度快、能耗低等优点,具有传统电子学器件所没有的功能,如光辐射、探测、传感、成像等。纳米光子学基础研究针对实际应用,关注功能强大和高效的光学/光电子器件,并和微电子学器件集成,提供大容量、宽频带、极高速和超小型光电子器件/系统和终端消费产品。这些器件有望在当代信息技术的两大核心支柱——微电子芯片和光纤通信之间快速搭起桥梁。

表面等离子体光学(surface plasmonics)结构和器件为在纳米尺度上操纵和控制光子,实现全光集成,发展更小、更快和更高效的纳米光子学器件提供了一条有效的途径,因此受到物理学、光学、材料科学、纳米科技等研究领域的广泛关注。包括美国、欧洲、日本和中国在内的许多国家和地区先后投入巨大人力和财力进行相关的基础和器件研究工作。通常情况下,金属内部与表面存在大量自由电子,形成自由电子气团,即等离子体(plasmon);而表面等离子体则特指存在于金属表面的自由电子气团。当入射光与金属纳米结构表面自由电子气团的振动发生共振时就形成了表面等离子体共振(surface plasmon resonance, SPR)^[1-4],如图 1-1 所示,在光谱上表现为一个强共振吸收或散射峰。以物理形态来划分,金属纳米结构可以分为两大类,即金属纳米颗粒结构和金属纳米平面结构,其 SPR 的工作模式分别如图 1-1(a)和(b)所示。在表面等离子体共振模式下,光场的能量强烈地局限在金属结构的表面,尺度在亚波长范围。这个基本的物理特性使得基于金属微纳结构的光学元件的微型化和集成化成为可能^[1-4]。另外,金属纳米结构的表面等离子体光学在光催化、光学传感、生物标记、医学成像、太阳能电池,以及表面增强拉曼光谱等领域有广泛的应用前景,这些功能也和金属纳米结构与光相互作用时产生的表面等离子体共振密切相关。

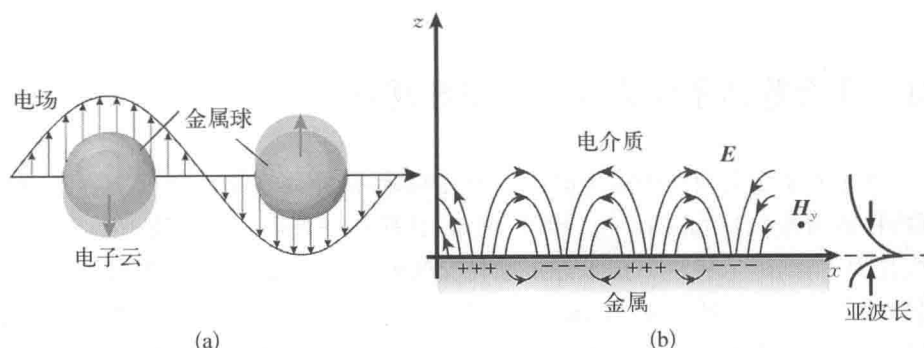


图 1-1 (a) 电场作用下金属纳米颗粒等离子体振荡示意图^[1], 显示自由电子气团在电场作用下产生相对于核心的位移; (b) 电场作用下金属-电介质界面等离子体振荡示意图, 电场可以被局域在亚波长尺度内^[2]

人们对金属介质中等离激元的研究已经有 50 多年的历史。1957 年, Ritchie 发现高能电子束穿透金属介质时, 能够激发金属自由电子在正离子背景中的量子化振荡运动, 这就是等离激元^[5]。后来, 人们发现金属薄膜在入射光波照射下, 当满足特定的条件时, 能够激发出表面等离激元 (surface plasmon polariton, SPP), 一种光和自由电子紧密结合的局域化表面态电磁运动模式^[6,7]。由于金属材料的吸收性质, 光波沿金属表面传播时将不断被吸收而逐渐衰减, 入射光波的能量大部分都损耗掉了, 造成反射光的能量为最小值, 这样就把反射光谱的极小值与金属薄膜的表面等离子体共振联系起来。共振波长对环境的物理和化学性质十分敏感, 比如万分之一的背景媒质的折射率变化, 共振波长最多可以移动几个纳米。人们利用这个特性开发出了高度灵敏的化学和生物传感器件, 现在已经在工业上得到广泛的应用。近十年来, 纳米科技的发展为充分研究金属薄膜微纳结构对光波及表面等离子体波传播性质的影响和调控提供了技术上的保障。亚波长金属微纳结构中光的激发和传播行为控制的研究逐渐得到广泛重视和飞速发展。人们发现光和金属微纳结构相互作用时会产生许多新的物理现象, 在此基础上可能开发出新的器件功能。1998 年, Ebbesen 等发现, 光通过刻蚀有周期性圆孔的金属薄膜时, 归一化的透射率数值可大于 1, 远大于经典光学所预言的结果^[8]。2001 年, Lezec 等报道, 当金属圆孔或金属狭缝周围刻蚀上周期性的小凹槽时, 将极大地改变光波的衍射行为, 其发散角变小, 实现了准直功能^[9,10], 该准直功能可用来改善半导体 LED 侧面发光的方向性^[11]。2003 年, Atwater 领导的研究小组发现, 光波能够沿着直径远小于波长的金纳米颗粒排成的直线及转弯线传播, 证实了微纳尺寸的光子器件的可能

性^[12]。2005年,Bozhevolnyi等发现金属薄膜表面上纳米尺寸的V形沟道可以充当良好的SPP波导^[13],光波强烈地局限于V形沟道的周围,实现了二维的受限效应。2006年,他们在实验上展示了这些V形沟道纳米结构的波导转弯功能、共振腔功能、分束功能以及Mach-Zehnder干涉仪功能等,显示了该SPP波导作为优良的微型化、集成化光子学器件的潜力^[14]。

除了在集成化光学器件方面的重要进展外,亚波长金属微纳结构在其他应用领域的研究也获得了长足的进展。人工设计的金属微纳结构可以实现以左手材料为代表的电磁特异材料,它们能够产生负折射现象,实现消逝场的有效放大,从而获得超高分辨率的完美透镜。在这方面的研究国内外正方兴未艾,内容涵盖从微波波段、THz波段一直到光学波段^[15-21]。亚波长金属微纳结构还可以用来改善扫描近场光学显微镜^[22]、表面增强Raman光谱^[23]、生化传感器件等功能^[24]。具有合适设计的金属微纳结构可帮助实现光学远场到近场的转换(即传统器件与纳米光子器件的连接集成)^[25]。对亚波长金属微纳结构中光的量子特性研究表明,该结构在量子信息领域中也具有良好的应用前景^[26,27]。由于三维金属光子晶体有很宽的带隙,它们能够极大地改变高温物体的黑体辐射性质,有可能用来提高白炽灯和光生伏特的能量利用效率^[28-31]。

利用表面等离子体结构可以做成光学天线,其功能类似于传统的电磁波天线,可帮助天线附近的光学信号更好地辐射到远场区域,反过来也可以帮助入射光信号更好地聚集到特定的近场区域,即所谓的热点(hot spots)。在热点区域,电磁场获得强烈增强,有利于放大光和物质的相互作用强度,这在荧光信号放大、拉曼信号放大、二次谐波及高次谐波产生增强等方面已经有了广泛的应用^[32-34]。

为克服金属材料本身对光的吸收损耗、提高表面等离子体光学器件的性能(如减少吸收、增加传播距离等),学术界近年来提出了一个方案,将增益介质引入等离子体光学器件,利用增益介质对光的放大去补偿金属材料的损耗^[35,36]。在这个思路的指引下,2009年两个美国小组分别在金球纳米颗粒^[37]和金属薄膜体系^[38],利用实验演示了金属表面等离子体受激辐射放大现象,引起广泛的关注。随后在各种金属微纳结构里利用增益介质也实现了等离子体传输的放大^[39,40]。国内李志远课题组提出在金属纳米颗粒体系里引入增益介质,利用表面等离子体的共振放大可以实现巨大的电磁场增强效应,为实现单分子的Raman信号检测提供了一条新思路^[41]。此外该共振放大效应还能够大大改善纳米天线光学双稳态器件的性能,提高信号的对比度,降低泵浦功率阈值^[42]。同时还发现,等离子体共振放大的增益阈值与颗粒的几何形状密切相关,即金纳

米棒的阈值远低于金球颗粒的阈值^[43]。在理论工作的指引下,也在简单的棱镜系统中,由实验观察到了表面等离子体波的自发辐射放大效应^[44]。

除了常用的微纳加工技术外,利用先进的化学合成方法也能制备各种复杂几何结构的金属纳米颗粒和纳米结构。这些纳米颗粒与光波相互作用时,会产生表面等离子体共振,在化学和生物传感以及表面增强 Raman 信号探测等方面具有广泛用途,因而得到诸多关注^[45-48]。金属纳米颗粒的表面等离子体共振频率和所处背景媒质的物理化学性质(如折射率)密切相关。近年来的理论和实验研究表明,可以通过控制金属纳米颗粒的尺寸、几何形状、拓扑结构以及材料组分等方面方便地调节表面等离子体共振性质,共振波长可从紫外连续调谐到红外波段,以满足各种实际需要^[49-52]。例如,尺寸为 30~40 nm 的笼状纳米金颗粒的表面等离子体共振波长为 800 nm 左右,特别适合在光学相干层析术中充当成像的造影剂;另外,笼状纳米金颗粒有很强的光学吸收截面,可应用于癌细胞的早期诊断和光热治疗^[49-52]。近年来纳米光子学的许多概念被应用于能源技术的研发上,如将金纳米颗粒引入到薄膜太阳能电池表面,能够通过纳米颗粒的强烈散射效应增大太阳光在电池里面传输路径的长度,提高太阳能的吸收效率,增大电池的光电效率^[53]。

表面等离子体光学是一门快速发展而又多学科交叉的学科,科研成果日新月异,层出不穷。其研究范围不断扩大,研究内涵不断拓展,对许多重要问题的理解不断深入。在过去的几年里,李志远课题组对如何理解、掌握和开发利用亚波长金属纳米结构中新颖的光传播性质和表面等离子体共振特性,以实现若干新型的纳米光子学器件这一重要的科学问题开展了较为系统的理论和实验研究。在如何设计具有新颖纳米光子学功能的金属纳米结构和器件,如何获得高质量的金属薄膜,如何应用高精度的纳米加工技术或者化学合成技术去制备所设计的结构和器件,以及如何精确表征它们的光学性能等方面积累了一些经验和教训。这些探索丰富了我们对于光与复杂结构的金属等离子体光学结构和器件相互作用的新现象、新规律和新调控手段的认识,为发展拥有自主知识产权的新一代纳米光子器件和技术打下了基础。在下面的几节里面,将对目前的研究成果做简单的介绍,在此基础上对表面等离子体光学的基本原理和各种应用做简要的描述和讨论。通过对一些重要问题的深入讨论,本专题试图对表面等离子体光学的若干重要前沿问题以及新概念和新方法的探索提出一些经验和见解,期望能够对读者有一些帮助。

1.2 表面等离子激元的基本性质

1.2.1 表面等离子激元简介

等离激元(plasmon polariton)是指由自由电子与入射光相互作用形成的振荡模式,其载体称为等离子体^[54-59]。根据 Drude 模型(见图 1-2),金属中包含大量可移动的自由电子,是等离子体的典型代表。外电场的影响使金属中的电子分布发生改变,从而使自由电子偏移原来的平衡位置,如弹簧振子一样,自由电子在回复力的作用下发生纵向振荡,形成等离激元。

根据边界条件的不同,金属中的等离子振荡可以分为体等离子振荡、表面传播等离子振荡和表面局域等离子振荡三种模式,如图 1-3 所示。

当光入射到金属中时,在其电场分量扰动下,金属中存在一纵向体等离子体振荡。将适当的边界条件代入金属的 Maxwell 方程组中,可以得到体等离子振荡频率的表达式:

$$\omega_p^2 = \frac{ne^2}{\epsilon_0 m} \quad (1-1)$$

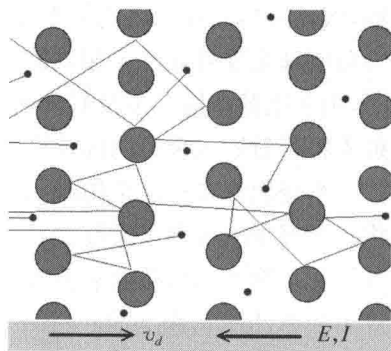


图 1-2 Drude 模型: 大圆为正离子,小圆点为自由电子

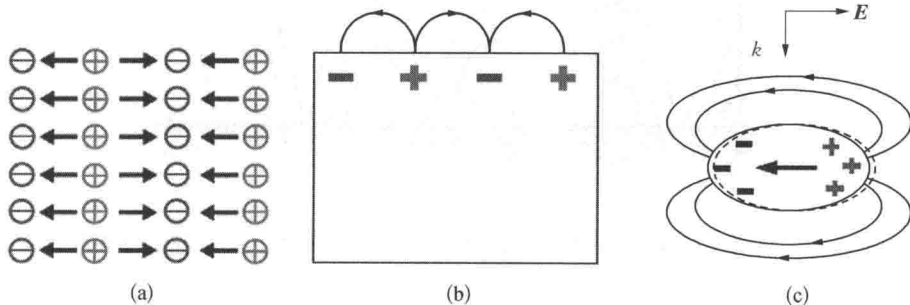


图 1-3 三种振荡模式

(a) 体等离子振荡; (b) 表面传播等离子振荡; (c) 表面局域等离子振荡

式中, n 为自由电子数密度, e 为电量, m 为电子质量, ϵ_0 为真空中的介电常数。根据 Drude 模型, 金属的介电系数为一复数^[54], 其中存在一衰减项(即虚部)。其形式可以表示为

$$\epsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \quad (1-2)$$

式中, γ 为特征碰撞频率。

由上面表达式可以看出, 当电磁辐射(入射光)频率 ω 小于体等离子振荡频率 ω_p 时, 电荷载体(自由电子和空穴)在电场分量诱导下产生作用以屏蔽入射电场, 致使入射光在金属内部不能传播而被反射。这种情况下, 金属通常被用作波导覆层和光反射元件。相反的, 当电磁辐射的频率 ω 大于体等离子振荡频率 ω_p 时, 由于电荷载体来不及对快速变化的振荡作出反应以屏蔽入射电磁场, 因而入射光将透射进入金属内部并可在金属内部传播。

当金属存在一定结构时, 如金属与电介质的界面或金属纳米颗粒, 入射光将与金属中的等离子振荡模式发生耦合, 形成新的振荡模式——表面等离子体共振。金属纳米结构的表面等离子体共振可以分为表面等离激元和局域化表面等离子体(localized surface plasmon)两种形式。

1.2.2 表面等离激元的色散关系

SPP 的频率与波矢 k 的色散关系由 $\omega(k_x)$ 决定, 它的电磁场由纵波与横波混合而成, 如图 1-4 所示, $z=0$ 处场最大, 在 $|z| \rightarrow \infty$ 处场趋向零, 正如一般的表面波。

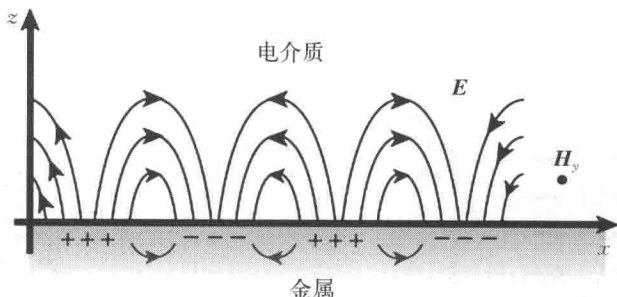


图 1-4 TM 偏振下半无限大金属电介质界面 SPP 电磁场及表面电荷分布

图 1-4 中, $z > 0$ 的区域是介电常数为 ϵ_d 的电介质, $z < 0$ 的区域是介电常数为 ϵ_m 的金属。若 TM 偏振的电磁波入射到如图 1-4 所示的半无限大金属板与电介质的界面上, 将会激发 SPP。根据 SPP 模沿表面方向传播, 垂直表面方向呈指数

衰减的特性, SPP 对表面性质的敏感就很容易理解了。它的电场可写成如下形式:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0^{\pm} \exp[+i(k_x x \pm k_z z - \omega t)] \quad (1-3)$$

式中, $\pm$ 号分别表示 $z \geq 0$ 和 $z < 0$, k_z 为复数, 所以电磁场 $\mathbf{E}_x$ 指数衰减。波矢 $\mathbf{k}_x$ 平行于 x 方向, $k_x = 2\pi/\lambda_p$, λ_p 是 SPP 的波长。由 Maxwell 方程导出延迟色散关系, 在介电常数为 $\epsilon_m = \epsilon'_m + i\epsilon''_m$ 的半无限大金属与介电常数为 ϵ_d 的空气或介质相邻的情况下, 得到

$$D_0 = k_{zm}/\epsilon_m + k_{zd}/\epsilon_d = 0 \quad (1-4)$$

结合

$$\epsilon_i (\omega/c)^2 = k_x^2 + k_z^2, \quad i = m, d \quad (1-5)$$

波矢 k_z 在边界处连续。式(1-4)可写为

$$k_x = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d} \right)^{\frac{1}{2}} = k_{\text{SPP}} \quad (1-6)$$

式(1-6)就是表面等离子激元的色散关系。式中 ω 和 ϵ_d 为实数, 且 $\epsilon''_m < |\epsilon'_m|$, 得到一个复数的表达式 $k_{\text{SPP}} = k'_{\text{SPP}} + ik''_{\text{SPP}}$, 其中

$$k'_{\text{SPP}} = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\epsilon'_m \epsilon_d}{\epsilon'_m + \epsilon_d} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1-7)$$

$$k''_{\text{SPP}} = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\epsilon'_m \epsilon_d}{\epsilon'_m + \epsilon_d} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\epsilon''_m}{2(\epsilon'_m)^2} \quad (1-8)$$

为了得到实的 k'_{SPP} , 就需要 $\epsilon'_m < 0$ 且 $|\epsilon'_m| > \epsilon_d$, 而金属及掺杂半导体在本征频率附近满足这一点。 k''_{SPP} 决定了内部吸收, 下面一般都用 k_{SPP} 代替 k'_{SPP} 。通过式(1-7)可以得到 SPP 的色散关系, 如图 1-5 所示。实线表示 SPP 色散曲线, 虚线表示真空中光波色散曲线。

由图 1-5 可见, SPP 的色散曲线总是位于真空中光波色散曲线的右边, 即在同一频率下总有 $k_{\text{SPP}} > k_0$, 这意味着光动量和 SPP 动量失配, SPP 无法在光滑平面上直接与光波耦合。从理论分析来看, 要实现光激发 SPP

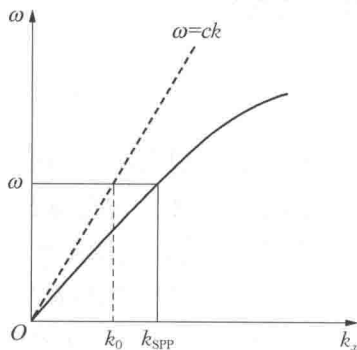


图 1-5 金属-电介质界面处典型的 SPP 色散曲线