

极化激元研究的进展

——纪念黄昆先生 90 诞辰

甘子钊[†]

(北京大学物理学院 北京 100871)

黄昆先生离开我们 4 年多了,今年 9 月 2 日是他九十诞辰的日子. 回忆黄先生对我们的言传身教,环视我们身在其中的我国科学和教育界繁花似锦的景象和许多令人“欲言还休”的隐忧,深深地感到黄先生的离开对我国科学和教育界是多么大的损失!“亲戚或余悲,他人亦已歌;死去何所道?托体同山阿.”^[1]黄先生追求真理、服务人民的一生留给我们心中的是像巍峨的高山一样的座座丰碑. 在这篇文章中,我想叙述一下学习黄昆先生提出的“极化激元(polariton)”这个概念的一些体会,和读者一起来观光这座曲径通幽、美不胜收的高山.

1 黄方程和极化激元概念的提出

黄昆在 1950 年研究立方的双原子极性晶体的晶格光学振动模式时,提出了两个重要的基本概念^[1-3]. 用事隔近 50 年后他自己的话^[4]来说:

“……对于极性晶体(又称离子晶体),原胞中所含两个原子荷电情况不同,分别为正负离子. ……正负离子在光学振动时会伴随电极化场,由此产生的宏观电场反过来又影响晶格光学振动模式的频率,造成了纵光学振动(振动方向与波传播方向平行)与横光学振动(振动方向垂直于波传播方向)频率的不同. 在研究极性晶体与红外光的相互作用以及电子与晶格的相互作用时,长波长光学振动具有特殊的重要性. 1930—1940 年的深入研究表明,这种极化的微观机制异常复杂,离子极化不仅包括电子云的极化,而且还伴随着电子云的畸变. 当时研究光学振动模式所采用的硬离子模型,显然无法恰当地考虑离子极化效应. 此外,以微观模型处理长程库仑作用对动力学过程的影响,本身也是一个相当复杂的问题. 事实上,早期的研究工作曾因为未能正确认识长程库仑作用而得出了一些错误的结论,为了克服这些困难,我考虑了一个唯象研究.

一方面光学振动的动力学要包含长程库仑作用

力,其振动的恢复力,既依赖于光学位移又依赖于宏观电场;另一方面则要知道决定宏观电场的电极化,同样也是既依赖于光学位移,又依赖于宏观电场. 基于上述两点,我在 1950 年提出一对唯象方程,以解决极性晶体的光学振动问题. 我引入宏观电场作为一个新的变量,来描述库仑场对离子光学振动的效应,而宏观电场与离子位移又共同对电极化有贡献. 这对方程确立了光学位移 W (正比于正负离子位移之差),宏观电场 E 与电极化 P 三者的关系,即

$$\begin{aligned} -\omega^2 W &= b_{11} W + b_{12} E, \\ p &= b_{21} W + b_{22} E. \end{aligned}$$

黄昆引入的这对唯象方程有 4 个唯象参数,但从能量守恒的要求可以证明 $b_{12} = b_{21}$. 他从这对方程解出 P 和 E 的关系, $P = (b_{22} + \frac{b_{12} b_{21}}{-b_{11} - \omega^2})$. 把它和熟知的色散公式

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{1 - (\omega/\omega_0)^2}$$

作对比,就可以把唯象参数用红外色散频率 ω_0 , 静电介电常数 ϵ_0 和 高频介电常数

ϵ_∞ 的实验观测值来确定,得到

$$b_{11} = -\omega_0^2, b_{12} = b_{21} = \left(\frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{4\pi}\right)^{1/2} \omega_0, b_{22} = \frac{\epsilon_\infty - 1}{4\pi}. \quad (1)$$

把这对唯象方程和静电方程相结合,又可以得到纵光学波和横光学波的频率,这两个频率之比就是所谓的 Lyddane—Sachs—Teller 公式:

$$\omega_{LO}^2 / \omega_{TO}^2 = \epsilon_0 / \epsilon_\infty, \quad (2)$$

这是实验上证实了的结果. 这证明了这对唯象方程的有效性. 从实质上说,黄昆提出的方程是光学振动模式的波动方程,其中包括了光学振动模式和宏观

2009-07-07 收到

[†] Email: zrgan@phy.pku.edu.cn

1) 引自陶潜:“悼亡诗”

电磁场的耦合。

这对唯象方程后来被人们称做黄方程,并被推广到非立方结构和原胞中有多于两个原子的极性晶体,成为研究极性晶体的晶格振动的一个基础.对黄方程的物理意义进一步的推广,和对引入的唯象参数的微观解释,以及这组方程和具体的晶格振动的计算的关系,有不少工作做了进一步的研究,读者可以在文献[5]专著和文献[6](评论文章)以及它们所引用的文献中找到.这里不多作讨论.

在提出黄方程同时,黄昆进一步发展了他对于极性晶体振动模式和宏观电场的耦合的观念.在文献[4]中,他说:

“……这期间我看到一篇用微观模型计算离子晶体晶格振动的文章,文章作者发现,当波长很长时,这一计算在数学上有发散的现象.作者解释发散的原因是由于没有考虑电磁波的推迟效应.我知道这个结论是不对的,不过这引起了我的好奇:晶体中电磁波的推迟效应对长波光波的影响是什么?我注意到这可能是应用这对唯象方程的另一个理想的问题.但是要解决这个问题意味着要将这对方程与所有的麦克斯韦方程联立.而不仅仅是与静电学方程联立.我得到了非常有趣的结果.它们不再像通常电磁波的传播.结果引入了一种新的运动模式,它包含了电磁波和极化晶体的晶格声子,具有许多新的特性,……”

电介质中的麦克斯韦方程是:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}) &= 0, \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \\ \nabla \cdot \mathbf{H} &= 0, \quad \nabla \times \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial (\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P})}{\partial t}. \end{aligned} \quad (3)$$

对于各向同性介质,引入 $\mathbf{P} = \kappa\mathbf{E}$ 和 $\epsilon = 1 + 4\pi\kappa$,便可得到

$$\nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}. \quad (4)$$

求这个方程的平面波解, $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) + c.c.$, 代入上式,可得

$$-\mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_0) + k^2 \mathbf{E}_0 = \epsilon \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E}_0.$$

如果把波分解做纵波 ($\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{k}$) 和横波 ($\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{k}$) 两部分,从上式可得到:

1. 纵波 $\epsilon = 0,$
2. 横波 $k^2 = \epsilon \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (5)$

将黄方程解得的 $\epsilon = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{\omega_0^2 - \omega^2} \omega_0^2$ 代入,便得到纵

波和横波的色散关系(频率和波矢的关系):

$$1. \text{ 纵波 } \quad \omega = \omega_l = \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_\infty}\right)^{1/2} \omega_0.$$

2. 横波

$$\omega^2 = \frac{\omega_0^2}{2\epsilon_\infty} \left(\epsilon_0 + \left(\frac{ck}{\omega_0}\right)^2 \right) \pm \sqrt{\left(\epsilon_0 - \left(\frac{ck}{\omega_0}\right)^2 \right)^2 + 4(\epsilon_0 - \epsilon_\infty) \left(\frac{ck}{\omega_0}\right)^2}. \quad (6)$$

图 1 是黄昆在文献[2,3]给出的纵波和横波的色散.考虑或不考虑电磁场的推迟效应都是一样的,是平行于 k 轴的一条直线.横波这时分为两支,上支是图上的曲线 b ,它在 $k \rightarrow 0$ 时趋于纵波曲线,而在很大时趋于 $\omega = \frac{ck}{\sqrt{\epsilon_\infty}}$,也就是不考虑这个光学波时,晶体中光波的色散.下支是图上的曲线 e ,在 $k \rightarrow 0$ 时趋于 $\omega = 0$,在斜率上近于 $c/\sqrt{\epsilon_0}$;而在 k 较大时趋于 $\omega = \omega_l = \omega_0$,即不考虑与电磁波耦合时的横向光学振动的色散.这就是说,由于考虑了电磁波和晶格光学波的耦合,光波在晶体中的传播分为两支,每支都是电磁波和晶格振动波的混合.黄昆在文献[2,3]还给出了在这两支耦合波中,机械能占总能量中的百分比,表明在 k 较大时,下支基本上是晶格振动波,而上支基本上是光波, $k \rightarrow 0$ 时则相反(见图 2).

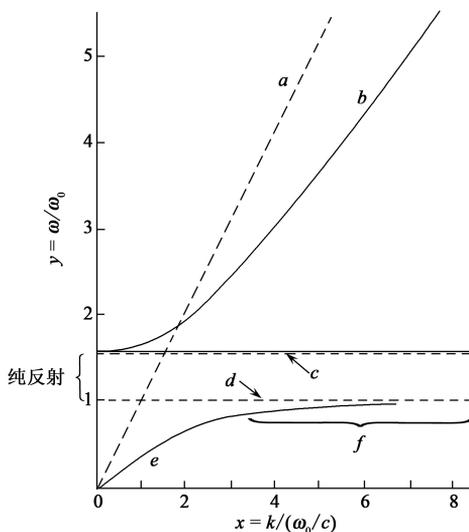


图 1 光波与晶格振动耦合形成声子极化激元的色散关系示意图(图中虚线为不考虑耦合的光波或晶格振动的色散关系,实线是考虑耦合以后的色散关系,其中虚线 a 是真空中光波,实线 c 和虚线 c 者表示长波极限下纵向光学振动(纵光学振动与横光波不耦合)虚线 d 是长波极限下横向光学振动,实线 b 和 e 代表考虑光波和晶格振动耦合以后形成的 2 支声子极化激元,实线 e 上用 f 标注部分表示通常意义上的长波横向光学振动)

黄昆的这个想法,是针对立方的二原子极性晶

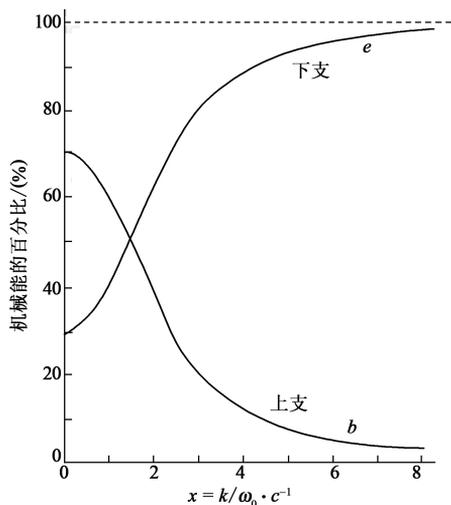


图 2 横模中机械能的百分比

体的光学振动提出的. 当然可以推广到非立方的, 原胞中有多于两个原子的极性晶体的情况, 这些推广可以参阅文献[7]以及其引用的文献. 但是重要的是这里引出了一个很普遍的物理问题. 介质的内部自由度总有许多激发状态, 这些激发状态会通过相互作用在介质中传播, 成为介质中激发状态的波. 如果这种激发状态产生电极化或磁极化, 这种波就表现为介质中的电极化或磁极化的波. 宏观电磁场会和这种电极化或磁极化相互耦合. 这种耦合的最熟知的结果是使介质的介电常数和磁化率不等于 1, 光在介质中的相速度改变为不等于真空中的光速. 但是如果光的频率与其中一种激发态的激发频率接近时, 情况就要认真考虑了. 如果这时激发态的波传播的衰减不是很严重, 能保持在若干个波长的范围内相干的和宏观电磁场相互作用, 两波耦合的结果产生了新的耦合模式. 这种新的波的模式就是黄昆在这里首次提出的模式.

从量子理论的观点来看, 介质中传播的激发态的波, 常常可以作简谐近似, 可以看作是准粒子(或者叫元激发), 这种元激发是玻色子. 电磁场和这种波的相互作用可以看作光子(光子是玻色子)和这种玻色子的相互作用. 耦合的结果是产生新的准粒子(元激发), 是光子和这种玻色子的杂化, 是一种新的玻色子.

基于这样一种普遍的认识, Hopfield 在 1958 年提出^[8]极化激元(polariton)的名称. 其实, 在这之前, Pekar^[9]也有过类似的提法, 并且指出了黄昆是第一个发现这种模式的元激发的. 以后, 人们又相继发现在半导体材料、磁性材料、导体的等离子体中类

似的模式. 所以, 有时也把这里讲的由声子和光子耦合成的元激发叫做声子极化激元.

上述黄昆的推导从宏观电动力学的语言说, 是一个求两波耦合的色散的问题. 所以文献上也常常把这个问题叫做空间色散(spatial dispersion)问题^[10], 也就是晶体的介电性质与波矢有关的问题. 在黄方程中, 忽略了光学声子本身的频率和波矢的关系, 但在以下会提到的许多问题中, 极化波的频率和波矢的关系是必须考虑的.

2 声子极化激元、非线性光学和 THz 波

声子极化激元的概念已经成为认识晶体中晶格振动的一个基本概念. 除了前面谈到的把黄方程推广到原胞中有多于 2 个原子的极性晶体以及非立方结构的极性晶体, 探讨唯象系数的微观意义, 以及与晶格振动的计算方法的联系等等问题以外, 声子极化激元的研究还有一些新的有意义的发展.

Raman 散射是测量极化激元色散曲线的一种方法. 上世纪 60 年代, Henry 和 Hopfield^[11]首先做了这种研究. 如图 3 所示, 从能量和准动量守恒的要求, 可以得到入射波矢和 Stokes 散射波矢之间的关系应该满足

$$\Delta\omega = \omega_L - \omega_S = \omega_L(1 - \cos\vartheta) + \sqrt{\omega_q^2 - \omega_L^2 \sin^2\vartheta}, \quad (7)$$

其中 ω_L 是和 λ 射光波矢 \mathbf{k}_L 相应的频率, ω_S 是和散射光波矢 \mathbf{k}_S 相对应的频率, ω_q 对应于波矢 \mathbf{q} 的频率. 对应于确定的 \mathbf{k}_L 和夹角 ϑ , 图 3 上的虚线是 $\Delta\omega$ 和 q 的关系, 虚线和极化激元色散曲线的交点是 Raman 散射激发的极化激元的频率和波矢. Henry 和 Hopfield 就是用 He-Ne 激光的 6328Å 的激光测得的 GaP 的声子极化激元的色散曲线.

关于晶格振动的 Raman 散射, 在黄昆的专著^[3]中讨论过. 对声子极化激元的 Raman 散射, Barker 和 Loudon 用涨落耗散定理(fluctuation-dissipation theorem)处理了它的物理机理问题^[12]他们所使用的模型实质上是和黄昆的模型类似. 他们的工作把极化激元和晶体的线性和非线性光学过程联系起来. 随后, 很快就发展了与极性晶体的极化激元联系的受激 Raman 散射的研究. 从物理上说, 受激 Raman 散射是一种三阶的非线性光学过程. 以 Stokes 散射为例, 晶体吸收一个入射光子, 发射一个 Stokes 散射光子, 同时发射出一个极化激元. 受激

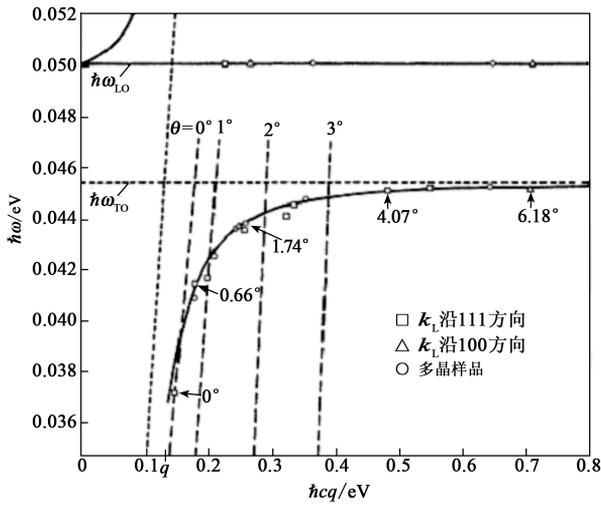


图 3 用 Raman 散射观察到的 GaP 声子极化激元曲线

Raman 散射的 Stokes 光子是相干的, 所以发射的极化激元也是相干的. 因此, 一个 Stokes Raman 激光器也就是一个产生相干的极化激元的源. 由于声子极化激元的频率是在远红外(或者说 THz 波)的频段, 所以, 极化激元 Raman 激光器也成为产生相干 THz 波的源. 也许, 文献[14]是最先实现这个过程的报道. 他们用 GaP 晶体和一个调 Q 的 YAG 激光泵源, 实现了 Raman 激光器, 而且测量到了它的远红外输出. 但是, 这样的设想在这之前曾不只一次提出过[15].

如果唯象地考虑 Raman 过程, 假设在黄方程中, 唯象系数是 W 的函数, 展开到 W 的一级就使极化 P 的表达式(黄方程的第二个方程)中有正比于 WE 的项. 把它代入系统的哈密顿中, 求 W 的动力学方程(黄方程的第一个方程), 用标准的做法, 可以求得 Raman 非线性极化率 $\chi^{(3)}$. 但显然, 同时也会得到二阶的非线性光学过程. 因此, 除了受激 Raman 散射, 利用光学参量振荡或放大的技术, 也可以用两束相互成一个小角度的激光, 通过差频技术来产生 THz 波. 文献[16]的报道是一个典型的例子, 他们利用 GaP 的声子极化激元, 得到从 0.2 THz 到 7 THz, 线宽为 1.5 GHz 的可调 THz 光源, 构成一个可调谐的 THz 谱仪.

假如泵源是超短脉冲的激光, 这时构成光脉冲的各个 Fourier 成分间的差频或受激 Raman 过程, 便产生光整流(optical rectification)效应, 形成持续时间为半周到几周的 THz 波的脉冲[17]. 这时, 影响 THz 波产生过程的效率的有 3 个因素: 第一是要有足够大的非线性系数; 第二是相应的 THz 波在介质

中的吸收应该小; 第三是入射光和产生的 THz 波尽可能实现位相匹配. 也就是要求泵浦光脉冲的速度应该等于 THz 波的速度, 从物理上说, 这也可以理解为类似于 Cherenkov 效应. 产生的 THz 波形成一个 Cherenkov 光锥. 利用光整流效应, 从超短脉冲激光来获得 THz 辐射, 是现代发展小型 THz 光源的一个常用技术[18], 已经有许多研究工作报道.

利用与极化激元相联系的非线性光学过程产生 THz 波, 从应用的角度看, 是很重要的. 同时, 从物理研究的角度看, 这些研究提供了研究声子的新的机会. 看图 4 这个例子, 泵浦光脉冲 1 和 2 的差频产生极化激元波, 这是一段相干的极化激元波列, 它的波矢是 $\Delta k = k_{\text{THz}}$. 光脉冲 3 是探测光, 它和极化激元波列的相互作用, 一定意义上可以看作是光在一个介质光栅上的衍射, 因此可以得到极化激元波列的“像”. 改变光脉冲 3 的延迟时间 Δt , 可以直接观测到极化激元振幅随时间的衰减以及波形的演化. 这就提供了这种声子新的信息. 人们利用这类技术, 对铁电体中的软模声子做了研究, 得到一系列新的认识[19], 对铁电研究很有价值. 后来, 又进一步发展出对这类极化激元波列的时空控制的一些技术, 并开展了包括界面的声子极化激元的研究, 极化激元波导和谐振腔的研究, 极化激元在光子晶体中传播的研究等等[20].

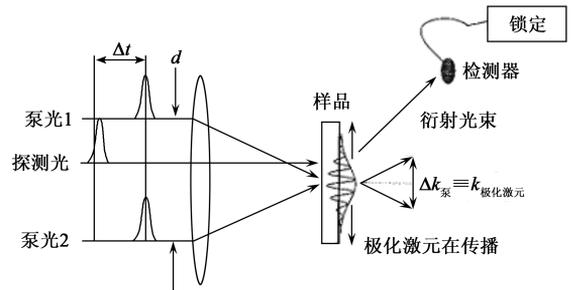


图 4 产生和检测声子极化激元

最近这几年, 用超短光脉冲产生的 THz 极化激元波列进行调控、观测, 已经形成了一个相当流行的词: “THz polaritonics”即“太赫兹极化激元学”, 类比于已经熟知的“electronics——电子学”和“photonics——光子学”. 这表达出人们对声子极化激元会像电子、光子一样实现调控, 得到应用的期望吧! 将来的潜力还是有的, 但这有待于对声子物理开展深入的理论和实验研究.

3 激子极化激元

偶极激活的激子在晶体中的传播也是一个极化波,它和电磁波相互耦合,也和极性晶格振动一样,形成极化激元. Hopfield^[8] 和 Pekar^[9] 在上世纪 50 年代末最先提出这个想法. 我们知道,晶体中的激子可以分成 Frenkel 激子和 Wannier 激子两类^[21]. 这里我们用 Wannier 激子的图象对激子极化激元做一个简略的描述. Wannier 激子可以理解为导带中的电子和价带中的空穴构成的一个束缚状态,或者说类似于氢原子的一对电子-空穴. 这个束缚态作为一个中性的粒子,它可以在晶体中自由运动. 为简单起见,假设讨论的是一个简单的没有各向异性的能带. 导带电子的有效质量是 m_e , 价带的是 m_h , 激子的总质量便是 $M = m_e + m_h$; 电子-空穴对的束缚态的能量是 $E_a = h\omega_a$, 是在禁带中的一个分立能级; 电子-空穴对的整体运动的波矢为 \mathbf{k} , 它也可以叫做激子质心运动的波矢, 于是激子的能量是 $E_a t - \frac{\hbar^2}{2M}k^2$, 或者写作 $h\omega_a(\mathbf{k}) = h(\omega_a + \frac{\hbar}{2M}k^2)$. 这时, 激子的波函数可以写作 $\psi = \varphi_a(\mathbf{r})F(\mathbf{R}, t)$, $\varphi_a(\mathbf{r})$ 是电子空穴束缚态的波函数, \mathbf{r} 是电子和空穴的相对坐标, $F(\mathbf{R}, t)$ 是激子质心运动的波函数, \mathbf{R} 是电子-空穴对质心的坐标. 这样, 激子波函数就可以写成

$$\psi = \varphi_a(\mathbf{r}) \frac{A}{\sqrt{V}} \exp(j\mathbf{k} \cdot \mathbf{R} - j\omega_a(\mathbf{k})t). \quad (8)$$

电子是费米子, 空穴也是费米子, 所以电子-空穴对作为一个整体时, 坐标交换的性质是玻色型的. 因此, 在激发的激子数量不大, 或者说激子的浓度较低时, 激子在一定意义上可以看作是玻色子. 激子质心运动的波函数 $F(\mathbf{R}, t)$ 在这个意义上可以叫做激子的波函数, $|F(\mathbf{R}, t)|^2$ 是在时间 t 时在 \mathbf{R} 处激子的几率密度. 可以理解, 如果束缚态 $\varphi_a(\mathbf{r})$ 有显著不为零的值的范围的尺度是 b , 浓度较低就是浓度显著低于 b^{-3} ; 而所说的空间坐标也是在较 b 大得多的尺度上平均的涵义. 现在考虑这时晶体的极化, 假设光激发这个激子态的矩阵元是 \bar{d} , 晶体的极化便是

$$\mathbf{P}(\mathbf{R}, t) = \bar{d}(F(\mathbf{R}, t) + F^*(\mathbf{R}, t)). \quad (9)$$

考虑和宏观电磁场的相互作用, 很显然, 可以得到电磁场频率在 ω_a 附近时 $\mathbf{P}(\mathbf{R}, t)$ 的方程是^[22]:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_a^2 - \frac{\hbar\omega_a}{M}\nabla^2 + \Gamma\frac{\partial}{\partial t}\right)\mathbf{P}(\mathbf{R}, t) = \omega_a^2\mu\mathbf{E}(\mathbf{R}, t), \quad (10)$$

这里 $\mu = \frac{2d^2}{\hbar\omega_a}$, Γ 是唯象地用来描写由于各种原因产生的激子波衰减. 这时电磁波的方程是

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\frac{\epsilon_c}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}, \quad (11)$$

这里的 ϵ_c 是不考虑这个激子态时晶体的介电常数, 相当于在前面分析黄方程时的 ϵ_∞ . 于是和前面讨论声子极化激元一样, 可以得到在频率 ω_a 附近时的方程:

$$\epsilon(\omega, \mathbf{k}) = \epsilon_c + \frac{4\pi\mu\omega_a^2}{\omega_a^2 - \omega^2 + \frac{\hbar k^2}{M}\omega_a - j\omega\Gamma}, \quad (12)$$

这时也有纵激子波和横激子波, 色散方程分别是:

1. 纵波 $\epsilon(\omega, \mathbf{k}) = 0$;
2. 横波 $k^2 = \epsilon(\omega, \mathbf{k}) \frac{\omega^2}{c^2}$.

解这两个方程, 得到横波有两支解, 记为 1 和 2, 纵波有一支解, 记做 3. 在图 5 上, 把这三个解都画到一个图上. 作为比较还画出了两条虚线, 一条是 $\omega = \omega_a + \frac{\hbar}{2M}k^2$, 它是如果不考虑激子和电磁场的耦合时, 质心波矢为 \mathbf{k} 的 α 态激子频率, 可以说是“纯的”激子波的色散. 另一条是 $\omega = \frac{ck}{\sqrt{\epsilon_c}}$ 是不考虑激子和电磁场的耦合时宏观电磁波的色散, 可以说是“纯的”电磁波. 图 6 和图 1 有相似的特点. 曲线 1 是横波解的下支. 它在频率很低时近于“纯的”电磁波, 在两条虚线的焦点附近, 开始偏离电磁波, 逐渐靠近“纯的”激子波, 后来就完全与“纯的”激子波一样了. 曲线 2 是横波的上支, 它在 $\mathbf{k} \rightarrow 0$ 时趋于纵波频率 ω_{LO}, ω_{LO} 和 $\omega_{TO} = \omega_a$ 不同, 可以求得 $\Delta\omega_{LT} = \omega_{LO} - \omega_{TO} = \frac{2\pi\mu\omega_a}{\epsilon_c} = \frac{4\pi d^2}{\hbar\epsilon_c}$.

但是要注意在图 1 中, 频率在纵光学波 ω_{LO} 和横光学波 ω_{TO} 之间, 只能有虚值, 而在这里则不同, 横波的下支是有实值的. 而且在 $\omega \gg \omega_{LO}$ 时更是上下两支都有实值, 也就是说, 这时同一频率、同一方向的电磁波在晶体中传播时有相干的波矢不同的两支. 可以设想, 假如有一块高质量的两面平行的晶体, 垂直入射的光在晶体中分成 1, 2 两支, 出射时除了通常的晶体两个界面的 FP 干涉外, 还会看到 1, 2 两支的干涉. 这也确实很快就被实验观测证实了. 这在光学上当然是一种十分有趣的现象. 前面已经说到, 从光学的角度来看, 这类问题被叫做空间色散问题, 也有人把它叫做非局域光学 [non-local optic]

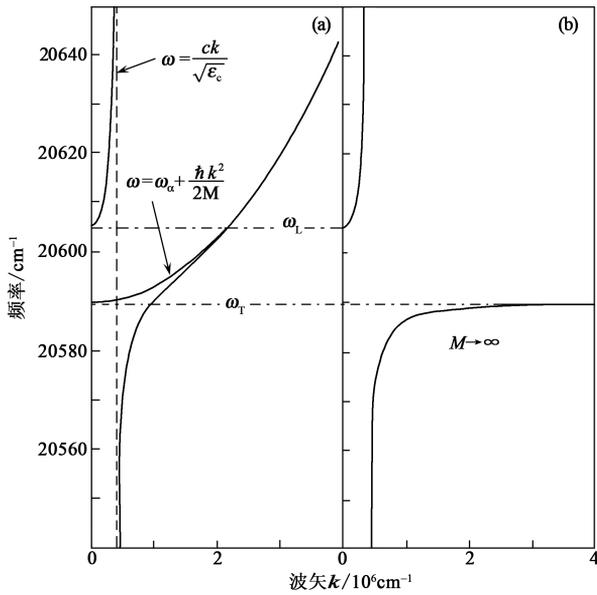


图 5 激子极化激元(左边是 M 有限, 右边是 $M \rightarrow \infty$)

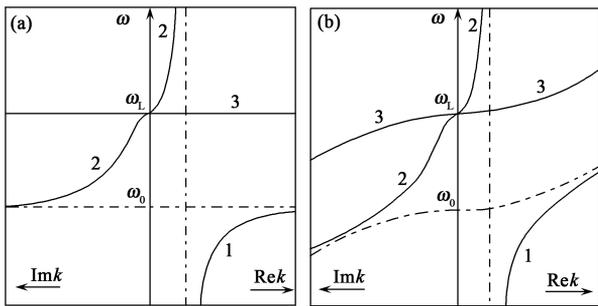


图 6 激子极化激元频率的实部和虚部

问题, 其实质是说, 介电常数不仅是频率的函数, 也是波矢的函数.

因为 1, 2 两支都是电磁波和激子波的耦合波, 所以在讨论这类波的传播时, 首先的一个问题是波的边界条件是怎样的? 电磁波的边界条件是熟知的, 是 E 和 H 的切向连续, 但激子波怎样呢? 最容易想到的是边界上 $\mathbf{P} = 0$, 也就是激子波函数在边界上为零; 但从量子力学的一般道理说, 这样假定是不充分的, 因为也可以认为 $\nabla\psi = 0$ 呀! 于是有人提出了一个在微分方程论中流行的写法: $\mathbf{P} + \gamma \frac{c}{\omega} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial z} = 0$, z 是界面法向, γ 是一个调节常数. 还有人提出表面有一层激子的“死区”的概念, 也就是表面上有一层对激子的“势垒”……利用不同的边界条件, 就会有对入射光的反射、折射、透射等不同的解. 由于晶体质量不可能非常理想, 这些实验难以给出很确定的结果. 所以有一段时期, 关于极化激元的边界条件的问题, 也就变得颇为“热门”. 有一个专门的名词叫

做 ABC 问题 (additional boundary conditions 问题) 就是指这个问题. 有兴趣的读者可参阅文献 [23] 和所引文献. 这个问题由于和具体的晶体的质量情况有很大关系, 还没有一个较好的解决办法.

怎样来测定激子极化激元的色散曲线? 从前面讨论声子极化激元时看出, 利用高阶的光学过程是合理的做法. 但由于激子谱线的频率比声子谱线高得多, 问题就有很大的不同. 其中最值得注意的是共振布里渊散射 (resonant Brillouin scattering) 方法, 有时简称为 RBS 方法. 自从 1972 年, Brenig, Zeyher 和 Birman 提出这个方法 [24] 以来, 取得了最多的成果. Brillouin 散射是在吸收一个光子或发射一个光子的同时, 发射或吸收一个声学声子. 前者称 Stokes 散射, 后者称反 Stokes 散射. 声学声子的频率 $\Omega(\mathbf{q}) = C_s q$, 其中, \mathbf{q} 是声子的波矢, C_s 是声速. 能量和动量守恒的条件是:

$$\omega(\mathbf{k}) - \omega'(\mathbf{k}') = C_s q, \quad \mathbf{k} - \mathbf{k}' = \pm \mathbf{q}.$$

\mathbf{k} 是初态, \mathbf{k}' 是终态, 正号是 Stokes 散射, 负号是反 Stokes 散射. 共振散射就是中间态, 是一个极化激元状态. 从测量的 Stokes 位移和相应的入射散射光波矢, 利用声速的数据, 可以得到激子极化激元的色散曲线. 详细的分析以及实验上的困难, 在参考文献 [23, 24] 以及其他许多文献中都有讨论 [25, 26] 这里不作更多的叙述. 用 RBS 技术对闪锌矿结构和纤锌矿结构的半导体做过较为系统的测量. 图 7 是用 RBS 测得的 CdS 单晶的极化激元色散图, 在图 7(b) 中有 k 的线性项. 除了 RBS 外, 利用双激子态为中间态的超 Raman 散射也是测量激子极化激元的一种方法 [27].

实际的半导体的能带结构比上面讨论用的简化的能带结构复杂. 所以激子状态就比上面讲的复杂得多. 讨论激子能态的理论和实验研究很多, 可参阅文献 [28] 的介绍和有关文献. 激子态复杂, 相应的极化激元的描述也有所改变, 这里就不多加叙述.

4 微腔激子极化激元

上世纪 90 年代以来, 镶嵌在法布里—珀罗 (Fabry—Perot) 腔中的量子阱 (QW) 的激子极化激元的研究有很大发展. 首先简单介绍一下 QW 中的激子状态 [28]. QW 中的激子是准二维的. 如果取垂直阱面的方向为 z 方向, 激子在 xy 平面上是可以自由运动的, 类似于 (8) 式, 阱中的激子波函数的形状是

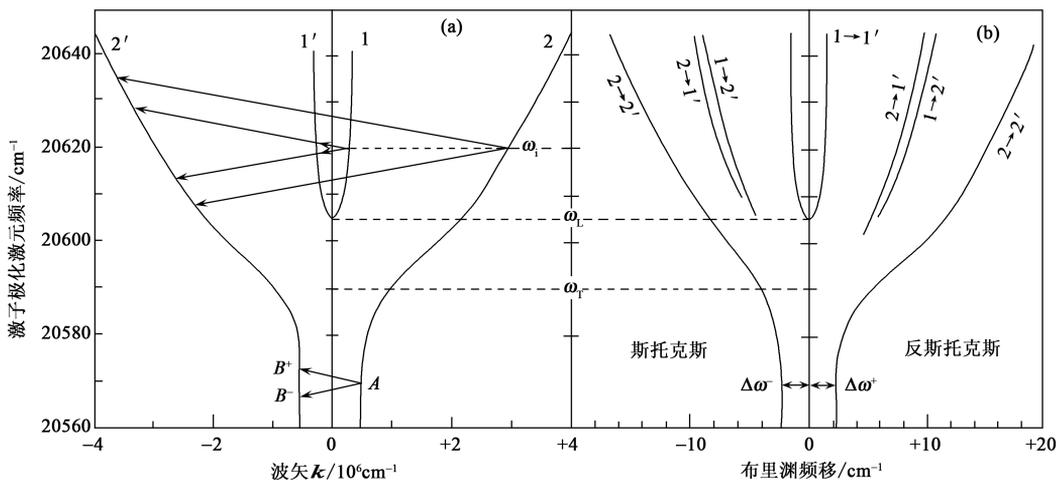


图 7 用共振布里渊散射测量激子极化激元的色散曲线

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{S}} \phi_\alpha(\mathbf{R}; z) \exp(j\mathbf{k} \cdot \mathbf{R} - j\omega_\alpha(\mathbf{k})t), \quad (13)$$

其中 $\phi(\mathbf{R}; z)$ 是 QW 中的准二维电子空穴束缚态波函数. 它在 z 方向的状态主要是 QW 的束缚, 在 xy 面上则是电子-空穴间的吸引势的束缚. α 是状态的标号. 能量 $E_\alpha = \hbar\omega_\alpha$ 是禁带中的分立能级. 这里的 \mathbf{k} 和 \mathbf{R} 是 xy 平面上的二维矢量, 分别表示激子在 xy 平面上运动的波矢和质心的二维坐标.

$\hbar\omega_\alpha(\mathbf{k}) = \hbar(\omega_\alpha + \frac{\hbar}{2M}k^2)$ 是激子的能量. 和前节讨论

体激子的情况一样, 与这个准二维激子波相联系的有它产生的准二维的极化波, 类似于(9)式, 它会和晶体中的光波相耦合.

必多讲. 如果把 FP 腔在 xy 面上当作是无穷大的, 腔的电磁波模式便是

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \Phi_n(z) \exp(j\mathbf{q} \cdot \mathbf{R} - j\omega_{n,q}t) + c. c., \quad (14)$$

这里, $\Phi_n(z)$ 是在上下两高反射率面间的驻波形式, n 是驻波的节点数. \mathbf{q} 和 \mathbf{R} 是二维波矢和二维坐标矢量. 这个模式的本征频率是

$$\omega_{n,q}^2 = \omega_n^2 + (\nu q)^2, \quad (15)$$

ν 是腔内 xy 方向上的光速.

FP 微腔的本征光子态 (n, \mathbf{k}) 和 QW 准二维激子状态 (α, \mathbf{k}) 的耦合就是微腔中的激子极化激元^[29] (为简便以下称 MCEP). 图 9(a) 用虚线给出的是光子的色散曲线(见(15)式)和激子的色散曲线. 在这张图上, ω_n 和 ω_α 很接近. 耦合的结果是产生上支(简称 UP)和下支(简称 LP)激子极化激元的色散曲线, 这也画在图(b)上.

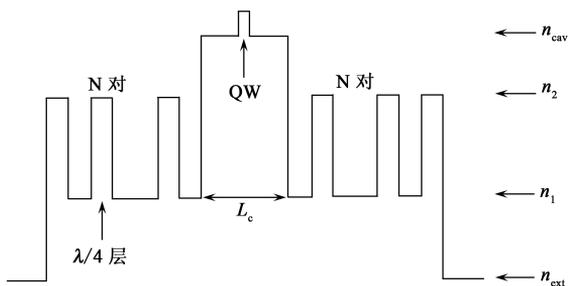


图 8 嵌有量子阱的微腔结构

现在回过来看 FP 微腔中光的模式. 实际上的镶嵌有 QW 的 FP 微腔是类似于图 8 的半导体微结构. 中间有一层或几层 QW 的半导体, 上面和下面制备了高反射率的相互平行的腔镜. 高反射率的腔镜通常用分布 Bragg 反射镜(distributed Bragg reflector, DBR)来制备. 关于这样的半导体 FP 腔的设计和制备, 已经有许多文献介绍过, 也是制备半导体激光器和半导体发光二极管的基本工艺, 这里不

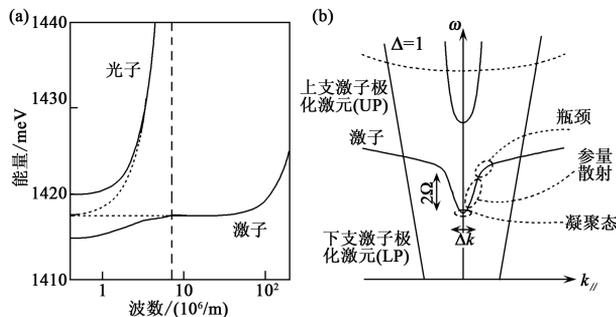


图 9 微腔中激子极化激元的色散图(从图(b)中可以看到下支的“瓶状”区域)

如果对比在量子光学问题中的谐振腔中的二能级原子^[30]的图像, 光子和激子色散曲线的交截, 相当于一个二能级原子系统和一个近共振的谐振腔模相互耦合, 这状态矢量做 Rabi 进动, 上下支的分裂

就是 Rabi 进动的频率. 所以, MCEP 问题在一定意义上是和量子光学中腔的量子电动力学问题相对应的. 这是量子光学中发展得很丰富的一个领域. 从量子光学的角度来认识 MCEP 的问题, 是一种很有启发性的并且富有成果的观点, 在文献中也非常流行, 取得了一批有兴趣的结果. 限于篇幅, 这里我们不打算展开叙述, 有兴趣的读者可以阅读相关文献.

这里我们应该注意到 MCEP 的一个特点. 前节讨论的“体”激子极化激元, 由于能量和动量守恒的要求, 是不可能直接衰变到“自由”的光子态的. 只有通过边界的干扰作用, 或者通过和各种晶体缺陷或声子的相互作用, 才能实现“体”极化激元和“自由”光子的转变. 而对微腔中 QW 极化激元来说, 情况则是完全不同, 由于不存在 z 方向准动量守恒的要求, 腔内的激子极化激元可以和腔外以一定角度入射的“自由”光子相互直接转变. 1992 年, Weisbuch 等人就是通过不同角度, 不同频率的光波最先实验测定有上下两支极化激元并且测定 Rabi 进动频率的. 所以利用各种角度入射的调谐激光, 以及测量它的反射、射和荧光, 会得到极化激元的色散的信息; 再加上电场、磁场、应力等等对激子谱线的影响, 研究 FP 微腔中 QW 极化激元有许多成果, 可参看专辑(31)中的各种文献和所引的其他文献.

现在转向一个特殊情况. 如图 9(b) 所示, 如果 ω_n 和 ω_c 比较接近, 在波矢空间中, MCEP 的 LP 在波矢为零附近波矢空间中形成一个“瓶”状的区域. 图上的瓶颈附近, 好比是瓶颈部分, 波矢大于瓶颈时, LP 的色散逐渐变成激子的色散曲线, 变化很平缓; 波矢小于 B 点是“瓶”的里面, 波矢趋于零时, 趋于光子的色散. 在波矢为零(瓶底)到 B 点附近(瓶颈)这个范围, 色散曲线是陡变的. 可以说在“瓶”里 MCEP 的有效质量 m^* (注意, $\frac{1}{m^*} \approx \frac{1}{\hbar} (\frac{\partial^2 \omega_{LP}}{\partial k^2})$) 是非常小的. 因为激子波的衰减在低温下主要起源于晶体声学声子的散射, 所以在“瓶”里面, 能量和动量守恒的条件, 使声学声子散射不能发生. 这样一来, 用激光产生较多的激子到 UP 中, 它通过种种弛豫过程较快的落到 LP 中, 然后, 再弛豫到“瓶”里面. 在瓶中, 激子的寿命比较长, 而且对它们基本上只有 LP 间的相互作用, 只能靠相互作用来达到一种动态的平衡^[32].

晶体中存在激子的状态是一种非平衡态, 假如晶体质量比较好, 电子-空穴复合寿命较长, 激子们通过种种弛豫过程, 有相当大的部分落入到 LP 的

“瓶”中, 在这个“瓶”中, 它们主要靠激子间相互作用, 达成一种动态的平衡. 讨论“瓶”里的这样的 WCEP 多体体系, 取得了一些非常有意思的成果.

5 微腔激子极化激元(MCEP)多体系统的物理及应用

激子是玻色子, 而且有效质量很轻, 所以很早就有人提出研究激子的多体效应, 研究激子的玻色凝结, 激子的超流等等, 他们预测, 激子的玻色凝结的温度会比较低, 可以高至室温^[33,34], 甚至更高. 这是因为理想玻色气体的玻色凝结温度是:

$$T_{BE} \approx \frac{2\pi\hbar^2}{1.879m^*k_B} \rho^{2/3}. \quad (16)$$

但是由于半导体中有激子的状态是非平衡态, 激子是有一定寿命的, 所以, 多激子系统总是一个动态平衡的系统, 而且同时存在外部的各种相互作用以及激子自身的内部自由度. 怎样认识激子多体系统? 怎样研究这个系统? 一直是难以解决的问题^[35]. 前节可以看到, 微腔中激子会在 LP 的“瓶”中形成有相对较长的寿命, 而且主要是激子间相互作用起作用的 WCEP 多体体系, 而且如上所述, 它们的有效质量又非常的小, 这为研究激子多体系统提供了很好的机会.

假如用入射激光激励的方法, 在晶体中造成了浓度为 n_w 的 MCEP 气体, 它们的二维波矢基本上处在“瓶”内, 靠相互作用形成了有一定意义上的动态平衡分布. 对非线性光学熟悉的读者很易理解, 研究者们先想到的是研究这种气体中的由于碰撞而产生的三阶非线性光学效应^[36]. 2000 年, 实验上有一个重要的突破^[37], 这个实验观测的实质上是瓶中 MCEP 的共振散射产生的参量过程: $(\mathbf{k}, \mathbf{k}) \rightarrow (2\mathbf{k}, 0)$, 即两个波矢为 \mathbf{k} 的 MCEP 相互散射到一个波矢 $2\mathbf{k}$ 的 WCEP 加上一个波矢近于 0 的 MCEP. 能量守恒要求决定了 \mathbf{k} 的值, 也就是只有某一个入射角附近的泵浦波束, 加上一个入射角近于 0 的信号光束, 才能看到信号光的强烈放大. 实验基本证实了这个图像, 即在相应的浓度下, 信号光的放大系数有 10—100 的量级. 随后有许多实验研究了这种三阶非线性光学, 还测量了产生的光的相干性^[38]. 特别是使用超快光学技术, 使这些实验提供了 MCEP 的动力学的信息. 由于这类非线性过程直接联系着激子间的相互作用, 双激子态和双 MCEP 态, 激子的自旋结构等等理论问题. 而从应用的角度, 这类高阶

非线性光学效应开辟了多种光电子学和量子信息学的应用的可能性. 限于篇幅, 本文不能具体展开讨论. 但要强调, 无论是在理论和实验上还是在实际应用上, 都有大量有待深入的工作要做.

熟悉玻色子的散射过程与费米子的散射过程的不同读者容易理解, 在刚才举的例子中, 波矢近于零处的 MCEP 是否处在相干的集体态对结果是会有很大的不同的. 所以就会提出, 在 MCEP 的密度达到有显著的高阶光学非线性时, 是不是会看到玻色凝结呢? 2005 年第一次有关于 MCEP 玻色凝结的比较明确的可信的报道^[39,40]. 这是在以 II-VI 族化合物 CdTe 为基的半导体微腔中观测到的. 他们观察到随泵光(用的是非共振激发的泵光)强度的增加, 从发光观测到靠近波矢为零的 MCEP 的统计分布变窄, 有显著的泵光强度的阈值效应, 而且观察到发射光的相干性. 因为 II-VI 族化合物比 III-V 族化合物的激子束缚能大, 光学声子在激子能量中起的作用也大, 用 II-VI 族化合物基的半导体微腔比较容易看到玻色凝结是好理解的. 但关于这个结果的解释, 还有不少理论上的争议: 它是哪类玻色凝结? 是自发辐射的相干效应, 还是真正的统计物理意义上的玻色凝结? 还是没有定论的.

可是随后, 对 GaAs 基微腔也观察到 MCEP 的玻色凝结^[41]. 对 CdTe 基这个系统又有一些进一步的实验观察^[42]; 特别是在室温下观察到 GaN 基微腔中的 MCEP 的受激发射^[43], 也被解释为是玻色凝结的体现. 这就是说, 尽管理论上的理解还在争论, 但观测到 MCEP 的某种玻色凝结是确定无疑的. 考虑到 MCEP 是二维的准粒子, 又考虑到半导

体中总有不是很小的对 MCEP 的无规势场, 与此联系的一些物理效应也都在一定程度上被观察到了.

与 MCEP 的玻色凝结相联系的最令人感到鼓舞的是这种凝聚体的发光应该是相干的, 也就是有与粒子数分布反转联系的受激发射. 在文献上常常把这个叫做零阈值受激发射. 由于前面谈到的实验是用非共振泵光做的, 自然就会提出电注入实现零阈值受激发射的可能. 怎样理解与玻色凝结相联系的相干光发射? 怎样设计零阈值受激发射的半导体激光器? 利用相联系的效应, 在光电子学和量子信息学上还会有哪些应用的机会? 几年来已经发表了许多文章, 由于篇幅限制, 也不做介绍了. 这里想强调的一点是, 研究 MCEP 的玻色凝结, 不仅类似于研究原子分子物理和量子光学的玻色凝结一样, 有丰富的基础物理研究内容, 而且有更加现实的实用目标.

一个讨论得很多, 但直到现在还没有实验证实的是玻色凝结的 MCEP 的超流动性. 由于 MCEP 间的相互作用, 玻色凝结的 MCEP 应该有超流相. 但是至今没有实验观测的报道, 但是有实验证明, 在玻色凝结的 MCEP 中有涡旋态, 也有观察到玻色凝结的 MCEP 有类似于超流的元激发谱, 这是否可以作为超流 MCEP 的旁证?

限于篇幅, 本节没有来介绍有关 MCEP 的理论问题. 其实, 这种处在动态平衡的, 而且是光波和物质波的混合态的玻色子的量子凝结, 有许多非常有挑战性的理论问题. 这些理论研究又可能会带来实验研究和应用的许多机会.

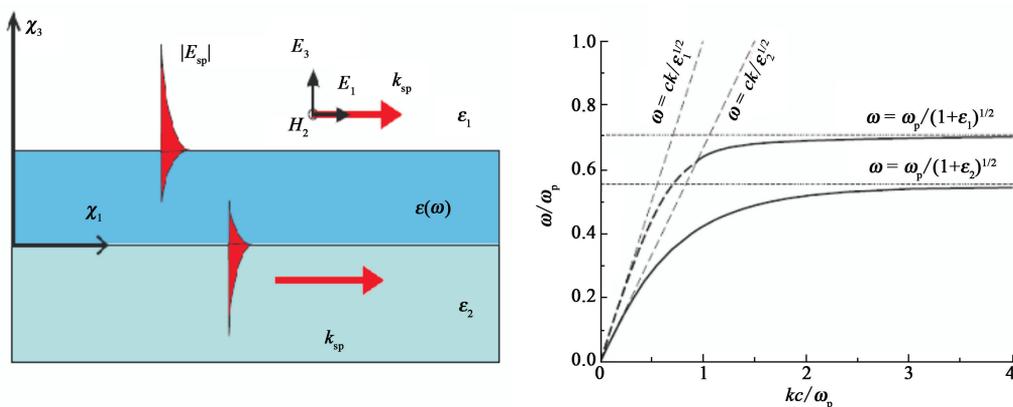


图 10 SPP 色散曲线: 电介质-金属-真空膜系 ($d=30\text{nm}$, $\epsilon_1=1$, $\epsilon_2=2.25$, $\omega_p=11.9989 \times 10^5 \text{S}^{-1}$ (银))

6 表面和界面的等离子极化激元

导体和真空或介质的界面的等离子极化激元 (surface plasmon polariton, SPP) 也是极化激元重要的一类. 用电波传播的术语说, SPP 是电磁波的表面模式, 电磁场限制在导体—真空(或导体—电介质)的界面附近, 它的振幅随与界面的距离而指数衰减(见图 10). 这类表面模式的研究有较长的历史, 可以参阅文献^[44,45]和所引的文献. 由于它在表面物理的基础理论和实验技术上都很重要, 所以也有不少物理研究. 近年来由于也下几个原因, 它又变热起来了: 第一是由于它是光学效应表面增强(如表面 Raman 散射增强、表面二次谐波增强、表面荧光增强等)的一个主要物理起源, 而这些增强在化学和生命科学的研究中越来越重要^[46]; 第二是由于在纳米材料的物理性质上, 随着尺度的减少, 表面相的比例越来越大, 而在表面相的问题中, SPP 起很大作用; 第三是为了实现一般是微米尺度的光子学器件和常常是几十到几百纳米尺度的电子学器件的互联, 利用 SPP 的波导、耦合器、调制器, 开关等器件显得很重要. 等离子激元学 (plasmonics) 这个词已经很流行了. 它其实就是 SPP 学.

从物理研究的角度, 这些新的发展, 给研究人员提出了更深入和具体的了解 SPP 的需求. 除了理论上要发展多电子体系的量子力学的流体力学表述, 发展含时间的密度泛函理论, 以及发展一些数学工具和计算方法外^[47], 实验技术上最重要的是要发展近场光学^[48]. 近场光学可以直接在近场观察 SPP, 测量它的振幅和相位的变化, 观察它受到表面上的微结构的影响, 从而使人们对 SPP 的了解进一步深入, 也为调控 SPP 提供了一些新的手段. 此外, 研究 SPP 和其他物理过程的相互作用, 例如, 通过 SPP 提高量子阱发光效率, 研究 SPP 和声子极化激元的相互作用, 和 MCEP 的相互作用等等, 同时也提出了许多有兴趣的物理问题.

限于篇幅, 对 SPP 的物理研究和应用也不再多说了.

7 结束语

上面介绍了声子极化激元、激子极化激元和表面等离子极化激元. 还有一类与自旋波相联系的磁子极化激元 (magnon polariton) 我们没有介绍. 表面

上看这个问题与声子极化激元的问题是相类似的, 其实, 由于在磁介质中自旋波的非线性起相当大的作用, 所以, 处理这个问题与处理声子极化激元问题还是有差别的. 很有意思的是在用参量过程泵浦的磁子极化激元系统中, 也观察到玻色凝结现象^[49], 这和激子极化激元类似, 也是在一个动态平衡的系统中的玻色凝结. 一个更大的遗憾是本文集中在黄昆最先提出的在一阶的光与物质的作用的层次上的极化激元, 因此略取了二阶的光与物质作用层次的极化激元. 这就是与三能级系统联系的所谓暗态极化激元 (dark state polaritons)^[50,51], 在物理实质上这也是光子与玻色子的耦合, 但这里是两个光子和一个粒子的耦合态. 我们将来有机会时再回到这种新的极化激元.

黄昆先生科学工作的一个特色就是他善于从一个具体的物理问题入手, 探索很基础的物理问题. 当年他从处理立方的二原子极性晶体的晶格光学振动模式的问题入手, 从阐明宏观电磁场和晶格光学振动的相互作用的角度, 引出了极化激元这样一个带有基础性的概念的重要问题, 开辟了前面简略叙述到的, 范围很宽的物理领域. 而且这不仅仅是物理学上很有魅力的领域, 也是包含很多应用的领域. 回顾这五十多年的进步, 深深感到“微斯人, 吾谁与归?”. 我们应该学习大师们的风范, 沿着他们的足迹, “虽不能至, 然心向往之!”.

参考文献

- [1] Huang K, E R A. Report Ref. L/T, 1950, 239:3; Huang K. Nature, 1951, 167:779
- [2] Huang K. Proc. Roy. Soc. (London), A, 1951, 208:352
- [3] Born M, Huang K. Dynamic Theory of Crystal Lattices. Oxford: Oxford University Press, 1954 (中译本: M. 玻恩, 黄昆著(葛惟琨, 贾惟义译; 江丕桓校). 晶格动力学理论. 北京: 北京大学出版社, 1989)
- [4] 黄昆. 中国科学进展. 北京: 科学出版社, 2003. 88; 秦国刚等编. 黄昆文集. 北京: 北京大学出版社, 2004
- [5] Maradudin A A, Montroll E W, Weiss G H *et al.* Theory of Lattice Dynamics in the Harmonic Approximation. 2nd Ed. , NY: Academic Press, 1971
- [6] Singh R K. Phys. Reports, 1982, 85: 259
- [7] Mills D L, Burstein E. Rep. Prog. Phys. , 1974, 37:817
- [8] Hopfield J J. Phys. Rev. , 1958, 112:1555
- [9] Pekar S, Eksp Zh. Teor. Fiz. , 1957, 33:1022
- [10] Agranovich V M, Ginzburg V L. Spatial Dispersion in Crystal Optics and the Theory of Excitons. 2nd Ed. , Moscow: Nauka, 1979; Engl. Transl. , Berlin :Springer, 1981
- [11] Henry C H, Hopfield J J. Phys. Rev. Lett. , 1965, 15:964
- [12] Barker A S, Loudon R. Rev. Mod. Phys. , 1972, 44: 18
- [13] Hayes W, Loudon R. Scattering of Light by Crystals. John

- Wiley & Sons, 1978
- [14] Nishizawa J, Suto K. *J. Appl. Phys.*, 1980, 51(5):2429
- [15] 例如 Loudon R R. *Proc. Phys. Soc. London*, 1963, 82:393
- [16] Nishizawa J, Sasaki T, Tanno T. *J. Phys. Chem. Solid*, 2008, 69: 693
- [17] Cheung K P, Auston D H. *Phys. Rev. Lett.*, 1985, 55: 2152; Zhang X C, Jin Y, Ma X F. *Appl. Phys. Lett.*, 1992, 61:2764
- [18] 例如 Kitaeva G Kh. *Laser. Phys. Lett.*, 2008, 5:559
- [19] Bakker H J, Humsche S, Kurz H. *Rev. Mod. Phys.*, 1998, 70:523
- [20] 例如 Hebling J, Yeh K-l, Hoffmann M C *et al.* *IEEE. J. QE.*, 2008, 14: 345; Feuer T, Stoyanov N S, Ward D W *et al.* *Annu. Rev. Mater. Res.*, 2007, 37:317
- [21] Knox R. *Theory of Excitons*. NY: Academic, 1963
- [22] Hopfield J J, Thomas D G. *Phys. Rev.*, 1963, 132: 563
- [23] Rashba E I, Sturge M D *Excitons*. North—Holland Pub. 1982
- [24] Brenig W, Zeyher R, Birman J L. *Phys. Rev. B*, 1972, 6: 4617
- [25] Ulbrich R G, Weisbuch R G. *Festkorperprobleme XVIII Braunschweig*; Vieweg, 1978. 217
- [26] Yu P. *Excitons (Cho K Ed)*. Berlin; Springer, 1979, Chap. 6
- [27] Honerlage B, Phach V D, Bivas V. *Phys. Status. Solidi*. (b), 1977, 83: K101; Honerlage B, Bivas V, Phach V D. *Phys. Rev. Lett.*, 1978, 41:49
- [28] 夏建白, 现代半导体物理. 北京: 北京大学出版社, 2000; 夏建白, 朱邦芬著, 黄昆审订. 半导体超晶格物理. 北京: 上海科学技术出版社, 1995
- [29] 可参阅: Savona V, Andreani L C, Schwendimann P *et al.* *Solid. State. Comm.*, 1995, 93: 733; 或 Weisbuch B, Benisty H, Houde R. *J. Lumines.*, 2000, 85: 271
- [30] 例如 可参阅: Allen L, Eberly E. *Optical Resonance and the Two level Atom* NY: Wiley, 1975; Scully M O, Zubairy M S. *Quantum Optics*. Cambridge, 1997
- [31] 例如 *Semicond. Sci. Tech.*, 2003, 18(10): (本期整本均可参阅)
- [32] Tozoyawa Y. *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 1959, 12:111; Tassone F, Piermarocchi C, Savona V *et al.* *Phys. Rev. B*, 1997, 56:7554
- [33] Moskalkenko S A. *Sov. Phys. Solid. State*, 1962, 4: 199;
- Kldysh L V, Kozlov A N. *Sov. Phys. JETP*, 1968, 27:521
- [34] Blatt J M. *Phys. Rev.*, 1962, 125:1691
- [35] Griffin A, Snpke D W, Stringari S. Ed. *Bose—Einstein Condensation*. Cambridge, 1995
- [36] 例如参阅 Khitrova G, Gibbs H M, Jahnke F *et al.* *Rev. Mod. Phys.*, 1999, 71:1591
- [37] Savvidis P G., Baumberg J J, Stevenson R M *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 84: 1547
- [38] 例如 Messin G, Karr J Ph, Baas A *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 87: 127403; Romanelli M, Leyder C, Karr J Ph *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 98: 106401
- [39] Richard M, Kasprzak J, Andre R *et al.* *Phys. Rev. B*, 2005, 72:201301
- [40] Kasprzak J, Richard M S, Kundemann *et al.* *Nature (London)*, 2006, 443:409
- [41] Deng H, Solomon G S, Hey R *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 99: 126403; Balli R, Hartwell V, Snoke D *et al.* *Science*. 2007, 316:1007
- [42] Kasprzak J, Andre R, Deng L S *et al.* *Phys. Rev. B*, 2007, 75: 04526; Kasprzak J, Richard M, Baas A *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 100: 067402
- [43] Christopoulos S, Baldassarri G *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 98:126405
- [44] Agranovich V M, Mill D L Eds. *Surface polaritons*. North—Holland; Amsterdam, 1982
- [45] Raether H. *Surface Plasmons*. Berlin; Springer—Verlag, 1988
- [46] 参看 Ponath H E, Stegeman G I Eds. *Nonlinear Surface Electromagnetic Phenomena*. North—Holland; Amsterdam, 1991 以及近期很多文献
- [47] Pitarke J M, Silkin V M, Chulkov E V *et al.* *Rep. Prog. Phys.*, 2007, 70: 1
- [48] Pohl D W, Courjon D Eds. *Near Field Optics*. Northlands: Kluwer, 1993; Zayats A V, Smolyaninov I I, Maradudin A A. *Phys. Reports*, 2005, 408:131
- [49] Demokritov S O, Demidov V E *et al.* *Nature (London)*, 2006, 443:430
- [50] Fleischhauer M, Lukin M D. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 84: 5094; *Phys. Rev. A*, 2002, 65: 022314
- [51] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P. *Rev. Mod. Phys.*, 2005, 77: 633

• 读者来信 •

致歉声明

我们虚心接受《物理》杂志第 38 卷(2009 年第 6 期)刊登的《经典名著岂能如此翻译? ——评理论物理学教程第七卷《弹性理论》2009 年译本》一文对该译本提出的批评,我们向该文作者刘寄星先生表示谢意,并诚恳向广大读者致歉。《弹性理论》译本出现的质量问题,反映了我们在翻译图书出版上存在的差距,尤其是对于这样一套享誉世界的名著,更应该尽全力做好。目前我社已停止发行该书,并开始准备进行该书的修订重译工作。对已售出的部分图书,我社会在重译本出版后研究制定相关补偿办法,弥补已购买该书读者的损失。今后,我社要加强翻译书的翻译质量审核,力争将这套名著中尚未出版的 5 卷以较高的质量奉献给读者。我们诚挚地希望广大读者随时向我社指出这套教程译本中的问题,以便在重印时加以更正。

高等教育出版社

自然科学学术著作分社

2009 年 7 月 23 日