

准周期半导体超晶格的临界等离激元

秦 国 裕

(南京大学物理系,南京)

1986年10月3日收到

基于一个普适的模型,在有理数近似下,讨论了准周期超晶格的等离激元的色散关系。导得了一个适用范围较大的条件,借此不仅可以方便地重现一些文献的一系列结果,而且可以确定第II类准周期半导体超晶格以及II-VI族准周期半导体超晶格的等离激元的色散关系。文中也提出了一个计算半无限准周期超晶格表面等离激元色散关系的具体方法。

主题词: 准周期超晶格, Fibonacci 规则, 等离激元谱, 表面等离激元, 传输矩阵法

不久前 K. B. Merlin 等制成了准周期的半导体超晶格^[1]。

J. J. Quinn^[2] 等, 在有理数近似下, 计算了准周期的第I类半导体超晶格的等离激元的色散关系。这种超晶格是由相同的原胞周期排列而成, 原胞则是由两种材料层按 Fibonacci 规则决定的次序组成。下文中用“准周期超晶格”这个名称专指这种形式的半导体超晶格, 而把通常的超晶格称为“周期超晶格”。

我们从一个更普适的模型出发, 即假定准周期超晶格的原胞, 是由介电常数、厚度、极化率都不同的(分别用 $\epsilon_a, \epsilon_b; d_a, d_b; \pi_a, \pi_b$ 表示的)两种材料层, 按 Fibonacci 规则叠合而成。导得了一个普适的条件, 由此出发, 不仅在各种特殊情况下可以容易地导出文献[3]—[7]导得的一系列结果, 而且可以导出准周期的第II类和II-VI族超晶格的等离子色散关系。再加上表面条件, 又可以讨论各种情形下半无限的准周期超晶格的表面等离激元。因为对于垂直于超晶格轴的截面, 不再存在反映对称性, 因之当表面取在原胞内 F_m 个不同的界面上时, 其表面模式将有千姿百态的变化。

我们的模型是由两种砖块堆砌而成的, A砖块的厚为 d_a , 介电常数为 ϵ_a , 其右界面是一层极化率为 π_a 的二维电子层, B砖块厚为 d_b , 介电常数为 ϵ_b , 其右界面是极化率为 π_b 的二维空穴层。超晶格的原胞是由这两种砖块按 Fibonacci 规则决定的顺序叠合而成。无穷个原胞的周期排列组成了超晶格。Fibonacci 规则是^[2,8] $F[a, b] = [ab, a]$, 举例说: 第二代 $F_2 = 2$, 即有两个元素次序为 $\{a, b\}$, 第三代按上面规则应为 $\{ab, a\}$ 共 $F_3 = 3$ 个元素, 第四代应为 $\{aba, ab\}$ 共 $F_4 = 5$ 个元素, 以下类推。模型的原胞正是按这样的序列组成的。显然 Fibonacci 数满足 $F_{m+1} = F_m + F_{m-1}$; 且 $F_0 = F_1 = 1$ 。每一代中 a 元素个数与 b 元素个数之比趋近于黄金平均值 $\tau = (1 + \sqrt{5})/2$ 。

可用线性响应理论^[9]来处理上述模型, 在频率为 ω , 层面方向波矢为 \mathbf{q} 的外微扰场的影响下, 系统第 l 个二维层内的总感应势可表为:

$$\Phi_l(\mathbf{q}, \omega) = \Phi^{ext}(\mathbf{q}, \omega) + \sum_{l'} \pi_{l'}(\mathbf{q}, \omega) V'_q V_{l-l'}(\mathbf{q}) Q_{l'}(\mathbf{q}, \omega) \quad (1)$$

式中 $V_l^l = \begin{cases} \frac{2\pi e^2}{q\epsilon_a} & \text{当 } l \text{ 层为 A 材料层面时} \\ \frac{2\pi e^2}{q\epsilon_b} & \text{当 } l \text{ 层为 B 材料层面时} \end{cases}$ (2)

$$\pi_l(q, \omega) = \begin{cases} \pi_a = \frac{n_a q^2}{m_a^* \omega^2} & \text{当 } l \text{ 层为 A 层面(电子层)时} \\ \pi_b = \frac{n_b q^2}{m_b^* \omega^2} & \text{当 } l \text{ 层为 B 层面(空穴层)时} \end{cases}$$
 (3)

$$V_{l-l'}(q) = \exp(-q|z_l - z_{l'}|)$$
 (4)

上述诸式中 $\epsilon_a, \epsilon_b; n_a, n_b; m_a^*, m_b^*$; 分别是两种材料的介电常数和电子及空穴的面密度和有效质量。 z_l 是第 l 个载流子层面的坐标。

当外微扰为零时, 自持振荡依然存在, 因而由(1)得:

$$\omega^2 \Phi_l(q, \omega) = \sum_{l' \neq l} (\omega_{pl}^{l'})^2 V_{l-l'}(q) \Phi_{l'}(q, \omega) + (\omega_p^l)^2 V_0(q) \Phi_l(q, \omega)$$
 (5)

式中 $V_0(q) = 1$

$$\omega_p^l = \begin{cases} \omega_{pl} = (2\pi e^2 n_a q / \epsilon_a m_a^*)^{1/2} & \text{当 } l \text{ 层为电子层时} \\ \omega_{ph} = (2\pi e^2 n_b q / \epsilon_b m_b^*)^{1/2} & \text{当 } l \text{ 层为空穴层时} \end{cases}$$
 (6)

方程(5)与文献[8]中讨论的准周期一维薛定格方程的相似性, 提示了用传输矩阵方法来求解问题的可能性。

为了计及所有各层之间的相互影响, 当表面层为严格二维层时, 可用下述唯象方法来求得(5)式的严格解:

在第 l 个二维层面至第 $l+1$ 个二维层面之间(即 $z_l < z < z_{l+1}$), 没有自由的空间电荷, 因此电势满足

$$\nabla^2 \Phi_l(x) = 0$$
 (7)

其解为:

$$\Phi_l(r, z) = (A_l e^{-q(z-z_l)} + B_l e^{q(z-z_l)}) e^{-i\omega t + iq \cdot r}$$
 (8)

式中 r 是层面($x-y$ 平面)内的矢径。

利用 $\Phi_l(x)$ 及 $-\epsilon \nabla_x \Phi_l(z)$ 在二维载流子平面上的连续条件, 容易导得, 凡是在二维电子层面($z = z_{l+1}$)两侧, 必有传输关系:

$$\begin{pmatrix} \bar{A}_{l+1} \\ \bar{B}_{l+1} \end{pmatrix} = T_s \begin{pmatrix} \bar{A}_l \\ \bar{B}_l \end{pmatrix}$$
 (9)

$$T_s = \begin{pmatrix} \left[\frac{1}{2} (\epsilon_{R_a}^{1/2} + \epsilon_{R_a}^{-1/2}) + \epsilon_{R_a}^{1/2} x_a \right] e^{-q d_a} & \left[-\frac{1}{2} (\epsilon_{R_a}^{1/2} - \epsilon_{R_a}^{-1/2}) + \epsilon_{R_a}^{1/2} x_a \right] e^{q d_a} \\ -\left[\frac{1}{2} (\epsilon_{R_a}^{1/2} - \epsilon_{R_a}^{-1/2}) + \epsilon_{R_a}^{1/2} x_a \right] e^{-q d_a} & \left[\frac{1}{2} (\epsilon_{R_a}^{1/2} + \epsilon_{R_a}^{-1/2}) - \epsilon_{R_a}^{1/2} x_a \right] e^{q d_a} \end{pmatrix}$$
 (10)

式中 $x_a = \frac{\omega_{pl}}{\omega^2}; \omega_{pl} = \left(\frac{2\pi n_a e^2}{m_a^* \epsilon_a} q \right)^{1/2}$ 是电子的二维等离子频率。 m_a^* 和 n_a 分别是 A 砖块右界面上电子的有效质量和二维面密度。 $\bar{A}_{l+1} = \sqrt{\epsilon_{l+1}} A_{l+1}; \bar{B}_{l+1} = \sqrt{\epsilon_{l+1}} B_{l+1}; \bar{A}_l =$

$\sqrt{\epsilon_s} A_l; \bar{B}_l = \sqrt{\epsilon_s} B_l; \epsilon_{R_s} = \frac{\epsilon_s}{\epsilon_{l+1}}$; ϵ_{l+1} 和 ϵ_l 分别是第 $l+1$ 个砖块和第 l 个砖块的介电常数。

同样，凡是在二维空穴层面 ($z = z_{l+1}$) 两侧，必有传输关系：

$$\begin{pmatrix} \bar{A}_{l+1} \\ \bar{B}_{l+1} \end{pmatrix} = T_b \begin{pmatrix} \bar{A}_l \\ \bar{B}_l \end{pmatrix} \quad (11)$$

T_b 与 T_s 类似，只是 T_s 中的 ϵ_{R_s}, x_s, d_s 分别换为 ϵ_{R_b}, x_b, d_b ，

$$x_b = \frac{\omega_p h^2}{\omega^2}; \quad \omega_p h = \left(\frac{2\pi n_b e^2}{m_b^* \epsilon_b} q \right)^{1/2}$$

是空穴的二维等离子频率， m_b^* ， n_b 分别是 B 砖块右界面上空穴的有效质量和二维面密度， $\epsilon_{R_b} = \frac{\epsilon_b}{\epsilon_{l+1}}$ 。

显然规一的传输矩阵 T_l (T_s 或 T_b) 是 2×2 的矩阵，而且其行列式等于 1。

定义 $M_m = \prod_{l=1}^{m-1} T_l \quad (12)$

于是利用 $F_{m+1} = F_m + F_{m-1}$ 容易证明

$$M_{m+1} = M_m \cdot M_{m-1} \quad (13)$$

再定义 $X_m = \frac{1}{2} T_s(M_m) \quad (T_s \text{ 是求迹号})$

利用(12)式立即可得：

$$M_{m+1} + M_{m-1}^{-1} = M_m \cdot M_{m-1} + M_m^{-1} \cdot M_{m-1} \quad (14)$$

对上式两侧求迹并乘以 $1/2$ ，得到

$$X_{m+1} = 2X_m \cdot X_{m-1} - X_{m-2} \quad (15)$$

因一系列原胞仍是周期排列，因之可引进 Bloch 波矢 K ，使满足：

$$\begin{pmatrix} \bar{A}_{F_m+1} \\ \bar{B}_{F_m+1} \end{pmatrix} = e^{iKD_m} \begin{pmatrix} \bar{A}_1 \\ \bar{B}_1 \end{pmatrix} \quad (16)$$

式中 D_m 是原胞的长度。

借助于传输矩阵的多次作用可得：

$$\begin{pmatrix} \bar{A}_{F_m+1} \\ \bar{B}_{F_m+1} \end{pmatrix} = M_m \begin{pmatrix} \bar{A}_1 \\ \bar{B}_1 \end{pmatrix} \quad (17)$$

令(16)和(17)式相等可得：

$$\begin{pmatrix} (M_m)_{11} - e^{iKD_m} & (M_m)_{12} \\ (M_m)_{21} & (M_m)_{22} - e^{iKD_m} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{A}_1 \\ \bar{B}_1 \end{pmatrix} = 0 \quad (18)$$

由(18)式有非平易解的条件可得：

$$|\cos(KD_m)| = |X_m(z)| \leq 1 \quad (19)$$

(19)式即基于普适模型的普适条件。由此出发可以导出许多熟知的特殊情形下的色散关系。

(I) 取 $\epsilon_s = \epsilon_b$ ； $x_s = x_b = x_c$ ；但保留 $d_s \neq d_b$ 则(19)式退化为

$$\cos(KD_m) = X_m(\chi_a) \quad (20)$$

同时传输矩阵退化为:

$$T_a = \begin{pmatrix} (1 + \chi_a)e^{-qd_a} & \chi_a e^{qd_a} \\ -\chi_a e^{-qd_a} & (1 - \chi_a)e^{qd_a} \end{pmatrix}; \quad T_b = \begin{pmatrix} (1 + \chi_a)e^{-qd_b} & \chi_a e^{qd_b} \\ -\chi_a e^{-qd_b} & (1 - \chi_a)e^{qd_b} \end{pmatrix} \quad (21)$$

将(21)代入(20)式,即得到文献[2]的结果,适用于准周期的第I类超晶格。

特别是当 $m = 1$ 时, $F_1 = 1$, 原胞由单个 A 砖块组成,这时立即可得:

$$\cos(Kd_a) = X_1(\chi_a) = \frac{1}{2} T_r(T_a) = \cosh(qd_a) - \chi_a \sinh(qd_a) \quad (22)$$

这正是无限的周期第I类超晶格的等离子色散关系^[3]。

当 $m = 2$ 时,可得相邻层厚度不同时的结果:

$$\begin{aligned} \cos[k(d_a + d_b)] &= (1 + \chi_a^2)\cosh[q(d_a + d_b)] \\ &\quad - 2\chi_a \sinh[q(d_a + d_b)] - \chi_a^2 \cosh[q(d_a - d_b)] \end{aligned} \quad (23)$$

式中 χ_a 的定义见(10)式后的说明。

(II) 取 $\epsilon_a = \epsilon_b$, 但保留 $\pi_a \neq \pi_b$; $d_a \neq d_b$:

这时传输矩阵退化为:

$$T_a = \begin{pmatrix} (1 + \chi_a)e^{-qd_a} & \chi_a e^{qd_a} \\ -\chi_a e^{-qd_a} & (1 - \chi_a)e^{qd_a} \end{pmatrix}; \quad T_b = \begin{pmatrix} (1 + \chi_b)e^{-qd_b} & \chi_b e^{qd_b} \\ -\chi_b e^{-qd_b} & (1 - \chi_b)e^{qd_b} \end{pmatrix} \quad (24)$$

取 $m = 2$; $F_1 = 2$, 即原胞由一个 A 砖块加一个 B 砖块组成,于是由(19)式可得:

$$\begin{aligned} \cos[k(d_a + d_b)] &= X_2(\chi_a, \chi_b) = \frac{1}{2} T_r[T_a \cdot T_b] \\ &= \cosh[q(d_a + d_b)] - (\chi_a + \chi_b) \sinh[q(d_a + d_b)] \\ &\quad + 2\chi_a \cdot \chi_b \sinh(qd_a) \cdot \sinh(qd_b) \end{aligned} \quad (25)$$

尤其是当 $d_a = d_b$ 时上式化为:

$$\cos[2kd_a] = \cosh(2qd_a) - (\chi_a + \chi_b) \cdot \sinh(2qd_a) + 2\chi_a \cdot \chi_b \cdot \sinh^2(qd_a) \quad (26)$$

此即文献[3]等讨论的无限的周期的第II类超晶格的等离子色散关系。

(III) $d_a = d_b$, 但 $\epsilon_a \neq \epsilon_b$; $\pi_a \neq \pi_b$, 这种情形可用于处理 II-VI 族半导体超晶格的等离子色散关系。正如文献[9]所述在 CdTe/HgTe 超晶格中, CdTe 层中 Γ_6 带能量高于 Γ_8 带,而在 HgTe 层中则反之,轻子的有效质量在两邻层中符号相反,使在长波极限下形成局部的界面态。如将电子波函数近似用 delta 函数表示,则其一侧是介电常数为 ϵ_a 的 CdTe,另一侧是介电常数为 ϵ_b 的 HgTe。如重空穴波函数也近似用位于两电子层中央的 delta 函数表示,则整个结构正和本节讨论的情形相符合。

以 $m = 2$ 为例

$$\begin{aligned} \cos[k(d_a + d_b)] &= \frac{1}{2} T_r \left[T \left(\frac{d_a}{2}, \epsilon_b, \chi_a \right) \cdot T \left(\frac{d_a}{2}, \epsilon_b, \chi_b \right) \right. \\ &\quad \left. \cdot T \left(\frac{d_a}{2}, \epsilon_a, \chi_a \right) \cdot T \left(\frac{d_a}{2}, \epsilon_a, \chi_b \right) \right] \end{aligned} \quad (27)$$

式中 T 矩阵括号中的三个参量是表示,把(10)式中的 d_a , ϵ_a 和 χ_a , 分别换为括号中的第

一、第二和第三个值。例如(27)式中最后一个矩阵 $T\left(\frac{d_a}{2}, \epsilon_a, \chi_a\right)$ 就是把(10)式中的 d_a 换成 $\frac{d_a}{2}$; $\epsilon_{R_a} = \frac{\epsilon_a}{\epsilon_{l+1}}$ 换成 ϵ_a/ϵ_a (在紧随其后的 T 矩阵中 $\epsilon_{l+1} = \epsilon_a$); χ_a 换成 χ_b 所得的矩阵。(27)式是原胞由一层 CdTe 加一层 HgTe 组成的 II-VI 族超晶格的色散方程。

(IV) 表面等离激元的色散关系:

若把准周期超晶格在原胞内的某一个界面上切开，并在截面左边接上一介电常数为 ϵ_0 的半无限的半导体，就成了准周期的半无限样品。

对第 I 类样品，表层必是电子层，而对第 II 类样品，表层既可是电子层也可是空穴层。由电势及电位移矢量在表面上的连续条件，并注意到表面左侧 $\Phi(r, z) = B_0 e^{iqz} e^{-i\omega t + iq \cdot r}$ ，容易导得表面条件：

$$\frac{\bar{B}_1}{\bar{A}_1} = \frac{\epsilon + \epsilon_0 - 2\chi \cdot \epsilon}{\epsilon - \epsilon_0 + 2\chi \cdot \epsilon} \quad (28)$$

式中 ϵ 是表面右侧第一层的介电常数， χ 是右侧第一层的有效极化率 ($\chi_a = \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2$ 或者 $\chi_b = \left(\frac{\omega_{ph}}{\omega}\right)^2$)

(一) 对第 I 类样品，当 $m = 1, F_1 = 1$ 时，可直接从(18)式得：

$$\begin{cases} [(M_1)_{11} - e^{-kd_a}] A_1 + (M_1)_{12} \cdot B_1 = 0 \\ (M_1)_{21} A_1 + [(M_1)_{22} - e^{-kd_a}] \cdot B_1 = 0 \end{cases}$$

将上面两式相加，再利用(28)式可得：

$$\frac{\epsilon + \epsilon_0 - 2\chi \cdot \epsilon}{\epsilon - \epsilon_0 + 2\chi \cdot \epsilon} = -\frac{1 - \exp[(k - q)d_a]}{1 - \exp[(k + q)d_a]} \quad (29)$$

这正是文献[5]得到的周期的第 I 类超晶格的色散方程。

(二) 当 $m = 2, F_2 = 2$ 时，原胞由一块 A 砖加一块 B 砖组成，前已说明等离激元的体模由(26)式给出，加上表面条件(28)，立即可得文献[6]和[7]的结果。

应该指出，当截面取在原胞内 F_m 个界面位置上时，所得色散关系均不相同，所以表面模色将有千姿百态的变化。特别令人高兴的是文献[4]，[5]所预言的二支表面模式，最近已在实验上初见迹象^[10]。有关表面等离激元的色散关系的计算将另外成文介绍，下面讨论关于无限的准周期超晶格的一些结果。

实验上建议用局域掺杂的方法^[11]，或用分子束外延方法来制备准周期的第 II 类超晶格，用后一种方法制备时又有两种方案，例如用 InAs/GaSb 序列，则当两个 GaSb 层相邻时，可用一个不掺杂的 GaSb 薄层将两个掺杂的 GaSb 层隔开。或者两层间没有分界形成厚为 $2d_b$ 的一层。这两种类型超晶格的计算方法略有不同，在本文中，我们只讨论前一种情形。

当 m 数较大时， X_m 的计算，可用(15)式从 X_{m-1} ， X_{m-2} 和 X_{m-3} 递推而得，这时要利用起始条件

$$X_0 = \frac{1}{2} T_r(T_b) = \cosh(qd_p) - \chi_b \sinh(qd_b) \quad X_1 = \frac{1}{2} T_r(T_a)$$

$$-\cosh(qd_s) - \chi_s \sinh(qd_s)$$

我们用数值法计算了 $\varepsilon_a = \varepsilon_b$; 但 $d_a \neq d_b$, $\chi_a \neq \chi_b$, 代序数 (Number of Generation) $m = 2, 3, 4$ 等情形下, $\chi_s = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$ 的允许值带和禁带的分布。(第 II 类准周期超晶格)。

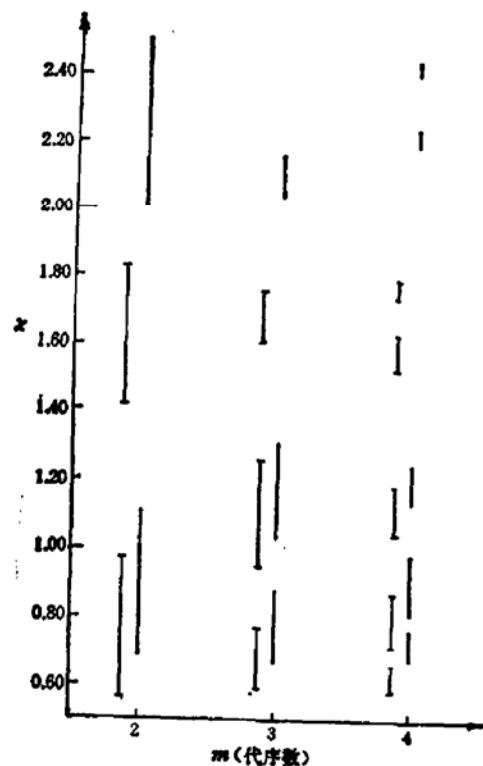


图 1 取图示各参数值时, 对代序数 $m = 2, 3, 4$ 的情形, 算得的 $\chi = \chi_s = \omega_{pe}^2/\omega^2$ 的允许值范围; $\omega_{pe} = \left(\frac{2\pi n_e e^2}{m_e^* n_e} q\right)^{1/2}$; n_e 和 m_e^* 分别是电子面密度和有效质量,

$$\omega_R = \frac{m_e^* n_h}{m_h^* n_e} = 0.6.$$

$$\omega_R = 0.6, \quad qd_b = 1.0, \quad D = 1.618$$

图 1 中绘出了 $qd_b = 1$, $\omega_R = \frac{m_e^* n_h}{m_h^* n_e} = 0.6$; $D = \frac{d_a}{d_b} = \frac{\sqrt{5} + 1}{2}$ 时 $m = 2, 3, 4$ 等值时, $\chi_s = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$ 的允许值范围。为便于对比, 图中同时用工字形长线绘出了第 I 类准周期超晶格^[1]的结果。

和文献[2]相对照, 凡是那里的宽为 d_b 的 B 材料中的电子层, 都换成了第 II 类准周期超晶格的空穴层, 因讨论的是基子带内的集体激发, 因此是重空穴起主要作用, 所以 $\omega_R = \frac{m_e^* n_h}{m_h^* n_e} < 1.0$, 总体看来相当于二维等离子频率的有效值下降了。由(19)式集体激发频率也相应下降, 因之 $\chi_s = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$ 上升, 这是我们的结果比文献[2]的对应值高的原因。

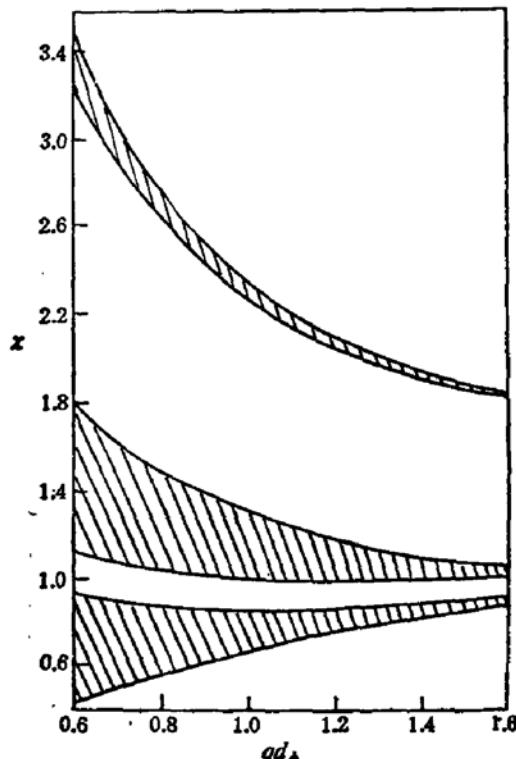


图 2 在图示参数下 $\chi = \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2$ 随 qd_b 而变的曲线, 因 $m = 3$, χ 的允许值组成三个带^[1], 用阴影区表示之。

$$\omega_R = 0.6 \quad D = 0.618$$

图 2 给出了 $m = 3$; $\omega_R = 0.6$; $D = 0.618$ 的情形下 $\chi = \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2$ 随 qd_b 值而变的曲线, χ 的允许值组成了三个带, 用阴影区表示之。

图 3 给出了第 II 类准周期超晶格, $m = 4$, $\omega_R = 0.6$; $D = 1.0$ 的情形下, $\chi = \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2$ 随 qd_b 值而变的曲线, χ 的允许值组成了 $m = 4$ 个带, 用阴影区表示之。

总之, 我们将文献[2]和[8]的方法用于一个更普适的模型, 使计算结果包容了以前一系列工作^[2-7]的结果, 而且得出了适用于第 II 类准周期超晶格和 II-VI 族准周期超晶格的结果。如再加上表面条件, 还可以导出各种情形下集体激发的表面模式。这种模型和数学方法还可推广用于准周期超晶格中声振动模式和能带的计算, 有关的工作正在进行中。

感谢龚昌德教授的指导和支持。

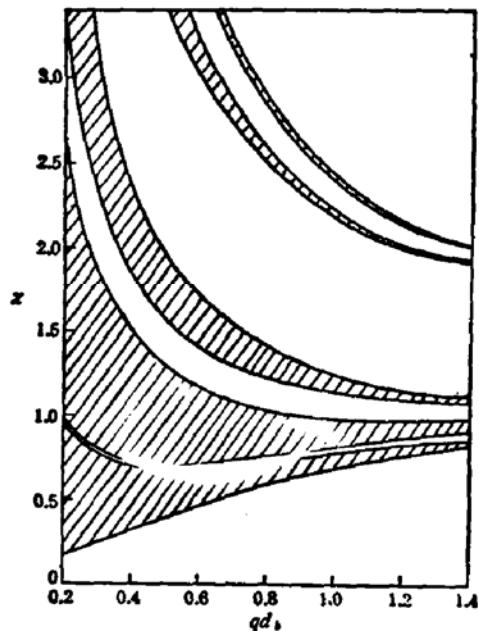


图 3 在图示参数下 $\chi = \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2$ 的允许值组成 $m = 4$ 个带, 如图中阴影区所示。 $\omega_R = 0.6$, $D = 1.0$

参 考 文 献

- [1] R. Merlin, K. Bayema, R. Clarke, F. Y. Juang and P. K. Bhattacharya, *Phys. Rev. Lett.*, 55, 1768 (1985).
- [2] P. Hawrylak and J. J. Quinn, *Phys. Rev. Lett.*, 57, 380 (1986).
- [3] Das Sarma and J. J. Quinn, *Phys. Rev.*, B25, 7603 (1982).
- [4] G. F. Giuliani and J. J. Quinn, *Phys. Rev. Lett.*, 51, 919 (1983).
- [5] G. F. Giuliani, Guoyi Qin and J. J. Quinn, *Surf. Sci.*, 142, 433 (1984).
- [6] Guoyi Qin, G. F. Giuliani and J. J. Quinn, *Phys. Rev.*, B28, 6144 (1983).
- [7] 秦国毅, 半导体学报, 6, 142(1985).
- [8] Mahito Kohmoto, Leo P. Kadanoff and Chao Tang, *Phys. Rev. Lett.*, 50, 1870 (1983); M. Kohmoto, *Phys. Rev. Lett.*, 51, 1198 (1983).
- [9] Y. R. Lin-liu and L. J. Sham, *Surf. Sci.*, 170, 438 (1986).
- [10] G. Fasol, N. Mestres, H. P. Hughes, A. Fischer and K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.*, 56, 2517 (1986).
- [11] K. Ploog and G. H. Dohler, *Advances in Physics* 32, May (1983).

Critical Plasmons of a Quasiperiodic Semiconductor Superlattice

Guoyi Qin

(*Department of Physics, Nanjing University*)

Abstract

Based on a versatile model, plasma excitations of the quasiperiodic semiconductor superlattice are studied through the rational approximation method. An universal condition is obtained. Thus not only a series of results in several references can be reproduced easily, but also the dispersion relations of the second type of quasiperiodic semiconductor superlattice and quasiperiodic superlattice of the II-VI compounds can be determined. A method is suggested to calculate the surface plasma modes of the semi-infinite quasiperiodic superlattice.

KEY WORDS Quasiperiodic superlattice, Fibonacci rule, Plasmon spectrum, Surface plasmon, Transfer-matrix method