

# 以空穴层为表面层的第II类半无限半导体 超晶格中的表面集体激发模式

秦 国 敏

(南京大学物理系)

1984年6月30日收到

本文计算了以 GaSb 为表面层的半无限 GaSb/InAs 半导体超晶格中的集体激发模式。考虑了声子的效应并讨论了推迟效应的影响。

近年来,由于分子束外延技术的发展,使得制备相当完美的半导体超晶格(Superlattices)的设想成为现实<sup>[1,2]</sup>。再加从理论上推测到低维系统会出现三维系统所没有的全新物理现象,这就使得对半导体超晶格的研究,成了实验和理论物理工作者关注的课题。

对无限的第I类和第II类半导体超晶格材料内集体激发谱的研究,无论在理论上或实验上都已取得不少进展<sup>[3-5]</sup>。最近又进而探讨了有界面的半无限样品内的集体激发模式<sup>[6,7]</sup>。显然从研制新的半导体表面器件的前景来说,表面激发谱的研究更其迫切。

本文计算了以空穴层为表面层的第II类半导体超晶格的表面激发谱。以 GaSb 为表面层的 GaSb/InAs 超晶格是典型的这类材料。计算表明这种结构的表面集体激发模式的特征是:其中的一支是声频支型的线性模式。在样品参数变动的很大范围内,这种模式

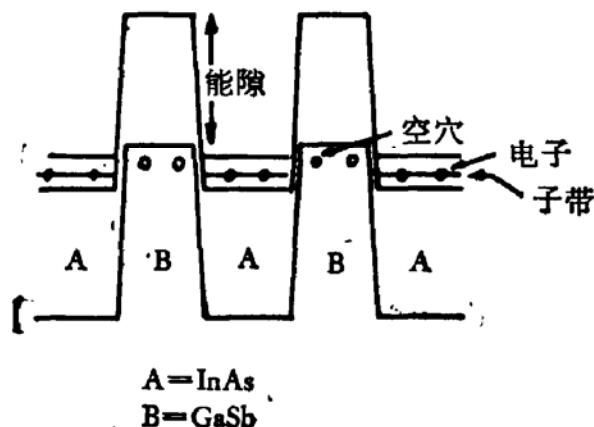


图1 InAs/GaSb 第II类半导体超晶格的能带结构图

都能存在并且不经受朗道衰减。这种模式易于用共振拉曼散射等实验来检测,而且它的群速可由样品参数来控制,所以是器件设计中很有用的一种模式。这一计算之所以必要,还因为对于迄今能够制备的样品而言,其  $\omega_R$  值( $\omega_R = \frac{\omega_p^{(h)}}{\omega_p^{(e)}}$ , 即空穴和电子系的等价三维等离子体频率之比值)绝大多数都小于 1,这就意味着本文计算的这种结构,几乎是唯一可能出现线性表面模式的半无限表面。

第II类半导体超晶格的能带简图如图1所示,由于 InAs 的导带底低于 GaSb 的价带顶,电子将从 GaSb 层向 InAs 层迁移,使得前者成为空穴层,而后者成为电子层。这是一种由准二维的电子层和空穴层交替组合而成的一维(z方向)周期结构。我们把这一实际问题简化为如下的模型:准二维的电子层和空穴层交替地镶嵌在介电常数为  $\epsilon_1$  的背景材料中,而在表面另一边则是介电常数为  $\epsilon_0$  的半无限的绝缘介质。二维层之间的距离

是  $a$ , 我们把从某一空穴层起到相邻空穴层止的单元叫做一个“元胞”, 超晶格是由这样的原胞周期重复构成的。为计算简便起见, 模型没有考虑 ZnAs 和 GaSb 的介电常数的不同, 而是取一折中值作为超晶格总体的介电常数, 即背景介电常数。

用文献 [4] 中采用的方法, 取波函数为

$$|\mathbf{k}, l\rangle = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \xi(z - la). \quad (1)$$

其中  $\mathbf{r}$  是  $x, y$  平面内的二维矢径,  $\mathbf{k}$  是二维波矢,  $l$  是层指标。

$$\xi^2(z - la) = \delta(z - la). \quad (2)$$

设外微扰势为

$$\nu^{\text{ext}}(\mathbf{r}, z) = \nu^{\text{ext}}(\mathbf{q}, \omega; z) e^{i(\omega t - \mathbf{q} \cdot \mathbf{r})}, \quad (3)$$

则总的微扰势应为

$$\nu = \nu^{\text{ext}} + \nu^{\text{ind}}, \quad (4)$$

其中  $\nu^{\text{ind}}$  是感应势。

定义微扰后的密度矩阵为

$$\rho = \rho_0 + \rho_1,$$

则密度响应函数应是

$$\delta n(\mathbf{x}, t) = T_r[\rho_1 \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}')].$$

用线性响应理论可得

$$\delta n(\mathbf{r}, z) = \sum_{\alpha\alpha'} \left( \frac{f(\varepsilon_{\alpha'}) - f(\varepsilon_{\alpha})}{\varepsilon_{\alpha'} - \varepsilon_{\alpha} - \hbar\omega} \right) \langle \alpha | \nu | \alpha' \rangle \langle \alpha' | \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') | \alpha \rangle, \quad (5)$$

其中

$$\langle \alpha | \nu | \alpha' \rangle = \delta_{ll'} \delta_{k'k} \nu_l(\mathbf{q}, \omega); \quad \nu_l(\mathbf{q}, \omega) = \nu(\mathbf{q}, \omega; z = la). \quad (6)$$

关键的是假定各层之间的量之间, 满足似布洛赫的条件:

$$\begin{aligned} n_l &= e^{-al\omega} n_0^{(h)}, & \text{当 } l = \text{偶数}, \\ n_l &= e^{-al\omega} n_1^{(e)}, & \text{当 } l = \text{奇数}. \end{aligned} \quad (7)$$

最后利用外微扰  $\rho^{\text{ext}} = 0$  时 ( $-\epsilon \rho^{\text{ext}}$  是生成势  $\nu^{\text{ext}}$  的外电荷密度)  $n_l \neq 0$  的条件, 即可得:

$$\begin{aligned} \left[ 1 - \frac{2\pi e^2}{\epsilon_s q} \chi^{(h)} S \right] n_0^{(h)} - \frac{2\pi e^2}{\epsilon_s q} \chi^{(h)} \tilde{S} n_1^{(e)} &= 0, \\ - \frac{2\pi e^2}{\epsilon_s q} \chi^{(e)} \tilde{S} n_0^{(h)} + \left[ 1 - \frac{2\pi e^2}{\epsilon_s q} \chi^{(e)} S \right] n_1^{(e)} &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

式中  $\chi^{(e)} = \frac{n_e q^2}{m_e^* \omega^2}$ ;  $\chi^{(h)} = \frac{n_h q^2}{m_h^* \omega^2}$  是二维的密度响应函数。而  $m_{l,h}^*$  和  $n_{l,h}$  分别是电子和空穴的有效质量和浓度。 $q$  是波矢,  $\omega$  是频率。

由 (8) 有非零解的条件, 即得到决定色散关系的表式:

$$\left( 1 - \frac{2\pi e^2}{\epsilon_s q} \chi^{(e)} S \right) \left( 1 - \frac{2\pi e^2}{\epsilon_s q} \chi^{(h)} S \right) - \left( \frac{2\pi e^2}{\epsilon_s q} \right)^2 \chi^{(e)} \chi^{(h)} (\tilde{S})^2 = 0, \quad (9)$$

其中

$$S(qa, \alpha a) = \frac{\sinh(2qa)}{\cosh(2qa) - \cosh(2\alpha a)}, \quad (10)$$

$$\tilde{S}(qa, \alpha a) = \frac{2\cosh(\alpha a)\sinh(qa)}{\cosh(2qa) - \cosh(2\alpha a)}. \quad (11)$$

整个计算以及结论与 [3] 极其相似, 只是 (7) 式, (10) 式及 (11) 式中的  $\alpha$ , 对于本文的情形不再是纯虚的值, 而应是复数。

利用文献 [6][7] 中同样的方法, 写出表面旁第一个“原胞”内的  $p$  极化波解:

$$\mathbf{E}_y(y, z, t) = \exp(iqy - i\omega t)[0; E_+^0 e^{i\beta z} + E_-^0 e^{-i\beta z}; -q\beta^{-1}(E_+^0 e^{i\beta z} - E_-^0 e^{-i\beta z})]. \quad (12)$$

再利用表面边界条件可得下述表面条件:

$$\frac{E_+^0}{E_-^0} = \frac{1 - F}{1 + F}, \quad (13)$$

其中

$$F = \left[ -\frac{i\beta\epsilon_0}{\beta_0\epsilon_s} + \frac{4\pi\epsilon^2 i\beta}{q^2\epsilon_s} \chi^{(h)} \right]; \quad \beta = \left( -q^2 + \frac{\epsilon_s\omega^2}{c^2} \right)^{1/2}; \quad \beta_0 = \left( q^2 - \frac{\epsilon_0\omega^2}{c^2} \right)^{1/2}.$$

为了更加确证 (9) 式和 (13) 式的正确与协调, 我们希望能用一种统一的方法来导出它们。沿用 Maradudin 等处理多层介质的方法<sup>[8]</sup>, 写出第  $n$  个“原胞”内  $p$  极化波的解:

$$\mathbf{E}_y(y, z, t) = e^{iqy - i\omega t}[0; E_+^n e^{i\beta(z-2na)} + E_-^n e^{-i\beta(z-2na)}; -q\beta^{-1}(E_+^n e^{i\beta(z-2na)} - E_-^n e^{-i\beta(z-2na)})]. \quad (14)$$

再假定各原胞中的电场强度满足似布洛赫的关系:

$$E_{\pm}^n = \exp(-\alpha 2an) E_{\pm}^0 \quad \text{对左半个原胞}, \\ E_{\pm}^n = \exp(-\alpha 2an) E_{\pm}^1 \quad \text{对右半个原胞}, \quad (15)$$

然后在偶数 ( $z = 2na$ ) 及奇数 ( $z = (2n + 1)a$ ) 层面上分别应用标准的连续条件, 可以得到一组四个线性齐次方程, 方程组有非零解的条件是:

$$\left(1 - \frac{2\pi\epsilon^2 i\beta}{q^2\epsilon_s} \chi^{(h)} S_R\right) \left(1 - \frac{2\pi\epsilon^2 i\beta}{q^2\epsilon_s} \chi^{(e)} S_R\right) = \left(\frac{2\pi\epsilon^2 i\beta}{\epsilon_s q}\right)^2 (\tilde{S}_R)^2, \quad (16)$$

其中

$$S_R = \frac{\sinh(2i\beta a)}{\cosh(2i\beta a) - \cosh(2\alpha a)}, \quad (17)$$

$$\tilde{S}_R = \frac{2\cosh(\alpha a)\sinh(i\beta a)}{\cosh(2i\beta a) - \cosh(2\alpha a)}. \quad (18)$$

显然在无推迟极限,  $\beta = -iq$ , (16), (17) 及 (18) 式就等同于 (9), (10) 及 (11) 式。同样地, 把 (14) 式用于表面层, 立即得到表面条件 (13) 式。

表面模式的色散关系可由 (9) 式和 (13) 式联立解出:

$$\frac{1 - \frac{4\pi\epsilon^2 i\beta}{\epsilon_s q} \chi^{(h)} + \frac{[\cosh(i\beta a) - \exp(-i\beta a + 2\alpha a)]}{\sinh(i\beta a)}}{1 + \frac{4\pi\epsilon^2 i\beta}{\epsilon_s q} \chi^{(h)} - \frac{[\cosh(i\beta a) - \exp(i\beta a + 2\alpha a)]}{\sinh(i\beta a)}}$$

$$-\frac{1}{2}(\epsilon_s + \epsilon_0) - \frac{2\pi e^2 i \beta}{q^2} \chi^{(h)} \\ - \frac{1}{2}(\epsilon_s - \epsilon_0) + \frac{2\pi e^2 i \beta}{q^2} \chi^{(h)}. \quad (19)$$

后一方法简单明晰，而且完全重复了微观计算的结果，用这一方法不但是为了理论方法的一致，也是为了使一些原本难以处理的复杂问题变得简易，当然，在这种计算中必需沿用一些微观理论计算的结果，例如二维的密度响应函数的微观结果等。

(19)式必须用数值解。但在无推迟极限， $\beta = -iq$ ，则由导出(16)式的联立方程组，再加上表面条件(13)式可以解出色散关系的显表式，以及衰减因子 $\alpha_{Re}$ (即 $\alpha$ 的实部)的显表式。

色散关系为：

$$\Omega^2 = A^{-1}[B \pm (B^2 + D)^{1/2}]. \quad (20)$$

其中

$$A = -\epsilon_R^{-1}[1 + \cosh(2K) + \epsilon_R^{-1} \sinh(2K)] + \operatorname{ctnh} K [\cosh(2K) \\ + \epsilon_R^{-1} \sinh(2K) - 1], \quad (21)$$

$$B = -2K\{\omega_R^2 + (\epsilon_R^{-1} - \operatorname{ctnh} K)[(1 + 2\omega_R^2)\cosh K + \epsilon_R^{-1} \sinh K] \cdot \sinh K\}, \quad (22)$$

$$D = A \cdot 16K^2\omega_R^2(-\epsilon_R^{-1} + \operatorname{ctnh} K) \sinh^2 K, \quad (23)$$

式中 $\Omega$ 是约化的频率  $\Omega = \frac{\omega}{\omega_p^{(e)}} \sqrt{\epsilon_s(0)}$ ；

$K = qa$ ；  $\epsilon_R = \frac{\epsilon_s(0)}{\epsilon_0}$ ；  $\omega_R = \frac{\omega_p^{(h)}}{\omega_p^{(e)}}$ 。而  $\omega_p^{(e), (h)} = (4\pi n_{e,h} e^2 / 2am_{e,h}^*)^{1/2}$  分别是电子和空穴系的等价三维等离子振荡频率。

衰减因子 $\alpha_{Re}$ 的表式则为：

$$2\alpha_{Re}\alpha = -\ln \left[ \left( -\epsilon_R^{-1} - \operatorname{ctnh} K \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{2K}{\Omega^2} \omega_R^2 \right) (-\epsilon_R^{-1} + \operatorname{ctnh} K)^{-1} \right]. \quad (24)$$

(8), (9) 及 (17), (18) 式中都含有因子  $\cosh(2\alpha a)$ ，对于无限的超晶格， $\alpha$  是纯虚的，此时  $|\cosh(2\alpha a)| \leq 1$ ，所以由这一不等式，可以得到  $K, \omega$  平面上集体振荡体模式存在区域和面模式存在区域的界线。

所以分别令  $\alpha = \alpha_{Re} + i\frac{\pi}{2a}$  以及  $\alpha = -\alpha_{Re} + i0$  代入(9)式，可以得到图2所示的四条边界线，我们把它们从上到下分别标记为  $\Omega_+$ ,  $\Omega_{max}$ ,  $\Omega_{min}$  及  $\Omega_-$ 。图中上面两个

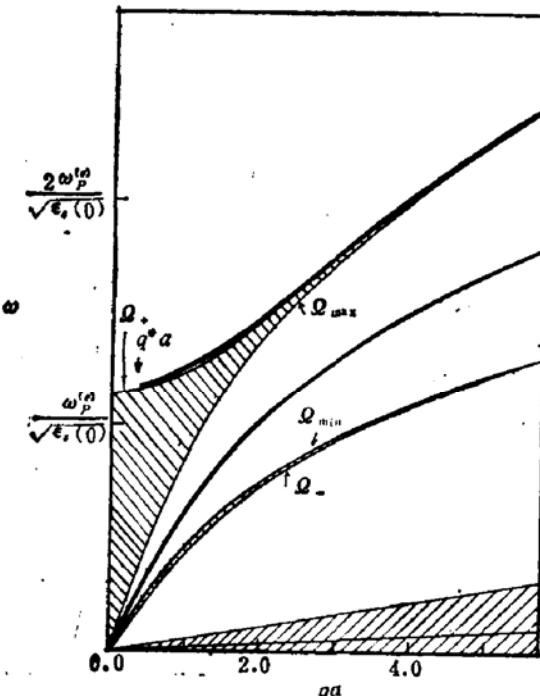


图2 以空穴层为表面层的第II类超晶格中表面等离子激元的色散关系。共有两支表面模式如图中粗线所示。图中上面两个划线区是体模式的存在区域，其边界线分别标记为  $\Omega_+$ ,  $\Omega_{max}$ ; 及  $\Omega_{min}$ ,  $\Omega_-$ 。各参数的取值为:  $\epsilon_s(0) = 13$ ,  $\epsilon_0 = 1$ ,  $\omega_R^2 = 0.3$ ,  $q^*a = 0.34$ ,  $\omega_p^{(e)} = 1.1 \times 10^{14} \text{ Hz}$ , 以及  $v_F = 3.4 \times 10^7 \text{ cm/s}$ ,  $a = 500 \text{ \AA}$

划线部分是体模式的存在区域。

我们知道有物理意义的解必须满足  $\alpha_{Re}$  为正的条件，因此利用(24)式讨论在  $\Omega \geq \Omega_+$ ;  $\Omega_{max} \geq \Omega \geq \Omega_{min}$ ; 以及  $\Omega_- \geq \Omega$  三个区域中  $\alpha_{Re}$  为正的条件，可以得到如下结论：

1. 当  $\epsilon_R > \omega_R^{-2}$  时， $(\epsilon_R = \frac{\epsilon_s(0)}{\epsilon_0}, \omega_R = \frac{\omega_p^{(h)}}{\omega_p^{(c)}})$ ；本文根据[1][2]，取  $\omega_R^2 = 0.3$  在  $\Omega_+$

以上的区域内，以及在  $\Omega_{max} \geq \Omega \geq \Omega_{min}$  区域内，各存在一支表面集体激发模式。 $\Omega_+$  以上区域中的模式不是从  $q = 0$  起始的，起始点可由  $\alpha = \alpha_{Re} + i\frac{\pi}{2a}$  时的(9)式及  $\beta = -iq$  时的(19)式的交点(即边界线与面模式的交点)来确定，我们将这种交点的  $K$  值标记为  $K^*$ ，不难得到

$$K^* = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{(\epsilon_R \omega_R^2 + 1)(\epsilon_R + 1)}{(\epsilon_R \omega_R^2 - 1)(\epsilon_R - 1)} \right). \quad (25)$$

2. 当  $\omega_R^{-2} > \epsilon_R > 1$  时，在  $\Omega_{max} \geq \Omega \geq \Omega_{min}$  区域中存在唯一的一支表面模式。

3. 当  $\epsilon_R < 1$  时，在  $\Omega \leq \Omega_-$  区域中及  $\Omega_{max} \geq \Omega \geq \Omega_{min}$  区域中各存在一支模式，此时  $\Omega \leq \Omega_-$  区域中的表面模式的起始点的  $K (= qa)$  值，也是由(25)式确定。此时，在  $\Omega_{max} \geq \Omega \geq \Omega_{min}$  区域中的模式有一终止点，终止点的  $K$  值，可由  $\alpha = \alpha_{Re} + i0$  时的(9)式及  $\beta = -iq$  时的(19)式的交点定出，我们将此标记为  $K^{**}$ ：

$$K^{**} = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{\epsilon_R^{-1} + 1}{\epsilon_R^{-1} - 1} \right). \quad (26)$$

从上述讨论中已知，在  $\epsilon_R$  的很大范围内， $\Omega_{max}$  和  $\Omega_{min}$  之间的区域内始终存在着一支表面模式，数值计算的结果表明，这支模式起始于  $K = 0$ ，受到这一结果的启发，我们假定，对于小的  $K$  值：

$$\Omega^2 = aK^2 - bK^3 \quad (27)$$

再用  $\beta = -iq$  及  $\alpha = \alpha_{Re}$  代入(16)及(19)式，可以得到小  $K$  值时的色散关系的解析式：

$$\omega = \sqrt{a} K + O(K^2) = \frac{\sqrt{2} \omega_R}{(1 + \omega_R^{-2})^{1/2}} K + O(K^2), \quad (28)$$

其相速

$$v_g = \frac{\sqrt{2} \omega_R}{(1 + \omega_R^{-2})^{1/2}} - \frac{\sqrt{2} \omega_R (\omega_R^{-2} - 1) \epsilon_R^{-1}}{(1 + \omega_R^{-2})^{3/2}} K. \quad (29)$$

图3以空穴为表面层的第II类超晶格中表面等离子激元的色散关系，图3(a)中， $\epsilon_R = 4 > \omega_R^{-2}$ ，这时共存在两支表面模式，一支起始于  $q^*a$ ，另一支是起始于原点的声频支型模式。图中小插图是在小  $qa$  范围，后一模式的放大图形。图3(b)中， $\epsilon_R = 2$ ，即  $1 < \epsilon_R < \omega_R^{-2}$ ，这时只存在一支起始于原点的声频支型模式。图3(c)中， $\epsilon_R$  等于 0.4，即  $\epsilon_R < 1$ ，这时，总共存在两支表面模式，一支起始于  $q^*a$ ，另一支是起始于原点，但终止于  $q^{**}a$  的声频支型的表面模式。

在图2及图3中给出了  $\epsilon_R$  取 0.4 到 13 之间的各种数值时的表面等离子激元的色散关系，其它参数的取值是： $a = 500 \text{ \AA}$ ， $v_F = 3.4 \times 10^7 \text{ cm/s}$ ， $\omega_p^{(c)} = 1.1 \times 10^{14} \text{ Hz}$ 。

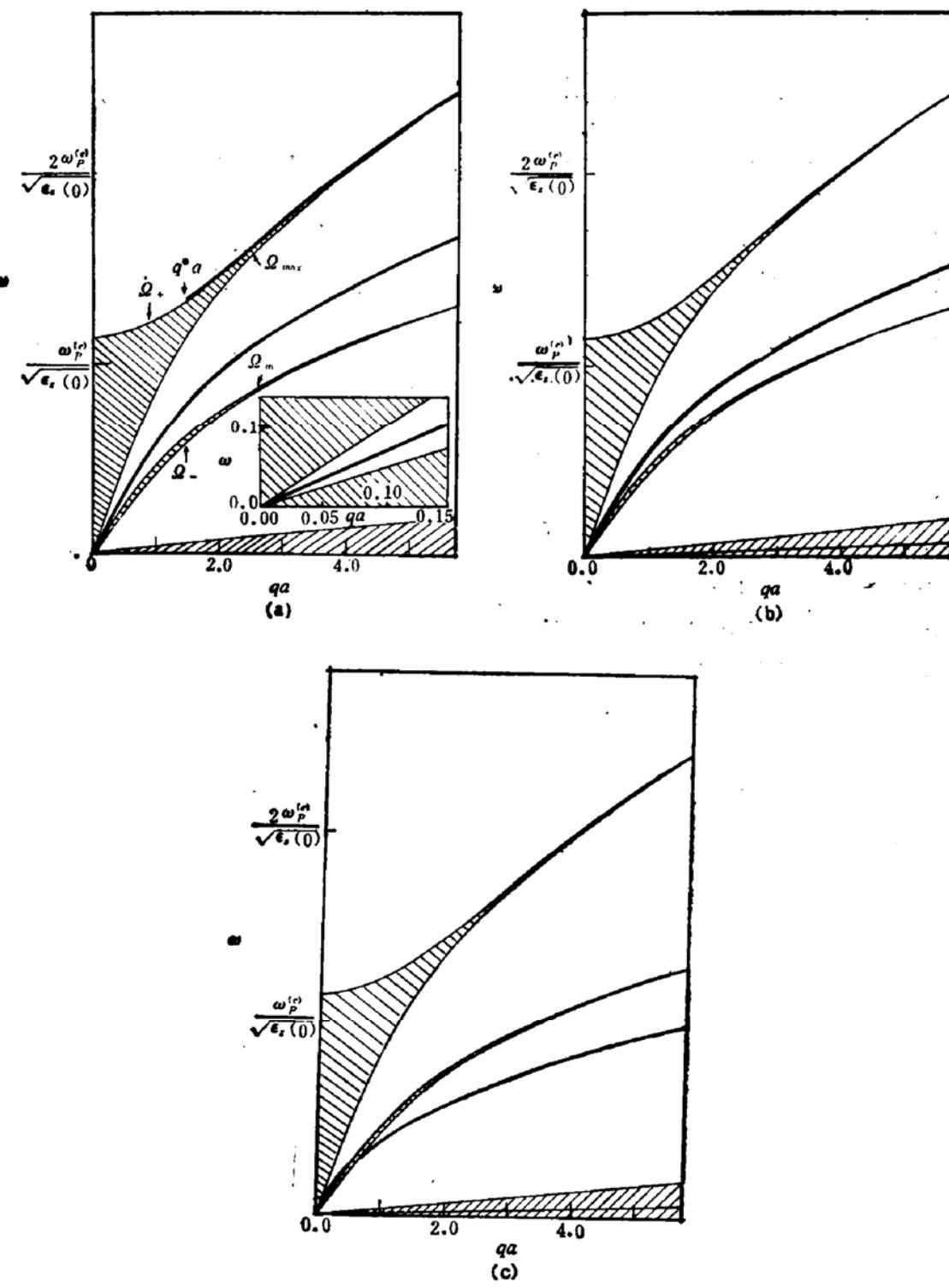


图 3

- (c)  $\epsilon_s(0) = 6$ ,  $\frac{\epsilon_s(0)}{\epsilon_0} = 0.4$ ,  $\omega_R^1 = 0.3$

图4中给出了  $\Omega \geq \Omega_+$  区和  $\Omega \leq \Omega_-$  区中表面模式起始点和  $\epsilon_R$  的关系。如果要计入声子的效应，则  $\epsilon_s$  是与频率有关的，一般取如下的形式：

$$\epsilon_s(\omega) = \epsilon(\infty) \frac{\omega^2 - \omega_L^2}{\omega^2 - \omega_T^2} \quad (30)$$

式中  $\epsilon(\infty)$  是高频的解电常数，而  $\omega_L$  和  $\omega_T$  分别是纵和横光学声子的频率。将  $\Omega^2 = \frac{\epsilon_s(\omega)\omega^2}{\omega_p^{(e)^2}}$  代替原先的  $\Omega^2 = \frac{\epsilon_s(0)\omega^2}{\omega_p^{(e)^2}}$ ，再重复前述的所有计算。当然这些都必须借数值计

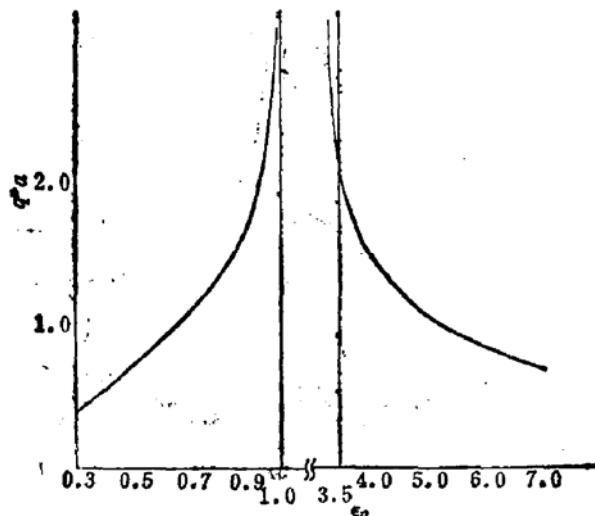


图 4 表面模式起始点  $q^* a$  和  $\epsilon_R$  的关系曲线。  
(见(25)式)

算来完成。这时体集体激发模式的存在区域，由原来的二个区分裂为四个区。下面的二个区与未计入电子-声子互作用效应的情形很相近，如图 5(b) 的划线部分所示，而上面的二个区则如图 5(a) 的下半图所示，该两区域极窄，其中一个区域几乎成了一条曲线，为了看得清楚起见，在图 5(a) 的上半部。我们把同一图形的  $\omega$  刻度放大五倍再次画出。这种情形下的纵激发谱是由四支耦合表面等离子激元-光子-声子模式所组成如图 5(a) 和图 5(b) 中的粗曲线所示。

我们还计算了推迟极限下的激发谱

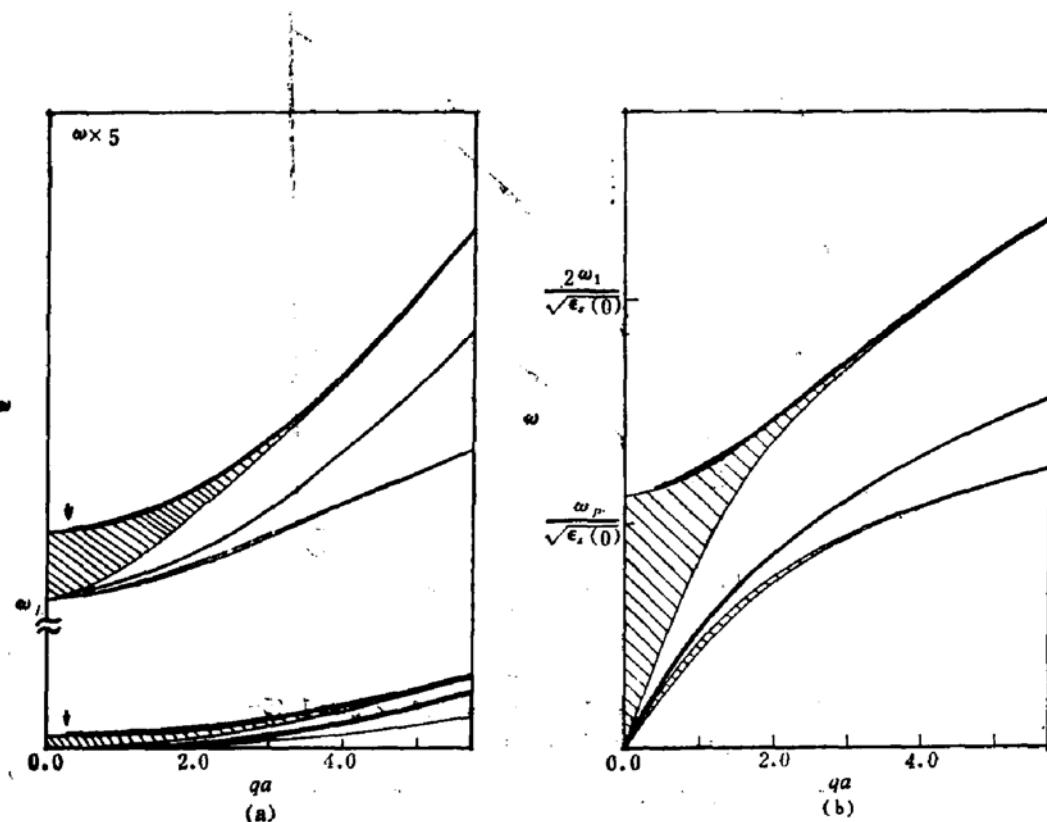


图 5 考虑声子的效应后得到的表面等离子激元的色散关系图。图中  $\omega_L$  是纵光学声子的频率。在图 5(a) 中，上半部的图形是下半部图形的放大图形，其横坐标  $qa$  的刻度保持不变，但纵坐标  $\omega$  的尺度放大了五倍。

(a)  $\omega \times 5 \quad \epsilon_s(0) = 13 \quad \epsilon_s(00) = 10.9 \quad \epsilon_0 = 1$

(即考虑到  $c$  是有限的, 因而保留  $\beta$  中的  $\frac{\epsilon_s}{c^2} \omega^2$  项和  $\beta_0$  中的  $\frac{\epsilon_0}{c^2} \omega^2$  项). 结果是集体激发模式只在原模式与直线  $\omega = \frac{cq}{\epsilon_s}$  的交点附近, 有极微小的移动.

总之以空穴层为表面层的半无限第II类半导体超晶格的主要特征是, 当  $\omega_R^2 < 1$  时(绝大部分第II类超晶格都有  $\omega_R^2 < 1$ ), 在  $\epsilon_R$  的很大范围内都存在着一支不经受朗道衰减的声频支型模式, 由于模式一直延续到  $q = 0$  处, 所以用实验检测它的存在时不必象检测其它模式那样, 一定要实现较大的二维平面中的波矢转移. 这一性质, 再加上它的群速可借控制样品的  $\omega_R$  值来调整, 使它有可能成为未来光器件中很有用的一支集体激发模式<sup>[7]</sup>.

新模式的发现, 使我们觉得有必要进一步了解几何结构对集体激发模式的影响. 新近的计算表明, 如果在两层半无限的第I类或第II类半导体超晶格之间, 隔以一薄层绝缘介质而形成超晶格-绝缘介质-超晶格(SIS)夹心层结构, 则在绝缘层的表面上也会出现一支声频支型的集体激发模式, 而这种模式原本是不可能出现在I类超晶格表面的. 有关的详情, 将另文讨论之.

### 参 考 文 献

- [1] Novel Materials and Techniques in Condensed Matter, Editors: G. W. Crabtree and P. Vashishta, North-Holland.
- [2] G. A. Sai-halasz, L. L. Chang, J. -M. Welter, C. -A. Chang and L. Esaki *Solid State Commun.*, 27, 935 (1978).
- [3] A. L. Fetter, *Ann. Phys. (N. Y.)* 81, 367 (1973); S. das Sarma and J. J. Quinn, *Phys. Rev.*, B25, 7603 (1982); W. L. Bloss and E. M. Brody, *Solid State Commun.*, 43, 523 (1982).
- [4] A. C. Tselis, G. Gonzalez La Cruz and J. J. Quinn, *Solid State Commun.*, 46, 779 (1983); G. Gonzalez La Cruz, A. C. Tselis and J. J. Quinn, *J. Chem. Phys. Solids*, 44, 807 (1983).
- [5] D. Olego, A. Pinczuk, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, *Phys. Rev. B* 25, 7867 (1982). J. Tien, J. M. Worlock, C. H. Perry, A. P. Pinczuk, *Surf. Sci.*, 113, 89 (1982).
- [6] G. F. Giuliani, Guoyi Qin, and J. J. Quinn, Proceedings of the 5th International Conference on the Electronic Properties of Two-Dimensional Systems, Oxford 1983, (Surf. Sci. in press).
- [7] Guoyi Qin, Gabriele F. Giuliani, and J. J. Quinn, *Phys. Rev.*, B, 28, Rapid Commun., 6146 (1983).
- [8] R. E. Camley, B. Djafari-Rouhani, L. Dobruszynski, A. A. Maradudin, *Phys. Rev. B*, 27, No. 12 (1983).

### Surface Spectrum of Electron Collective Excitations in Type-II Semiconducting Superlattice with the Hole-Layer as the Surface Layer

Qin Guoyi

(Department of Physics, Nanjing University)

#### Abstract

The spectrum of electronic collective excitations of a semi-infinite type-II semiconductor superlattice with the hole-layer as surface layer is calculated. The effect of phonon is taken into account and the retardation limit is considered.