

表面电磁波

崔大复 陈正豪 周岳亮 吕惠宾

(中国科学院物理研究所)

一、引言

近几年来,表面物理的研究引起人们的很大重视.与此同时,对表面电磁波的兴趣也随之增加起来.我们这里所说的表面电磁波,是指表面极化元激发与电磁波(光子)的耦合模即表面极化激元波(surface polaritons),它沿着两种介质之间的界面以准波的形式传播,其振幅随着远离界面指数式迅速衰减.也就是说,波被“束缚”在界面上.以铜-空气界面为例,当入射激光波长是 $10.6\mu\text{m}$ 时,表面电磁波沿界面的传播长度为 1.9cm ,而它在金属内的穿透深度仅为 250\AA ,即传播长度是穿透深度的 7.6×10^5 倍.依照不同的界面条件,极化元激发可以是光学声子、激子、等离激元或磁偶极子等^[1].在无损耗的简单情况下,表面电磁波出现在一个介电常数(或磁导率)为正,而另一个介电常数(或磁导率)为负的两中介质构成的界面上.

在本文中,我们简要介绍表面电磁波的基本性质,所以将把注意力集中在表面电磁波的最简单形式上,即在两种半无限介质界面上的表面电磁波.当两种介质是光学各向同性时,表面电磁波的特性极为简单.我们将给出表面电磁波的宏观色散关系;存在的必要条件;有关的光学性质;体波与表面电磁波的几种耦合方法,以及典型的实验结果和可能的应用.

二、表面电磁波的基本性质

为了说明表面电磁波的基本性质,我们将较为详细地讨论两种半无限光学各向同性电介质界面的表面电磁波¹⁾.介质的复介电常数

同频率及波矢有关,即 $\epsilon(\omega, \kappa) = \epsilon'(\omega) + i\epsilon''(\omega)$;实数磁导率同频率及波矢无关,即 $\mu(\omega, \kappa) = \mu'$.这里所涉及到的电介质可以是气体、液体或固体(包括半导体、金属以及绝缘体).为简单起见,我们假设介电常数与波矢无关,即忽略掉空间色散效应.

考虑如图1所示的结构,界面为 $z=0$ 的平面,介质a占据上半空间($z\geq 0$),介质b占据下半空间($z\leq 0$),表面电磁波沿 x 方向传播.表面电磁波对应于在界面处满足边界条件的Maxwell方程组的解,它在 x 方向以准波的

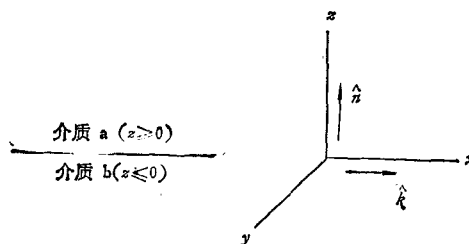


图1 半无限介质界面上表面电磁波几何结构示意图
(界面取在 $z=0$ 的平面)

形式变化,在每种介质内部却随着远离界面而指数式地衰减,即在两种介质中它们都是瞬逝的电磁模,其电场可分别表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_a &= \mathbf{E}_a^0 \exp i k_{a\perp} z \exp i(k_{a\parallel} x - \omega_a t) \quad z > 0; \\ \mathbf{E}_b &= \mathbf{E}_b^0 \exp i k_{b\perp} z \exp i(k_{b\parallel} x - \omega_b t) \quad z < 0, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 E_a^0 和 E_b^0 分别是电场在介质a内与介质b内界面处的振幅; $k_{a\perp} = k'_{a\perp} + ik''_{a\perp}$ 和 $k_{b\perp} = k'_{b\perp} + ik''_{b\perp}$,是垂直于界面的波矢分量,它们与表面波在介质内部的衰减有关,其虚部的绝对值越大,则表面波在介质内衰减得越快,即波被

1) 关于各向异性介质界面表面电磁波的讨论,有兴趣的读者可参阅文献[2,3].

束缚在界面上(更详细的讨论见后); $k_{a\parallel} = k_{b\parallel} = k_{\parallel} = k'_{\parallel} + ik''_{\parallel}$, 以及 $\omega_a = \omega_b = \omega$ 分别是平行于界面的波矢分量及其对应的频率, 它们对两种介质都是一样的。

将 \mathbf{E}_a 和 \mathbf{E}_b 的表达式代入 $\nabla \times \mathbf{E}$ 和 $\nabla \times \mathbf{H}$ 的 Maxwell 方程, 我们得到关于 $k_{a\perp}^2$ 和 $k_{b\perp}^2$ 的如下表达式:

$$\begin{aligned} k_{a\perp}^2 &= k_0^2 \eta_a^2(\omega) - k_{\parallel}^2, \\ k_{b\perp}^2 &= k_0^2 \eta_b^2(\omega) - k_{\parallel}^2, \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $k_0 = \omega/c$, $\eta_a(\omega) = [\epsilon_a(\omega)\mu_a']^{1/2}$, $\eta_b(\omega) = [\epsilon_b(\omega)\mu_b']^{1/2}$. 再考虑到两种介质都是电中性的, 所以 $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$. 由此可以得出 \mathbf{E}_a 和 \mathbf{E}_b 的 x 分量与 z 分量之间的关系式:

$$\begin{aligned} E_{ax} &= \frac{k_{\parallel}}{k_{a\perp}} E_{az} \quad z \geq 0; \\ E_{bx} &= \frac{k_{\parallel}}{k_{b\perp}} E_{bz} \quad z \leq 0. \end{aligned} \quad (3)$$

利用 \mathbf{D} 之法向分量及 \mathbf{E} 之切向分量的连续性边界条件, 则得到

$$k_{a\perp}/k_{b\perp} = \epsilon_a(\omega)/\epsilon_b(\omega). \quad (4)$$

再把 \mathbf{E}_a 和 \mathbf{E}_b 代进 $\nabla \times \mathbf{H}$ 的 Maxwell 方程, 并利用 \mathbf{B} 之法向分量及 \mathbf{H} 之切向分量的连续性边界条件, 则在两种介质内都有 $H_x = H_z = 0$, $E_y = 0$, 而 \mathbf{H} 的 y 分量分别为

$$\begin{aligned} H_{ay} &= H_y^0 \exp i k_{a\perp} z \exp i(k_{\parallel} x - \omega t), \\ H_{by} &= H_y^0 \exp i k_{b\perp} z \exp i(k_{\parallel} x - \omega t). \end{aligned} \quad (5)$$

由此我们可以看出, 每种介质中的电场都位于弧矢面内, 即该平面含有波的传播方向 \hat{k}_{\parallel} 及界面的法线 \hat{n} , 而每种介质中的磁场都垂直于上述的弧矢面. 所以, 就其特征而言, 表面电磁波是横磁模。

将方程(2)与(4)结合起来, 就能得到表面电磁波的色散关系:

$$\begin{aligned} k_{\parallel}^2 &= \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_a^2(\omega)\epsilon_b(\omega)\mu_b - \epsilon_b^2(\omega)\epsilon_a(\omega)\mu_a}{\epsilon_a^2(\omega) - \epsilon_b^2(\omega)} \\ &= k_0^2 \eta_s^2(\omega), \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $\eta_s(\omega)$ 是表面电磁波的复数折射率, 它是两种介质介电常数的函数. 为使问题进一步简化, 我们有理由假设 $\mu_a = \mu_b = 1$, 则表面电磁波的色散关系化为

$$k_{\parallel}^2 = k_0^2 \frac{\epsilon_a(\omega)\epsilon_b(\omega)}{\epsilon_a(\omega) + \epsilon_b(\omega)}. \quad (7)$$

我们把表面波的频率 ω 取为实数, 由方程(7)可知, $k_{\parallel}(\omega)$ 是复数. 电磁场随着远离界面而指数衰减的特征可用衰减常数 $\alpha_a(\omega)$ 和 $\alpha_b(\omega)$ 来表征, 它们是 k_{\parallel} , ϵ_a 及 ϵ_b 的函数, 所以它们也是复数, 并可表示如下:

$$\begin{aligned} \alpha_a(\omega) &= -(k_{\parallel}^2(\omega) - k_0^2 \epsilon_a)^{1/2} = -ik_{a\perp}, \\ \alpha_b(\omega) &= (k_{\parallel}^2(\omega) - k_0^2 \epsilon_b)^{1/2} = ik_{b\perp}. \end{aligned} \quad (8)$$

那么, 由公式(4), 则有

$$\frac{\epsilon_a(\omega)}{\epsilon_b(\omega)} = -\frac{\alpha_a(\omega)}{\alpha_b(\omega)}, \quad (9)$$

这就是表面电磁波存在的必要条件. 当两种介质都无损耗时, ϵ_a'' 和 ϵ_b'' 都为零, 而 $\alpha_a(\omega)$ 和 $\alpha_b(\omega)$ 都是正实数. 根据方程(9), ϵ_a' 和 ϵ_b' 应有相反的符号. 假设 ϵ_a' 为正, 则要求 ϵ_b' 为负. 再由方程(7), ϵ_b' 的绝对值必须是较大的, 即 $-\epsilon_b' \geq \epsilon_a'$. 当介质有损耗时, 只是对介电常数的实部有类似的要求, 其中介电常数实部为负的介质(在上述情况下是介质 b)被称为“表面活性”介质, 而介电常数实部为正的介质(在上述情况下是介质 a)被称为“表面非活性”介质¹⁾. 例如, 对于金属-空气界面、半导体-空气、绝缘体-空气界面, 金属以及半导体、绝缘体的剩余射线带可提供负的介电常数, 它们是表面活性介质, 而空气具有正的介电常数, 它就是表面非活性介质。

量 $L = 1/2k''_{\parallel}$ 是表面电磁波的传播长度, 在这个距离处表面波的强度由初始值衰减到它的 $1/e$. 当衰减完全起源于介电损耗时, $1/L = 2k''_{\parallel}$ 可以用相邻两介质的介电常数之实部和虚部来表示:

$$\begin{aligned} 1/L &= 2k''_{\parallel} = \frac{k_0^2}{k'_{\parallel}} \frac{\epsilon_b' |\epsilon_a|^2 + \epsilon_a' |\epsilon_b|^2}{|\epsilon_a + \epsilon_b|^2}, \\ k'_{\parallel} &= (k''_{\parallel})^2 + k_0^2 \frac{\epsilon_b' |\epsilon_a|^2 + \epsilon_a' |\epsilon_b|^2}{|\epsilon_a + \epsilon_b|^2}, \end{aligned} \quad (10)$$

其中 $|\epsilon|^2 = (\epsilon')^2 + (\epsilon'')^2$. 对于电介质-空气界面, 表面电磁波的衰减主要来自表面活性介

1) 对于各向同性的磁介质所相应的表达式, 只需将 $\epsilon(\omega)$ 换成 $\mu(\omega)$ 即可。

质的损耗, 这时 $-\epsilon'_b \gg \epsilon'_a$; $\epsilon''_a \approx 0$; $k''_{||} \ll k'_{||}$, 则方程(10)可化成

$$\begin{aligned} 2k''_{||} &\approx \frac{k_0^2}{k'_{||}}, \\ k'_{||} &\approx k_0(\epsilon'_a)^{1/2}. \end{aligned} \quad (11)$$

利用公式(10)或(11)就可以估计已知 $\epsilon'_b(\omega)$ 和 $\epsilon''_b(\omega)$ 数据的各种界面的表面电磁波的传播长度。

三、表面电磁波与体电磁波的耦合

1. 光栅耦合

为了易于说明问题, 我们以无损耗的各向同性介质为例进行讨论。由前一节的叙述可知, 表面电磁波的相速小于表面非活性介质中相应的体波的相速。作为一个结果, 表面电磁波不能线性地与体波耦合, 或者说表面电磁波是非辐射的。然而当界面是“粗糙”的, 或界面上有周期性的光栅^[4]时, 表面电磁波就可以与体波耦合。因为粗糙表面可以视为光栅的无规迭加, 所以仅讨论界面光栅的情况就足够了。

表面电磁波与体电磁波在界面光栅上的耦合与体电磁波被光栅衍射有许多共同特征。在两种现象中, 以角 θ_i 入射到界面光栅上的体波在两相邻的介质中诱导出随时间与空间变化的极化场, 并在界面诱导出面电荷密度。同时间有关的极化及面电荷密度以角 θ_s 辐射体电磁波, 它们满足 Bragg 关系:

$$k_B \sin \theta_i \pm nK_G = k_B \sin \theta_s, \quad (12)$$

其中 $k_B = k_0 \epsilon_a^{1/2}$ 是介质 a 中体波的波矢量; $k_B \sin \theta_i$ 和 $k_B \sin \theta_s$ 分别是入射与散射体波之波矢量的表面分量; K_G 是光栅的波矢量; n 是衍射级次。整个过程相应于体电磁波被光栅衍射(或散射)。

与时间有关的极化及面电荷密度也以相同的频率“辐射”表面电磁波, 只要入射角 θ_i 满足下面的 Bragg 关系:

$$k_B \sin \theta_i \pm nK_G = k_s, \quad (13)$$

其中 $k_s = k_{||}$ 是表面波的传播波矢量。整个过程相应于体电磁波转换成表面电磁波辐射。

与上面相反的过程也会发生, 即界面光栅也能按相应的 Bragg 关系把表面电磁波转换成以角 θ_s 辐射的体电磁波。

Ritchie^[5] 等及 Cowan 和 Arakawa^[6] 曾得到了铝光栅-空气界面和金光栅-空气界面表面电磁波的详细色散曲线。Marschall^[7] 等用光栅耦合合法确定了 n -InSb-空气界面表面极化等离激元波的部分色散曲线。

2. 棱镜耦合

考虑图 2 所示的双界面的几何安排。介质 1 为表面活性介质, 介质 2 为层状的非活性介质, 介质 3 为棱镜。其中介质 1 是无损耗或有损耗的各向同性介质, 也可以是各向异性介质; 介质 2 和介质 3 都被视为无损耗的各向同性介质, 且 $\epsilon_3 > \epsilon_2$, 使得在表面电磁波存在

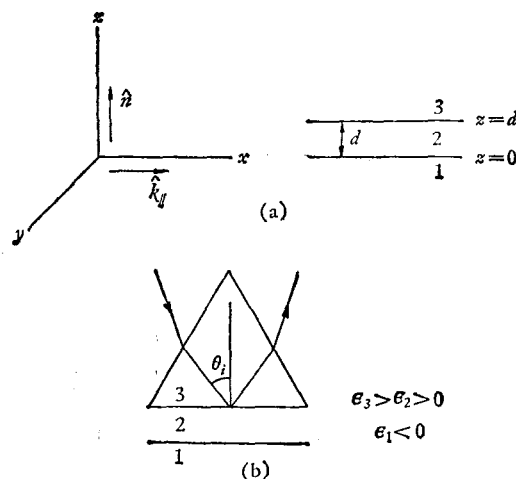


图 2

(a) 双界面结构情况下表面电磁波的几何安排, 两个界面分别在 $z=0$ 和 $z=d$;

(b) 用棱镜方法使体电磁波与表面电磁波相耦合的几何安排

的频段内满足不等式 $k_0^2 \epsilon_2 < k_{||}^2 < k_0^2 \epsilon_3$ 。如果介质 1 有损耗时, 上列不等式中的 $k_{||}$ 取为表面波沿界面传播矢量之实部。当介质 3 中的横磁偏振体波以大于全反射临界角的某一角度 θ_i 入射到界面时, 它与界面平行的波矢分量可同二界面的表面电磁波之波矢量相匹配, 使 $k_{||} = k_0 n_3 \sin \theta_i$, 这样就可以将体电磁波线性地耦合为表面电磁波。其逆过程也可以发生, 并导致

表面电磁波的衰减。以上所描述的棱镜耦合方法就是 Otto^[8] 的衰减全反射方法 (简称 ATR 方法)。横磁偏振的体波转换成表面波时,使得体波在棱镜与介质 2 之间界面上的内全反射被抑制。根据有关频率及入射角数据,就可以确定介质 1 与介质 2 界面上表面电磁波的色散曲线。

衰减全反射(或棱镜)耦合方法对确定光学各向同性介质界面表面电磁波的色散曲线特别有效,如金属-空气^[9,10]、半导体-空气^[10,11]、离子晶体-空气^[12]界面。它也被用于确定各向异性介质-空气界面表面电磁波的色散曲线^[13,14]。棱镜耦合技术既可用于产生表面电磁波,也可用于检测表面电磁波。Schoenwald^[15] 等测定了金属-空气界面表面电磁波在红外波段(10.6 μm)的传播长度,实验安排如图 3 所示。他们从实验上所测得的铜-空气、银-空气及金-空气界面

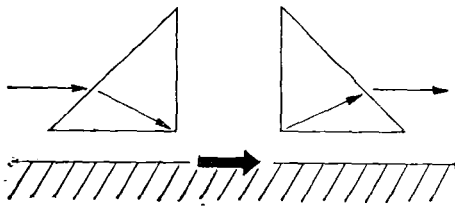


图 3 测定表面电磁波传播长度的实验安排示意图

表面电磁波的传播长度分别为 1.9cm, 0.7cm 和 0.6cm, 这同根据金属介电常数计算出来的值符合得很好。沈元壤^[16]等利用银-石英界面上两个相对传播的表面电磁波首次实现了光子湮没实验。这时,两个相对传播的光子碰撞湮没,而在垂直于界面的方向上产生二次谐波光子。

3. 表面电磁波的非线性激励

前面所描述的光栅耦合或棱镜耦合产生表面波的方法均属于线性激励方法,即一束入射体电磁波通过光栅或棱镜耦合出表面电磁波。1976 年沈元壤等第一次从理论上证明,表面电磁波也可以通过二束激光进行光学混频而非线性地激励产生。

设 $z = 0$ 的界面将线性介质 a 与非线性介质 b 分开,介质 a 在上半平面 ($z > 0$), 介质

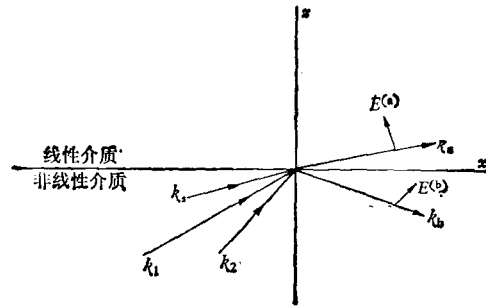


图 4 表面电磁波差频产生示意图

b 在下半平面 ($z < 0$)。两入射激光束 $E_1 = \mathcal{E}_1 \exp(i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - i\omega_1 t)$ 和 $E_2 = \mathcal{E}_2 \exp(i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - i\omega_2 t)$ 在介质 b 内产生一个非线性极化场 $P^{(2)}(\omega = \omega_1 - \omega_2) = \chi : E_1 E_2$, 其中 $\chi(\omega = \omega_1 - \omega_2)$ 是二阶非线性极化率。差频波满足如下方程:

$$[\nabla \times (\nabla \times) - \omega^2 \epsilon(\omega)/c^2] \mathbf{E}(\omega) = (4\pi\omega^2/c^2) \mathbf{P}^{(2)}(\omega), \quad (14)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}^{(2)}) = 0.$$

我们感兴趣的是在 $x-z$ 平面内传播的横磁波 ($E_y = 0$ 及 $P_y^{(2)} = 0$), 如图 4 所示。图中标出了入射泵浦波、非线性极化波及差频波的波矢。

考虑无限平面波的情况,这时,满足适当边界条件的方程(14)之解是

$$\mathbf{E}^{(a)} = \mathcal{E}_0^{(a)} \exp(i\mathbf{k}_a \cdot \mathbf{r} - i\omega t), \quad \text{对 } z > 0$$

$$\mathbf{E}^{(b)} = [\mathcal{E}_0^{(b)} \exp(i\mathbf{k}_b \cdot \mathbf{r}) + \mathcal{E}_p \exp(i\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r})] \exp(-i\omega t), \quad \text{对 } z < 0 \quad (15)$$

其中

$$\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2, \quad k_{a,b}^2 = k_0^2 \epsilon_{a,b},$$

$$k_{ax} = k_{bx} \equiv k_{||} \text{ (设为实数)},$$

和

$$\mathcal{E}_0^{(a)} = \frac{-4\pi(\hat{x}k_{a\perp} - \hat{z}k_{||})}{(\epsilon_a k_{b\perp} + \epsilon_b k_{a\perp})(k_s^2 - k_b^2) \cdot [P_x^{(2)}(k_s^2 - k_b^2) - (k_{b\perp} + k_{s\perp}) \cdot (k_{s\perp} P_x^{(2)} - k_{||} P_z^{(2)})]},$$

$$\mathcal{E}_0^{(b)} = \frac{4\pi(\hat{x}k_{b\perp} + \hat{z}k_{||})\epsilon_a}{\epsilon_b(\epsilon_a k_{b\perp} + \epsilon_b k_{a\perp})(k_s^2 - k_b^2) \cdot [P_x^{(2)}(k_s^2 - k_b^2)]}$$

$$\begin{aligned}
& - \left(\frac{\epsilon_b}{\epsilon_a} k_{a\perp} - k_{s\perp} \right) (k_{s\perp} P_x^{(2)} - k_{\parallel} P_z^{(2)}) \Big], \\
\mathcal{E}_p = & -4\pi\epsilon_b^{-1} (k_s^2 - k_b^2)^{-1} \{ \epsilon [-P_x^{(2)} k_{b\perp}^2 \\
& + P_x^{(2)} k_x k_{s\perp}] + \epsilon [P_x^{(2)} k_x k_{s\perp} \\
& + P_z^{(2)} (k_{s\perp}^2 - k_b^2)] \}. \quad (16)
\end{aligned}$$

在公式(15)中, \mathcal{E}_0 和 \mathcal{E}_p 分别是方程(14)的齐次解及特解。

为了便于说明,我们暂时假设 ϵ_a 和 ϵ_b 都是实数。那么,如果 k_{\parallel} 大于 k_a 和 k_b , 则 $k_{a\perp}$ 和 $k_{b\perp}$ 都变成纯虚数。齐次解相应于沿 x 方向传播且束缚在 $z=0$ 平面的表面电磁波。这样,我们就可以用非线性光学混频激励表面电磁波。当 $\epsilon_a k_{b\perp} + \epsilon_b k_{a\perp} = 0$ 时,激励出来的表面波振幅是发散的。这个关系式很容易变成

$$k_{\parallel}^2 - k_b^2 \epsilon_a \epsilon_b / (\epsilon_a + \epsilon_b) = 0. \quad (17)$$

我们知道,方程(17)恰好是表面电磁波色散关系的表达式。表面波存在的判据是 $k_{\parallel} > k_{a,b}$, 或 $\epsilon_a \epsilon_b / (\epsilon_a + \epsilon_b) > \epsilon_{a,b}$, 仅当 ϵ_a 或 ϵ_b 中有一个为负时,该不等式才能被满足。如果 $\epsilon_b < 0$, 那么必须有 $-\epsilon_b > \epsilon_a$ 。这与我们在第2节中描述的完全一致。

更一般地, ϵ_a 和 ϵ_b 都是复数,因此所有的 k 也都是复数,表面电磁波的共振激励发生在

$$k_{\parallel}^2 = k_b^2 \text{Re}[\epsilon_a \epsilon_b / (\epsilon_a + \epsilon_b)]. \quad (18)$$

现在,共振激励的表面电磁波的振幅是有限的,并且线宽正比于 $\text{Im}[\epsilon_a \epsilon_b / (\epsilon_a + \epsilon_b)]$ 。

非线性激励方法产生表面波以后,可以用光栅或棱镜耦合方案来探测,也可以用四波混频方法来探测,即检测被激励的表面波对探测束的相干散射。沈元壤等给出如下的理论估算值:用峰值功率都为 40kW, $\omega_1 = 17000\text{cm}^{-1}$ 和 $\omega_2 = 16620\text{cm}^{-1}$ 的两束光去共振激励磷化镓-空气界面的 380cm^{-1} 的表面极化声子。采用碘化铯棱镜耦合输出,可以得到峰值功率约为 0.4W 的红外辐射。如改用另一束激光 ω_3 做探测束,其峰值功率亦取为 40kW, 则可得到峰值功率 $0.2\mu\text{W}$ 的四波混频信号。1976 年他们从实验上证明了光学四波混频的确可以用于研究表面电磁波,测出了磷化镓-空气界面的表面极化声子及其色散特性^[18]。第二年,他们用倍频

方案在氧化锌-空气界面激励产生了表面极化激子,并用棱镜将其耦合出来^[19]。稍后,他们又将银-苯界面上的两支极化等离激元波经过三阶非线性相互作用产生了表面反 Stokes 极化等离激元波,并测出了相干反 Stokes Raman 散射谱^[20]。他们的实验结果与理论预言基本一致。

四、可能的应用

表面电磁波谱可以直接给出色散曲线的信息,因而也就给出相应的表面电偶极子或磁偶极子激发的信息,与体电偶极子或磁偶极子激发的资料结合,就能得到表面附近介质的介电常数和磁导率对波矢的依赖关系,并可进一步用于研究介质的光学性质以及相应等^[21]。由于表面波被束缚在界面上,它们的强度就比较高,这使得非线性相互作用很容易检测。因而就可以用表面电磁波进行各种非线性光学实验,如二次谐波、和频、差频、Raman 散射以及其它四波混频效应等。特别是表面电磁波的相干反 Stokes Raman 散射,对薄膜及单分子层的研究将会有较大的用途。最近,文献[22]对表面波的非线性激励提出一个值得探讨的课题,即利用二氧化碳激光在 $9.1-11.0\mu\text{m}$ 之间的 100 多条谱线混频激励适当界面(如金属-非线性晶体)的中远红外表面电磁波,从而获得这一波段内的准可调谐相干辐射输出。

参 考 文 献

- [1] C. 基泰尔著,杨顺华等译,《固体物理导论》,科学出版社,(1979),332.
- [2] A. Hartstein, E. Burstein, J. J. Brion, and R. F. Wallis, *Surface Science*, **34**(1973), 81.
- [3] A. Hartstein, E. Burstein, A. A. Maradudin, R. Brewer, and R. F. Wallis, *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **6**(1973), 1266.
- [4] Y. Y. Teng and E. Stern, *Phys. Rev. Lett.*, **19**(1967), 511.
- [5] R. H. Ritchie, E. T. Arakawa, J. J. Cowan, and R. H. Hamm, *Phys. Rev. Lett.*, **21**(1968), 1530.
- [6] J. J. Cowan and E. T. Arakawa, *Phys. Stat. Sol (a)*, **1**(1970), 695.
- [7] N. Marschall, B. Fisher, and H. J. Quiesser, *Phys. Rev. Lett.*, **27**(1971), 95.
- [8] A. Otto, *Z. Physik*, **216**(1968), 398.

- [9] A. S. Barker, Jr., *Phys. Rev. Lett.*, **28**(1972), 892.
- [10] N. Marschall and B. Fisher, *Phys. Rev. Lett.*, **28**(1972), 811.
- [11] B. Fisher, N. Marschall, and H. J. Quiesser, *Surf. Science*, **34**(1973), 50.
- [12] V. V. Bryksin, Yu M. Gerbstein, and D. N. Mirlin, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **51**(1972), 901.
- [13] H. J. Falge and A. Otto, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **56**(1973), 2.
- [14] E. Schuller, G. Borster, and H. J. Falge, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **69**(1975), 467.
- [15] J. Schoenwald, E. Burstein and J. M. Elson, *Solid State Comm.*, **12**(1973), 185.
- [16] C. K. Chen, A. R. B. de Castro, and Y. R. Shen, *Optical Lett.*, **4**(1978), 393.
- [17] F. DeMartini and Y. R. Shen, *Phys. Rev. Lett.*, **36**(1976), 216.
- [18] F. DeMartini, G. Giuliani, P. Mataloni, E. Palange, and Y. R. Shen, *Phys. Rev. Lett.*, **37**(1976), 440.
- [19] F. DeMartini, M. Colocci, S. E. Kohn, and Y. R. Shen, *Phys. Rev. Lett.*, **38**(1977), 1223.
- [20] C. K. Chen, A. R. B. de Castro, Y. R. Shen and F. DeMartini, *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 946.
- [21] G. Borstel and H. J. Falge, *Appl. Phys.*, **16**(1978), 211.
- [22] 霍崇德、黄锡毅, 物理学报, **29-12**(1980), 1581.

固体物理在研究材料断裂中的应用

龙期威

(中国科学院金属研究所) (中国科学院固体物理研究所)

固体的断裂是工程结构材料较常发生的现象。研究固体的断裂问题,对于工程上的实际需要有很重要的意义。当前,从工程力学的角度研究固体断裂问题是比较多的,应用的和基础的研究均已不少。人们在实践中也逐渐地认识到从另外一个角度,即金属学及金属物理等方面进行研究也很重要。宏观和微观相结合的问题在国内外学术界提出来了。“断裂物理”这个术语近几年在国内已逐渐流行。的确,把材料断裂的力学研究和物理研究结合起来,对于了解材料断裂过程必然会更加全面和深入。

固体物理属于和实际关系较密切的基础学科。它的某些理论方法和实验技术用到研究材料断裂问题能直接应用于实际;而一些断裂过程中的基本物理问题,如能深入到固体物理的微观层次来研究则又是很有学术意义的。

一、位错理论和工程断裂力学分析

以研究晶体位错为对象得到很大发展的位物理

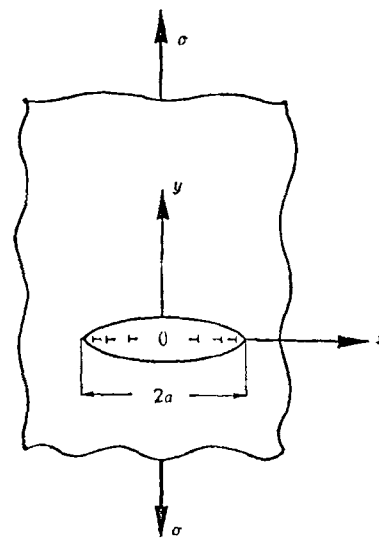


图1 裂纹的位错塞积群模型^[1]

错普遍概念和理论方法可以移植到裂纹的力学分析上来,并可用来直接解决工程断裂分析问题^[1]。

设想原子排列很完整的晶体,顺着—排原子面切开一个口,然后两边用力拉开达到就好