

半导体超晶格-绝缘介质-半导体超晶格 夹层结构中的表面电子集体激发谱

秦国毅

(南京大学物理系)

1984年7月22日收到

本文研究了两个半无限的第 I 类或第 II 类半导体超晶格之间,夹以一层绝缘介质所形成的 S-I-S 夹层结构中,绝缘介质表面的电子集体激发谱。结果表明,不论是第 I 类的或是第 II 类的 S-I-S 结构都在很大的范围内出现声频支型的表面电子集体激发模式,而这种模式原本是不能存在于半无限的第 I 类超晶格表面的。这种可以形成并传播声频支型模式的波导似的结构,具有实际应用的前景。

一、引言

以往几年中,半导体超晶格的带内和带间等离子激发模式的研究引起了不少人的关注^[1-5]。最近又进而研究了第 I 类和第 II 类半无限半导体超晶格的表面等离子激发谱^[6-8]。正如前文^[8]所述,这些模式中的一支——声频支型模式,具有器件应用必需的基本性质。开发新模式的希望,激励我们去研究几何结构对表面模式的影响。

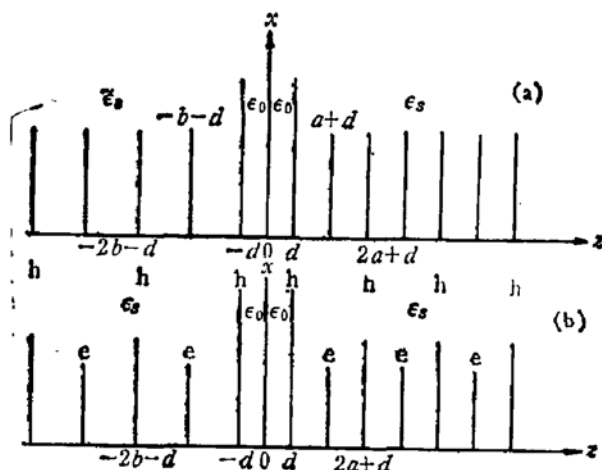


图1 S-I-S结构的计算模型,绝缘介质的介电常数是 ϵ_0 ,宽度是 $2d$,左侧超晶格层距为 b ,介电常数为 ϵ_s ,右侧层距为 a ,介电常数为 ϵ_s 。
(a) 是第 I 类超晶格构成的 S-I-S 结构的计算模型图。(b) 是第 II 类超晶格构成的 S-I-S 结构的计算模型图,图中上方标有 h 的层是空穴层,标有 e 的是电子层。

本文研究了 S-I-S 结构中的电子集体激发谱。结果表明不管夹层两侧的超晶格是第 I 类的还是第 II 类的,绝缘介质表面上的集体激发模式中,总存在着一支声频支型的集体激发模式,这种模式原本不能存在于半无限的第 I 类超晶格表面^[7]。由于文献[8]中所述原因,这种可以形成并传播声频支型模式的波导似的夹层结构,在表面集成光器件中,有应用的前景。

采用文献[7]、[8]同样的方法,我们把超晶格看成是一些二维电子层(或空穴层)的周期阵列,镶嵌在具有适当介电常数的背景介质之中。图 1 绘出了这种夹心层结构的计算模型。绝缘介质的介电常数为 ϵ_0 , 位于从 $z = -d$ 到 $z = d$ 的范围内。二维电子层(或空穴层)出现在 $z = d + (n-1)a$ 处(当 $n = 1, 2, 3, \dots$)以及 $z = -d + mb$ 处(当 $m = -1, -2, -3, \dots$)。在 $z > d$ 的半空间内,背景介电常数是 ϵ_s , 层距是 a , 二维电子层的电极化率是 $\chi^{(e)}(q, \omega)$ (空穴层是 $\chi^{(h)}(q, \omega)$), 而在 $z < d$ 的半空间内,背景介电常数是 ϵ_s , 层距是 b , 电子层的电极化率是 $\tilde{\chi}^{(e)}(q, \omega)$ (空穴层是 $\tilde{\chi}^{(h)}(q, \omega)$)。

二、第 I 类超晶格所构成的 S-I-S 结构的体模式和表面条件

采用[10]中所用的方法,对右侧的半无限超晶格,写下第 n 个“原胞”中 p 极化波的解:

$$\begin{aligned} E(y, z, t) = e^{iqy - i\omega t} \left[0; E_+^n e^{i\beta[z - (n-1)a - d]} + E_-^n e^{-i\beta[z - (n-1)a - d]}; \right. \\ \left. - \frac{q}{\beta} (E_+^n e^{i\beta[z - (n-1)a - d]} - E_-^n e^{-i\beta[z - (n-1)a - d]}) \right]. \end{aligned}$$

$$(n-1)a + d < z < na + d \quad (2.1)$$

式中 q 是沿二维层方向的波矢; $\beta = (c^{-2}\epsilon_s\omega^2 - q^2)^{1/2}$ 。

为了描述半无限 I 类超晶格的体模式,采用似布洛赫条件:

$$E_{\pm}^n = E_{\pm}^1 \exp[-\alpha(n-1)a] \quad \text{对 } n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.2)$$

这意味着激发随着与界面 ($z = d$) 的距离的增加而作指数衰减。 α 是有正实部的复衰减因子。

利用(2.1)式,(2.2)式,再加上在 $z = (n-1)a + d$ ($n = 1, 2, 3, \dots$) 处各界面上的边界条件,即 E_z 在各界面上连续,及

$$\epsilon_s E_z|_{z=(n-1)a+d+0} - \epsilon_s E_z|_{z=(n-1)a+d-0} = 4\pi\rho = -\frac{4\pi e^2 \chi E_y}{iq},$$

就可以得到右半侧超晶格的体模式^[7]:

$$[i\beta V_q \chi(q, \omega)/q\epsilon_s] \frac{\sinh(i\beta a)}{\cosh(i\beta a) - \cosh(\alpha a)} = 1. \quad (2.3)$$

式中 $V_q = \frac{2\pi e^2}{q}$; $\chi(q, \omega) = \frac{n_s q^2}{m_e^* \omega^2}$; n_s 是电子密度, m_e^* 是电子有效质量。

在无推迟极限, $cq \gg \omega$, $\beta \rightarrow -iq$, 因而(2.3)式正是 J. J. Quinn 等^[9]得到的色散关系表式 $\omega = \omega(q, K)$, 唯一的不同是在他们讨论的无限大超晶格情形下, α 是纯虚

的。

至于左侧的半无限超晶格, 处理方法完全相同, 结果亦一样, 只是(2.3)式中的 a 要换成 b ; m_e^* 换成 $\tilde{m}_e^*$, n_s 换成 $\tilde{n}_s$, 而 ε_s 换成 $\tilde{\varepsilon}_s$. 此时似布洛赫条件为:

$$E_{\pm}^{mL} = E_{\pm}^{-1} e^{\tilde{\alpha} b(m+1)}, \text{ 对 } m = -1, -2, -3, \dots \quad (2.4)$$

体模式是:

$$[i\tilde{\beta} V_q \tilde{\chi}(q, \omega) / q \tilde{\varepsilon}_s] \frac{\sinh(i\tilde{\beta} b)}{\cosh(i\tilde{\beta} b) - \cosh(\tilde{\alpha} b)} = 1, \quad (2.5)$$

$$\text{式中 } V_q = \frac{2\pi e^2}{q}, \quad \tilde{\chi}(q, \omega) = \frac{\tilde{n}_s q^2}{\tilde{m}_e^* \omega^2}, \quad \tilde{\beta} = (\tilde{\varepsilon}_s c^{-2} \omega^2 - q^2).$$

在无推迟极限, $i\tilde{\beta} = i\beta = q$.

绝缘介质占据区域内的 p 极化波为:

$$E(y, z, t) = e^{iqy - i\omega t} \left[0; E_+^{\varepsilon_0} e^{\beta_0(z+d)} + E_-^{\varepsilon_0} e^{-\beta_0(z+d)}; \right. \\ \left. - \frac{iq}{\beta_0} (E_+^{\varepsilon_0} e^{\beta_0(z+d)} - E_-^{\varepsilon_0} e^{-\beta_0(z+d)}) \right]. \quad (2.6)$$

$$-d < z < d$$

$$\text{式中 } \beta_0 = (q^2 - c^{-2} \varepsilon_0 \omega^2)^{1/2}$$

再利用 $z = d$ 及 $z = -d$ 两个表面上的边界条件, 经简单的运算可得到表面条件为:

$$\frac{\xi - \varepsilon_R^{-1} - KQ^{-2}}{-\xi - \varepsilon_R^{-1} + KQ^{-2}} \exp(-4KP) = \frac{1 + \varepsilon_R \Theta - \tilde{K} \varepsilon_R \tilde{Q}^{-2}}{1 - \varepsilon_R \Theta + \tilde{K} \varepsilon_R \tilde{Q}^{-2}}. \quad (2.7)$$

式中

$$\Theta = (\tilde{\gamma} e^{i\tilde{\beta} b} + e^{-i\tilde{\beta} b}) / (\tilde{\gamma} e^{i\tilde{\beta} b} - e^{-i\tilde{\beta} b}) \quad (2.8)$$

$$\xi = \frac{1 + \gamma}{1 - \gamma} = \frac{\cosh(K) - \exp(-\alpha a)}{\sinh(K)}, \quad (2.9)$$

$$\tilde{\gamma} = \frac{1 - \exp(-\tilde{\alpha} b - i\tilde{\beta} b)}{1 - \exp(-\tilde{\alpha} b + i\tilde{\beta} b)}, \quad (2.10)$$

$$\gamma = \frac{1 - \exp(\alpha a - i\beta a)}{1 - \exp(\alpha a + i\beta a)}. \quad (2.11)$$

式中 $\varepsilon_R = \frac{\varepsilon_s(0)}{\varepsilon_0}$, $K = qa$, $\tilde{K} = qb = qa \frac{b}{a} = KR$, $R = \frac{b}{a}$, $P = \frac{d}{a}$ (即绝缘介质半

厚度与层距之比). Q 和 $\tilde{Q}$ 是约化频率 $Q = \frac{\omega}{\omega_p^{(e)}} \sqrt{\varepsilon_s(0)}$, $\tilde{Q} = \frac{\omega}{\tilde{\omega}_p^{(e)}} \sqrt{\tilde{\varepsilon}_s(0)}$; 而 $\omega_p^{(e)} =$

$\sqrt{\frac{4\pi n_s e^2}{m_e^* a}}$ 和 $\tilde{\omega}_p^{(e)} = \sqrt{\frac{4\pi \tilde{n}_s e^2}{\tilde{m}_e^* b}}$ 分别是右侧和左侧超晶格的等价三维等离子振荡频率。

体模式条件(2.3)及(2.5)再加表面条件(2.7)可以求得 S-I-S 结构的表面集体激发模式。

容易证明, 当 $a \approx b$ 而 $d = \infty$ 的情形 (d 是绝缘层半厚度), 上述结果退化为第 I 类半无限超晶格的结果^[6]. 而当 $a = b$, $\varepsilon_s = \tilde{\varepsilon}_s = \varepsilon_0$; $m_e^* = \tilde{m}_e^*$, 以及 $d = \frac{a}{2}$ 时, 上述结果

退化为 Das Sarma 和 J. J. Quinn 的关于无限的第 I 类超晶格的色散关系式^[9].

三、S-I-S 结构的表面电子集体激发模式

本节中我们要详细讨论绝缘层有有限的宽度,且两侧的超晶格的各参数全同($a=b$, $n_s=\tilde{n}_s$, $\epsilon_s=\tilde{\epsilon}_s$, $m_s^*=\tilde{m}_s^*$) 但 $\epsilon_i=\tilde{\epsilon}_i \neq \epsilon_0$ 的情形.

1. 表面条件

将 $a=b$, $\epsilon_s=\tilde{\epsilon}_s$, $n_s=\tilde{n}_s$, $m_s^*=\tilde{m}_s^*$ 等条件代入 (2.7) 式, 并利用 (2.8)–(2.11) 式可得:

$$\frac{\xi - \epsilon_R^{-1} - KQ^{-2}}{-\xi - \epsilon_R^{-1} + KQ^{-2}} = \exp(4KP) \frac{(1 - \epsilon_R - K\epsilon_R Q^{-2}) - \gamma^{-1}(1 + \epsilon_R - K\epsilon_R Q^{-2})}{(1 + \epsilon_R + K\epsilon_R Q^{-2}) - \gamma^{-1}(1 - \epsilon_R + K\epsilon_R Q^{-2})}. \quad (3.1)$$

式中

$$\xi = \frac{1 + \gamma}{1 - \gamma} = \frac{\cosh(K) - \exp(-\alpha a)}{\sinh(K)}, \quad (3.2)$$

$$\gamma = \frac{1 - \exp(\alpha a - K)}{1 - \exp(\alpha a + K)}. \quad (3.3)$$

$$K = qa; \epsilon_R = \frac{\epsilon_s(0)}{\epsilon_0}; Q = \frac{\omega}{\omega_p^{(e)}} \sqrt{\epsilon_s(0)}; P = \frac{d}{a}; \omega_p^{(e)} = \left(\frac{4\pi n_s e^2}{m_s^* a} \right)^{1/2} \quad (3.4)$$

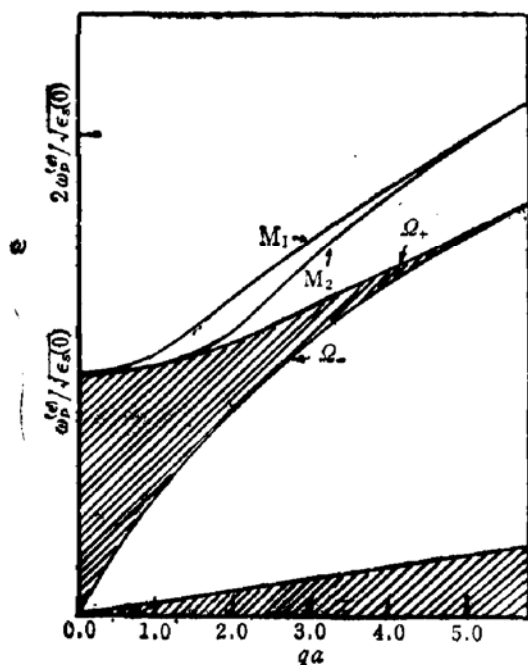


图2 第 I 类 S-I-S 结构表面等离子激元的色散关系, 所取参数是: $\epsilon_R = 4.0$, $\epsilon_s(0) = 5.0$, $\epsilon_0 = 1.25$, $P = 0.5$, $a=b$, $\omega_p^{(e)} = \tilde{\omega}_p^{(e)} = 1.1 \times 10^{14} \text{ Hz}$. 激发谱共有两支, 分别标记为 M_1 和 M_2 , 图中 Q_+ 和 Q_- 分别是体模式存在区域的上边界线和下边界线 $K_{z1}^* = 0$, $K_{z2}^* = 1.098$

2. 体模式

在本节所论条件下, 体模式条件(2.3)式和(2.5)式完全等同, 把 $V_q = \frac{2\pi e^2}{q}$ 和 $\chi(q, \omega) = \frac{n_s q^2}{m_s^* \omega^2}$ 代入后, 容易得到

$$\cosh(\alpha a) = \cosh(K) - K(\alpha Q^2)^{-1} \sinh(K). \quad (3.5)$$

3. K, ω 平面上体模式存在区域的边界线

令(3.5)式中的 $\cosh(\alpha a)$ 等于 +1 或 -1, 即得决定边界线的公式, 结果得到上边界线为:

$$Q_+ = \left[\frac{K \sinh(K)}{2(\cosh(K) - 1)} \right]^{1/2}, \quad (3.6)$$

下边界线为:

$$Q_- = \left[\frac{K \sinh(K)}{2(\cosh(K) + 1)} \right]^{1/2}. \quad (3.7)$$

图2 绘出了 Q_+ 及 Q_- 的形状以及其所确定

的 K, ω 平面上体模式的存在区域(图中划线区域)。

4. 表面模式与体模式的交点

在上边界线上应满足条件 $\cosh(\alpha a) = 1$, 再利用(3.1)式及(3.6)式, 即得存在于 Ω_+ 上方的表面模式和边界线 Ω_+ 的交点, 该交点决定了这一支表面模式起始点的 $K(=qa)$ 的值, 我们将此标记为 K_c^* , 它满足:

$$\tanh(2K_c^*P) = \frac{2\varepsilon_R \sinh(K_c^*)}{(\varepsilon_R^2 + 1) \cosh(K_c^*) - (\varepsilon_R^2 - 1)}, \quad \text{当 } \varepsilon_R > 1 \quad (3.8)$$

在边界线 Ω_- 上

$$\cosh(\alpha a) = -1. \quad (3.9)$$

再利用(3.1)式及(3.7)式容易得到, 出现在边界线 Ω_- 之下的表面模式与 Ω_- 的交点, 我们用 K_c^{**} 标记这交点的 K 值, 它由下面公式确定之:

$$\tanh(2K_c^{**}P) = \frac{2\varepsilon_R \sinh(K_c^{**})}{(\varepsilon_R^2 + 1) \cosh(K_c^{**}) - (1 - \varepsilon_R^2)}, \quad \text{当 } \varepsilon_R < 1 \quad (3.10)$$

容易看出, 若绝缘介质宽度趋向无限, $\left(P = \frac{d}{a} \rightarrow \infty\right)$ 则

$$\tanh(2K_c^*P) = \tanh(2K_c^{**}P) = 1;$$

由(3.8)式及(3.10)式可得:

$$K_c^* = \ln\left(\frac{\varepsilon_s + \varepsilon_0}{\varepsilon_s - \varepsilon_0}\right), \quad (3.11)$$

和

$$K_c^{**} = \ln\left(\frac{\varepsilon_s + \varepsilon_0}{\varepsilon_0 - \varepsilon_s}\right). \quad (3.12)$$

这两表式可合并为一:

$$K_c^* = \ln\left(\left|\frac{\varepsilon_s + \varepsilon_0}{\varepsilon_s - \varepsilon_0}\right|\right) = K_c^{**}. \quad (3.13)$$

这正是半无限 I 类超晶格的结果^[7]。

5. 声频支型表面模式的解析形式

从以上的讨论中可以看到 $K_c^{**} = 0$ 也是(3.10)式的一个解, 再考虑到边界线 Ω_- 以下面模式存在区域的形状, 可以预见这支模式也是从 $\Omega = 0$ 起始的。不妨假定对于小的 K 值 $\Omega^2 = aK^2 - bK^3$, 以此代入(3.1)式和(3.5)式, 可以解析地求出这支模式的色散关系为:

$$\omega_{sp}(q) = [P\varepsilon_R(1 - P\varepsilon_R)/\varepsilon_s]^{1/2} \omega_p^{(s)} qa + O(q^2 a^2). \quad (3.14)$$

普遍情形下的各支模式的色散关系, 可通过(3.1)式和(3.5)式用数值法算出。图 2 以及图 3 分别绘出了取几种不同参数组时, 所得的各支面模式的色散关系。

根据[6]的结论, 我们知道, 对于半无限的第 I 类超晶格, 当 $\varepsilon_R > 1$ 时, 在 Ω_+ 上方出现一支从 K^* (由本文(3.13)式确定)起始的表面模式, 当 $\varepsilon_R < 1$ 时, 在 Ω_- 下方出现一支也是从 K^* 起始的表面模式。而图 2, 图 3 表明, 对于第 I 类的 S-I-S 结构, 当 $\varepsilon_R > 1$ 时 Ω_+ 上方存在二支表面模式, 一支起始于 $K_{c1}^* = 0$, 另一支起始于 K_{c2}^* (其值由(3.8)式

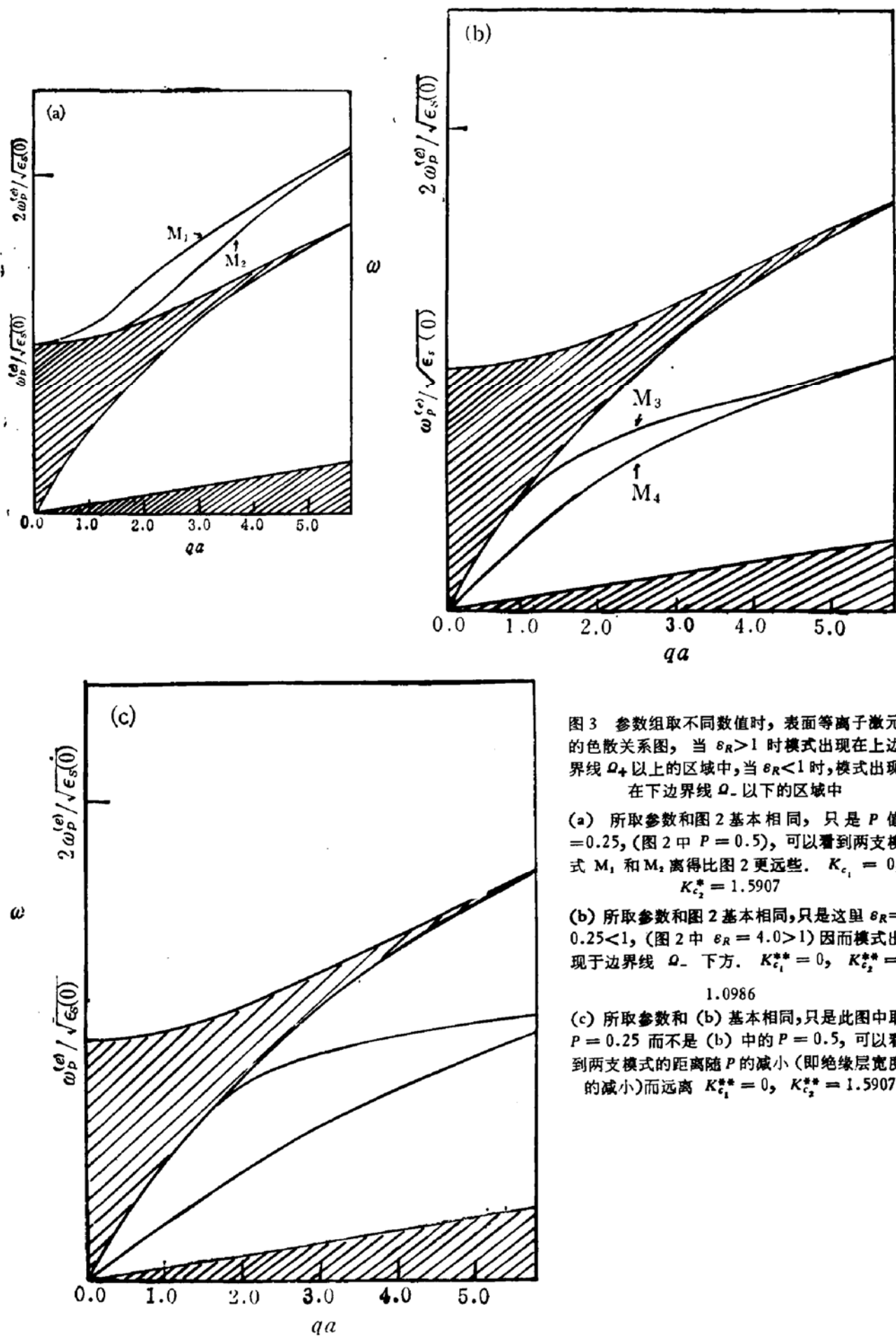


图3 参数组取不同数值时, 表面等离子激元的色散关系图, 当 $\epsilon_R > 1$ 时模式出现在上边界线 Ω_+ 以上的区域中, 当 $\epsilon_R < 1$ 时, 模式出现在下边界线 Ω_- 以下的区域中

(a) 所取参数和图2基本相同, 只是 P 值 $= 0.25$, (图2中 $P = 0.5$), 可以看到两支模式 M_1 和 M_2 离得比图2更远些. $K_{c_1}^* = 0$, $K_{c_2}^* = 1.5907$

(b) 所取参数和图2基本相同, 只是这里 $\epsilon_R = 0.25 < 1$, (图2中 $\epsilon_R = 4.0 > 1$) 因而模式出现于边界线 Ω_- 下方. $K_{c_1}^{**} = 0$, $K_{c_2}^{**} = 1.0986$

(c) 所取参数和 (b) 基本相同, 只是此图中取 $P = 0.25$ 而不是 (b) 中的 $P = 0.5$, 可以看到两支模式的距离随 P 的减小 (即绝缘层宽度的减小) 而远离 $K_{c_1}^{**} = 0$, $K_{c_2}^{**} = 1.5907$

确定), 当 $\varepsilon_R < 1$ 时在 Ω_- 下方存在二支表面模式, 起始点为 $K_{c1}^{**} = K_{c1}^* = 0$ (声频支型模式) 以及 $K_{c2}^{**} = K_{c2}^*$. 这就是说, 当两个全同的半无限的第 I 类超晶格的表面逐渐靠近时, 原先的一支表面模式分裂为两支. 而且有可能出现声频支型的模式.

对比图 2 与图 3(a); 以及图 3(b) 与图 3(c), 还可以看出, 当其它参数保持不变, 而把绝缘层宽度减小时 (即减小 p), 两支模式趋向远离.

从 (3.14) 式容易求出, 对小 K 值, 声频支型表面模式的群速是:

$$v_g = \frac{d\omega}{dK} = [P\varepsilon_R(1 - P\varepsilon_R)/\varepsilon_s]^{1/2} \omega_p^{(s)}. \quad (3.15)$$

显然可以通过控制所制备的 S-I-S 结构的 $P = \frac{d}{a}$ 以及 $\varepsilon_R = \frac{\varepsilon_s(0)}{\varepsilon_0}$ 值来调节这支模式的群速.

另外也容易得到衰减因子的实部 $\alpha_{R,s}a$ 的介解表达式, 因该式极冗长. 我们不详细写出, 只将结果绘制成图 4.

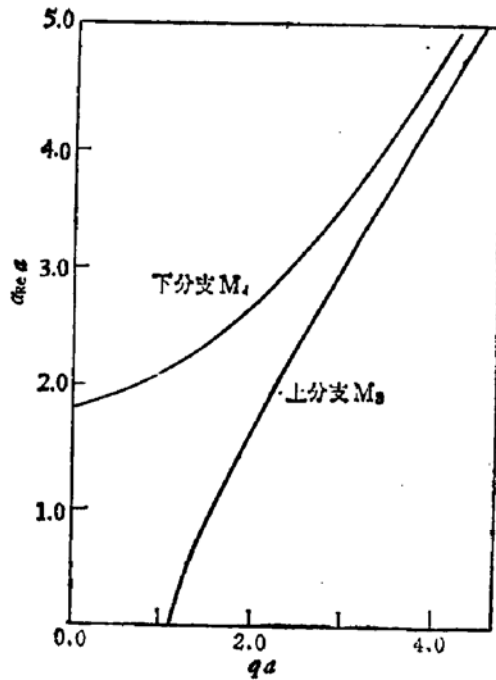


图 4 衰减因子实部 $\alpha_{R,s}$ 对 qa 的曲线, 所取参数与图 3(b) 全同, 图中上面一条曲线对应于图 3(b) 中的下分支 M_1 , 而下面一条曲线则对应于图 3(b) 中的上分支 M_2 .

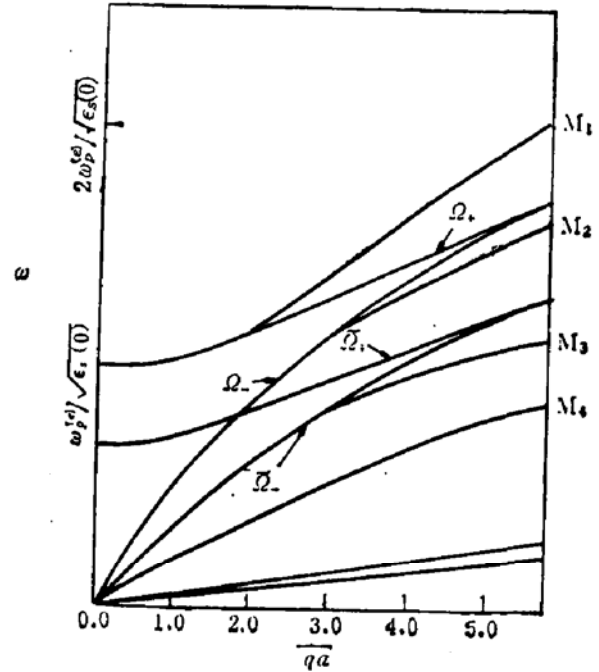


图 5 两侧的第 I 类超晶格材料性质不同时 S-I-S 结构中的表面电子集体激发模式的色散关系. 当取 $P = 0.25$, $\varepsilon_R = 4.0 (>1)$, $R = \frac{b}{a} = 1.3$, $D = 1.5$, $\varepsilon_s = 5.0$ 时边界线 Ω_+ 上方存在一支表面模式 M_1 , 在边界线 Ω_- 和 $\tilde{\Omega}_+$ 之间又存在另一支表面模式 M_2 , 而当取 $P = 0.5$, $\varepsilon_R = 0.25 (<1)$, $R = \frac{b}{a} = 1.5$, $D = 1.5$, $\varepsilon_s = 5.0$ 时, 在边界线 $\tilde{\Omega}_-$ 的下方存在两支表面模式 M_3 和 M_4 . 为了节省图面, 我们把这四支模式, 同在一个图中绘出

如绝缘层的宽度有限, 但两侧超晶格的各项参数均不相同, 这时 (1.7) 式中

$$\tilde{\Omega} = \Omega D, \quad D = \sqrt{\frac{R n_s \tilde{m}_s^* \varepsilon_s}{\tilde{n}_s m_s^* \varepsilon_s}}; \quad R = \frac{b}{a}; \quad \tilde{K} = qb = KR \quad (3.16)$$

再注意到体模式(3.5)依然适用,但是左侧的体模式换为:

$$\cosh(\tilde{\alpha}aR) = \cosh(KR) - \frac{1}{2}KR(QD)^{-1}\sinh(KR). \quad (3.17)$$

解(2.7)(3.17)及(3.5)可得如图5所示的色散关系,可以看到,当 $\epsilon_R = 0.25 (< 1)$ 时在边界线 $\tilde{Q}_-$ 下方,也存在一支声频支型的模式,图中将此标记为 M_4 .

总之,第 I 类超晶格构成的 S-I-S 结构的集体激发谱的特征是,有两支表面等离子激发模式. 而当 $\epsilon_R < 1$ 时,在很宽的范围内都存在着一支声频支型的模式,这是第 I 类的半无限超晶格表面不可能存在的一支模式. 鉴于前文[8]中所述的原因,这支模式具备了实际应用所必须的良好特性,有可能在表面集成光器件中得到应用.

四、由第 II 类半导体超晶格构成的 S-I-S 结构中的电子表面集体激发谱

计算模型如图 1(b) 所示. 用和第 I 类夹层结构完全相似的方法,而对第 II 类超晶格则用[10]中的方法处理,计算可得右侧超晶格的体模式^[10]为:

$$\left(1 - \frac{2\pi e^2}{\epsilon_s q} \chi^{(h)}_s\right) \left(1 - \frac{2\pi e^2}{\epsilon_s q} \chi^{(e)}_s\right) = \left(\frac{2\pi e^2}{\epsilon_s q}\right)^2 \chi^{(e)} \chi^{(h)} (s_1)^2. \quad (4.1)$$

其中

$$s = \frac{\sinh(2qa)}{\cosh(2qa) - \cosh(2\alpha a)}, \quad (4.1a)$$

$$s_1 = \frac{2\cosh(\alpha a) \sinh(qa)}{\cosh(2qa) - \cosh(2\alpha a)}, \quad (4.1b)$$

式中 $\chi^{(e)} = \frac{n_e q^2}{m_e^* \omega^2}$; $\chi^{(h)} = \frac{n_h q^2}{m_h^* \omega^2}$, n_e , n_h 和 m_e^* , m_h^* 分别是电子和空穴的密度及有效质量.

左侧的体模式条件与此形式相同,只是 s 换为 $\hat{s}$, s_1 换为 $\hat{s}_1$, $\chi^{(e)}$ 换为 $\tilde{\chi}^{(e)}$ 以及 $\chi^{(h)}$ 换为 $\tilde{\chi}^{(h)}$, 其中:

$$\hat{s} = \frac{\sinh(2qa)}{\cosh(2qa) - \cosh(2\tilde{\alpha}a)}, \quad (4.2a)$$

$$\hat{s}_1 = \frac{2\cosh(\tilde{\alpha}a) \sinh(qa)}{\cosh(2qa) - \cosh(2\tilde{\alpha}a)}, \quad (4.2b)$$

$$\tilde{\chi}^{(e)} = \frac{\tilde{n}_e q^2}{\tilde{m}_e^* \omega^2}; \quad \tilde{\chi}^{(h)} = \frac{\tilde{n}_h q^2}{\tilde{m}_h^* \omega^2},$$

而表面条件则为:

$$e^{-4KP} \frac{\left[\frac{1-\gamma}{1+\gamma} - \epsilon_R^{-1} - \frac{2K\omega_R^2}{Q^2} \right]}{\left[-\frac{1-\gamma}{1+\gamma} - \epsilon_R^{-1} + \frac{2K\omega_R^2}{Q^2} \right]}$$

$$= \frac{\left(1 + \tilde{\epsilon}_R - \frac{2\tilde{K}\tilde{\omega}_R^2\tilde{\epsilon}_R}{\tilde{Q}^2}\right)\Theta e^{i\tilde{\beta}b} + \left(1 - \tilde{\epsilon}_R - \frac{2\tilde{K}\tilde{\omega}_R^2\tilde{\epsilon}_R}{\tilde{Q}^2}\right)e^{-i\tilde{\beta}b}}{\left(1 - \tilde{\epsilon}_R + \frac{2\tilde{K}\tilde{\omega}_R^2\tilde{\epsilon}_R}{\tilde{Q}^2}\right)\Theta e^{i\tilde{\beta}b} + \left(1 + \tilde{\epsilon}_R + \frac{2\tilde{K}\tilde{\omega}_R^2\tilde{\epsilon}_R}{\tilde{Q}^2}\right)e^{-i\tilde{\beta}b}} \quad (4.3)$$

其中

$$\Theta = - \frac{\left[(1 - e^{2i\tilde{\beta}b})^{-1}e^{-i\tilde{\beta}b}(e^{-2\tilde{\alpha}b} - e^{2i\tilde{\beta}b}) - (1 - e^{-2i\tilde{\beta}b})^{-1}e^{-i\tilde{\beta}b}(e^{-2\tilde{\alpha}b} - 1) + \left(1 - \frac{2}{\tilde{Q}^2}\tilde{K}\right)\right]}{\left[(1 - e^{2i\tilde{\beta}b})^{-1}e^{i\tilde{\beta}b}(e^{-2\tilde{\alpha}b} - 1) - (1 - e^{-2i\tilde{\beta}b})^{-1}e^{i\tilde{\beta}b}(e^{-2\tilde{\alpha}b} - e^{-2i\tilde{\beta}b}) - \left(1 + \frac{2}{\tilde{Q}^2}\tilde{K}\right)\right]}, \quad (4.4)$$

$$\gamma = \frac{1 - \frac{2\omega_R^2}{Q^2}K + \frac{\cosh(K) - \exp(-K + 2\alpha a)}{\sinh(K)}}{1 + \frac{2\omega_R^2}{Q^2}K - \frac{\cosh(K) - \exp(K + 2\alpha a)}{\sinh(K)}}. \quad (4.5)$$

上面诸式中: $\omega_R = \frac{\omega_p^{(h)}}{\omega_p^{(e)}}$; $\omega_p^{(e),(h)} = \left(\frac{4\pi n_{e,h}e^2}{2am_{e,h}^*}\right)^{1/2}$ (分别是电子和空穴系的等价三维等离子振荡频率), $\tilde{\omega}_R = \frac{\tilde{\omega}_p^{(h)}}{\tilde{\omega}_p^{(e)}}$; $\tilde{\omega}_p^{(e),(h)} = \left(\frac{4\pi\tilde{n}_{e,h}e^2}{2a\tilde{m}_{e,h}^*}\right)^{1/2}$; $K = qa$, $\tilde{K} = qb$, $Q = \frac{\omega}{\omega_p^{(e)}}\sqrt{\epsilon_s(0)}$,

$$\tilde{Q} = \frac{\omega}{\tilde{\omega}_p^{(e)}}\sqrt{\tilde{\epsilon}_s(0)}.$$

如果两侧的超晶格由同一种材料组成,因此各项参数完全相等,即: $a = b$, $n_{e,h} = \tilde{n}_{e,h}$, $m_{e,h}^* = \tilde{m}_{e,h}^*$, $\epsilon_s = \tilde{\epsilon}_s$, 因此 $K = \tilde{K}$, $Q = \tilde{Q}$. 将所有这些条件代入(4.3)及(4.1)式,可以用数值方法得到第 II 类 S-I-S 结构中表面电子集体激发模式的色散关系,如图 6 所示,可以看到其中也有一支模式是声频支型的表面模式,图中用 M_1 标记出. 图中 Q_1 , $Q_{\max}$, $Q_{\min}$, Q_2 是第 II 类半导体超晶格的体模式和面模式存在区的分界线. 当 $\epsilon_R = \frac{\epsilon_s(0)}{\epsilon_n} > 1$ 时,仍出现声谱支型模式. 这是

不难理解的,因为在 II 类半无限超晶格表面, $\epsilon_R > 1$ 时原本就存在这种模式,加入左侧超晶格的影响后这一线性模式只不过略有变形罢了.

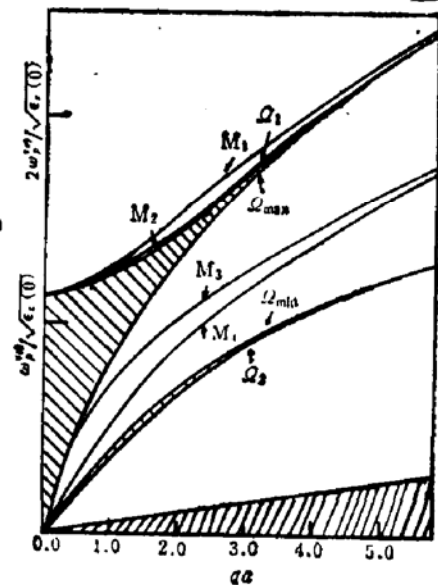


图 6 由第 II 类半导体超晶格所构成的 S-I-S 结构中的表面等离子激发的色散关系,所取参数值为 $\epsilon_s(0) = 13$, $\epsilon_n = 1$, $p = 0.25$, $\omega_R^2 = 0.34$. 结果表明: 当两个半无限的第 II 类超晶格界面逐渐靠近时,原先的每一支表面模式都分裂成两支,而且在 $Q_{\max}$ 和 $Q_{\min}$ 两条边界线之间的区域内,仍存在一支声频支型的表面模式,图中用 M_1 标记

五、总 结

S-I-S 结构的研究将使我们了解两个相距小距离的半无限超晶格内的集体激发模式之间的相互影响。结果是,当两个表面逐渐靠近时,原先的每一支模式分裂为两支,当 $\epsilon_R < 1$ 时, S-I-S 结构中(不管是第 I 类的还是第 II 类的)总存在一支声频支型的表面模式,这种模式原本不能存在于第 I 类超晶格的表面。这意味着在表面光学器件的研制中,这种结构可用以形成并传播声频支型模式。更有实际意义的是在表面还存在垂直磁场的情形。有关的计算正在进行中。

由于表面模式的理论是近年内刚发展的,至今尚未见有关的实验,但在第 I 类半导体超晶格表面模式发现后,实验物理工作者曾认为:由于模式不是起始于原点,实验上要实现二维平面内的相当大的波矢传递才有可能观察到这种模式,估计实验验证难度较大。如果这种意见是正确的话,那么实验上观测到线性模式的前景应该是乐观的。

参 考 文 献

- [1] L. Esaki, in *Novel Materials and Techniques in Condensed Matter*, edited by G. W. Crabtree and P. Vashishta, North-Holland, New York, (1982).
- [2] A. L. Fetter, *Ann. Phys.*, (N. Y.) **81**, 367(1973); S. Das Sarma and J. J. Quinn, *Phys. Rev.*, B **25**, 7603(1982); W. L. Bloss and E. M. Brody, *Solid State Commun.*, **43**, 523(1982).
- [3] A. C. Tselis, G. Gonzales De La Cruz, and J. J. Quinn, *Solid State Commun.*, **46**, 779(1983); G. Gonzales De La Cruz, A. C. Tselis and J. J. Quinn, *J. Chem. Phys. Solids*, **44**, 807 (1983).
- [4] D. Olego, A. Pinczuk, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, *Phys. Rev.*, B**25**, 7867 (1982).
- [5] Z. J. Tien, J. M. Worlock, C. H. Perty, A. Pinczuk, R. L. Aggerwal, H. L. Stormer, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, *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] G. F. Giuliani, Guoyi Qin and J. J. Quinn, (unpublished).
- [8] Guoyi Qin, G. F. Giuliani and J. J. Quinn, *Phys. Rev.*, B**28**, 6144 (1983).
- [9] S. Das Sarma and J. J. Quinn, *Phys. Rev.*, B**25**, 603 (1982).
- [10] 秦国毅, *半导体学报*, **6**, 142 (1985).

Surface Plasmons in I-Type and II-Type S-I-S Sandwich Structures

Qin Guoyi

(Department of Physics, Nanjing University)

Abstract

The electronic collective modes of both I-type and II-type superlattice-insulator-superlattice (S-I-S) structures are studied. Several novel plasmon modes localized in the region of the semiconductor-insulator interfaces are found. An acoustic plasma mode with a frequency below the bulk plasmon continuum occurs both in the I-type and II-type SIS structures but not in a simple I-type superlattice-insulator interface. Analytic expressions for the dispersion relations of the plasma modes are obtained in the long wavelength limit.