# ЭКСИТОННЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ СО СВЕРХРЕШЕТКОЙ

**Ивченко Е. Л., Кособукин В. А.**

Теоретически исследовано распространение экситонных поляритонов в сверхрешетке, которая образована чередующимися слоями диэлектрика и полупроводника с пространственной дисперсией, определяемой конечной трансляционной массой экситона. Выведено дисперсионное уравнение для нормальных световых волн. В длинноволновом приближении найдены компоненты тензора эффективной диэлектрической проницаемости для рассматриваемой среды со сверхрешеткой. Показано, что в спектре поляритонов, распространяющихся перпендикулярно слоям, возникают щели, положение и ширина которых существенно зависят от толщины слоев сверхрешетки. При наклонном распространении сохраняются эффекты пространственной дисперсии и, в частности, существуют добавочные световые волны.

1. *Введение.* В последнее время значительно возрос интерес к задачам о распространении волн в периодических структурах. Это связано с созданием разнообразных новых материалов, в том числе и полупроводниковых [1], для которых характерно периодическое чередование слоев, имеющих различные физические свойства. Такие структуры, получившие название сверхрешеток (СР), обладают во многих отношениях уникальными свойствами, не сводящимися к объемным свойствам компонентов СР. Для теории волн в сверхрешетках новых типов характерно рассмотрение с учетом частотной дисперсии, обусловленной коллективными возбуждениями той или иной физической природы. С этой точки зрения в сверхрешетках изучались спиновые волны [2], плазмоны [3, 4], поляритоны [5, 6].

В данной работе рассматриваются экситонные поляритоны в сверхрешетке, одним из компонентов которой является полупроводник, обладающий не только частотной, но и пространственной дисперсией диэлектрической проницаемости. Помимо практического интереса, связанного с созданием систем указанного типа [1], этот вопрос имеет самостоятельный теоретический интерес. Дело в том, что при учете пространственной дисперсии, т. е. при конечной эффективной массе экситонов, в однородном кристалле существуют добавочные световые волны (см. обзор [7]). Влияние пространственной дисперсии на спектр световых волн в сверхрешетке рассматривалось ранее в [6] в длинноволновом приближении. В отличие от [6] здесь решена задача об энергетическом спектре экситонных поляритонов в полупроводнике со СР с учетом эффектов локального поля и проведено сравнение результатов, полученных при точном рассмотрении и в приближении эффективной среды.

В разделе 2 получено дисперсионное уравнение для экситонных поляритонов в полупроводнике со СР. В разделе 3 рассмотрена диэлектрическая функция системы с учетом эффектов локального поля. Длинноволновой предел проанализирован в разделе 4. Обсуждение результатов проведено в заключительном разделе.

2. *Дисперсионное уравнение.* Выведем дисперсионное уравнение для нормальных световых волн в бесконечной сверхрешетке, составленной из последовательности двойных слоев (рис. 1). Первый слой имеет толщину $a$ и характеризуется постоянной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_d$, второй слой имеет

толщину $b$ и характеризуется изотропной диэлектрической проницаемостью с резонансным экситонным вкладом [7]

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{q}) = \varepsilon_0 \left(1 + \frac{\omega_{LT}}{\omega_0(q) - \omega}\right), \tag{1}$$

$$\omega_0(q) = \omega_0 + (\hbar q^2/2M). \tag{2}$$

Здесь $\omega_0$ — резонансная частота экситона, $\omega_{LT}$ — продольно-поперечное расщепление, $M$ — трансляционная масса экситона, $\varepsilon_0$ — фоновая диэлектрическая проницаемость (в общем случае $\varepsilon_0 \neq \varepsilon_d$).

Учитывая периодический характер сверхрешетки, будем искать решения системы макроскопических уравнений Максвелла в виде блоховских функций, удовлетворяющих следующим свойствам:

$$\mathbf{E}_\mathbf{Q}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_\mathbf{Q}(z)\, e^{i\mathbf{Q}\mathbf{r}_\parallel},$$
$$\mathbf{E}_\mathbf{Q}(z + a + b) = e^{iQ_z(a+b)}\mathbf{E}_\mathbf{Q}(z), \tag{3}$$

где $\mathbf{r}_\parallel$ — составляющая радиуса-вектора $\mathbf{r}$, параллельная границе раздела

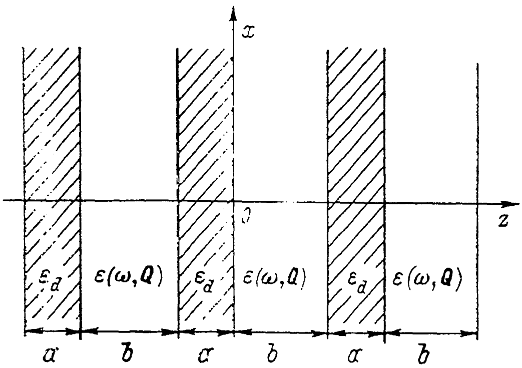


Рис. 1. Чередование слоев в рассматриваемой сверхрешетке.

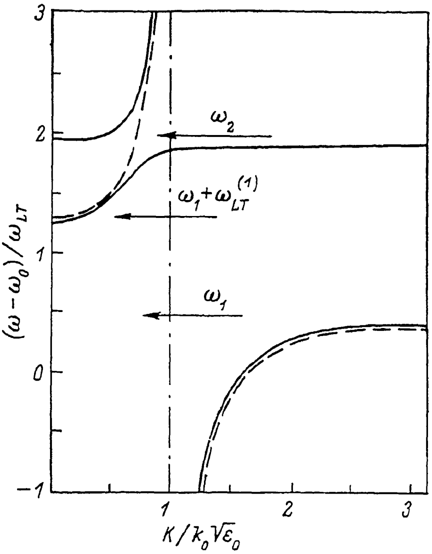


Рис. 2. Дисперсионная кривая для поперечных поляритонов, распространяющихся перпендикулярно слоям полупроводника со сверхрешеткой.

Сплошные линии — расчет по точной формуле (27) при $M/\mu_0=20$, $bk_0\sqrt{\varepsilon_0}=1$; $a/b \ll 1$; штриховые — расчет в длинноволновом приближении [формула (25)].

между слоями: $\mathbf{r}_\parallel = (x, y, 0)$. Удобно компоненты волнового вектора $\mathbf{Q}$ нормальной волны переобозначить в виде $\varkappa_x$, $\varkappa_y$, $K$ соответственно. При этом значения компоненты $Q_z \equiv K$ лежат в первой зоне Бриллюэна: $-\pi/(a+b) < K \leqslant \pi/(a+b)$.

Внутри каждого слоя электрическое поле $\mathbf{E}_\mathbf{Q}(z)$ является суперпозицией плоских волн:

$$\begin{aligned} &\mathbf{E}^+e^{ikz} + \mathbf{E}^-e^{-ikz} \quad \text{при } -a < z < 0, \\ &\sum_{l=1}^{3} (\mathbf{E}_l^+e^{ik_lz} + \mathbf{E}_l^-e^{-ik_lz}) \quad \text{при } 0 < z < b. \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь $k = (n^2k_0^2 - \varkappa^2)^{1/2}$, $n = \sqrt{\varepsilon_d}$, $k_0 = \omega/c$ — волновой вектор света в вакууме, индекс $l$ нумерует ветви поперечных ($l = 1, 2$) и продольных ($l = 3$) нормальных волн в однородной бесконечной среде с диэлектрической проницаемостью (1). Волновой вектор $(\varkappa_x, \varkappa_y, k_l)$ этих волн удовлетворяет дисперсионному уравнению

$$\begin{aligned} &k_l^2 + \varkappa^2 = k_0^2\varepsilon\left(\omega, \sqrt{k_l^2 + \varkappa^2}\right) \quad \text{при } l = 1, 2, \\ &\varepsilon\left(\omega, \sqrt{k_l^2 + \varkappa^2}\right) \quad \text{при } l = 3. \end{aligned} \tag{5}$$

Для световой волны (3) вклад выделенного экситонного резонанса в поляризацию среды $\mathbf{P}_{\mathbf{Q}}(z)$ в области $0<z<b$ связан с амплитудами соотношением

$$4\pi\mathbf{P}_{\mathbf{Q}}(z)=\sum_{l=1,\,2}(n_l^2-\varepsilon_0)\left(\mathbf{E}_l^+e^{ik_lz}+\mathbf{E}_l^-e^{-ik_lz}\right)-\varepsilon_0\left(\mathbf{E}_3^+e^{ik_3z}+\mathbf{E}_3^-e^{-ik_3z}\right), \tag{6}$$

где показатель преломления $n_l=(k_l^2+\varkappa^2)^{1/2}/k_0$. Подстановка полей (4), (6) в максвелловские и дополнительные граничные условия [последние выбираем для определенности в формуле ДГУ Пекара $\mathbf{P}(0)=\mathbf{P}(b)=0$] при $z=0$ и $z=b$ с учетом блоховского характера решений приводит к системе алгебраических уравнений для определения амплитуд $\mathbf{E}^{\pm}$ и $\mathbf{E}_l^{\pm}$. Условие ее разрешимости дает дисперсионное уравнение. Мы приведем здесь дисперсионное уравнение для нормальных волн, поляризованных параллельно границе раздела слоев ($s$-поляризация, или $TE$-мода),

$$\cos K(a+b)=[s_1\tilde{n}_1(\eta_2-1)+s_1\tilde{n}_2(\eta_1-1)]^{-1}\Big\{c\,[c_1s_2\tilde{n}_1(\eta_2-1)+c_2s_1\tilde{n}_2(\eta_1-1)]+$$
$$+s\tilde{n}_1\tilde{n}_2(1-c_1c_2)+ss_1s_2\Big[1-\frac{1}{2}\eta_2[(\tilde{n}_1^2+1)-\frac{1}{2}\eta_1(\tilde{n}_2^2+1)\Big]\Big\}, \tag{7}$$

где

$$\tilde{n}_l=k_l/k,\quad s=\sin ka,\quad c=\cos ka,\quad s_l=\sin k_lb,\quad c_l=\cos k_lb,\quad \eta_1=\eta_2^{-1}=(n_1^2-\varepsilon_0)/(n_2^2-\varepsilon_0).$$

В нерезонансной области частот, удовлетворяющей неравенству $|\omega_0-\omega|>\omega_{LT}$, так что $|n_1/n_2|^2\ll 1$ или $n_2^2/n_1^2\ll 1$, с точностью до членов указанной малости уравнение (7) преобразуется к виду

$$\cos K(a+b)=cc_l-\frac{1}{2}\left(\frac{k_l}{k}+\frac{k}{k_l}\right)ss_l, \tag{8}$$

где $l=1$ при $\omega<\omega_0$ и $l=2$ при $\omega>\omega_L=\omega_0+\omega_{LT}$. Уравнение (8) было получено в [6] для оптической сверхрешетки, состоящей из чередующихся слоев с диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_1(\omega)$ и $\varepsilon_2(\omega)$ без учета пространственной дисперсии.

3. *Материальное уравнение с учетом коротковолновых составляющих электрического поля.* Согласно (3), электрическое поле $\mathbf{E}_{\mathbf{Q}}(\mathbf{r})$ можно разложить в ряд Фурье по «векторам обратной решетки» $G_m=2\pi m/(a+b)$:

$$\mathbf{E}_{\mathbf{Q}}(\mathbf{r})=e^{i(\varkappa\mathbf{r}_\parallel+Kz)}\sum_m\mathbf{E}_{\mathbf{Q}}^{(m)}e^{iG_mz}. \tag{9}$$

В общем случае амплитуда вектора индукции $\mathbf{D}_{\mathbf{Q}}^{(m)}$ связана линейным соотношением со всеми компонентами $\mathbf{E}_{\mathbf{Q}}^{(m')}$:

$$D_{\mathbf{Q},\alpha}^{(m)}=\sum_{m',\,\beta}\varepsilon_{\alpha\beta}^{(m,\,m')}(\omega,\,\mathbf{Q})\,E_{\mathbf{Q},\beta}^{(m')}, \tag{10}$$

где $\alpha,\ \beta=x,\ y,\ z$. Для нахождения тензора $\varepsilon^{(m,m')}$ перепишем уравнение для поляризации $\mathbf{P}_{\mathbf{Q}}(z)$ в области $0<z<b$

$$\left(-\frac{\hbar}{2M}\nabla^2+\omega_0-\omega\right)\mathbf{P}_{\mathbf{Q}}(\mathbf{r})=\frac{\varepsilon_0}{4\pi}\omega_{LT}\mathbf{E}_{\mathbf{Q}}(\mathbf{r}), \tag{11}$$

в эквивалентном виде (см., например, [8])

$$\mathbf{P}_{\mathbf{Q}}(\mathbf{r})=\frac{\varepsilon_0}{4\pi}\omega_{LT}\sum_{j=1}^{\infty}\frac{\psi_j(z)}{\omega_j(\varkappa)-\omega}\int_0^b dz'\psi_j(z')\,\mathbf{E}_{\mathbf{Q}}(\mathbf{r}_\parallel,\ z'). \tag{12}$$

Здесь

$$\omega_j(\varkappa)=\omega_0(\varkappa)+\Omega j^2,$$
$$\omega_0(\varkappa)=\omega_0+\hbar\varkappa^2/(2M),\quad \Omega=\hbar\pi^2/(2Mb^2), \tag{13}$$

$\psi_j(z)$ — собственные функции механического экситона в области $0 < z < b$:

$$\psi_j(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sin\frac{\pi j z}{b} \quad (j = 1,\ 2,\ \ldots). \tag{14}$$

Они удовлетворяют граничным условиям $\psi_j(0) = \psi_j(b) = 0$, соответствующим ДГУ Пекара.

Подставим разложение (9) в (12) и разложим в ряд типа (9) вектор электрической индукции, который при $-a < z < 0$ равен $\varepsilon_d \mathbf{E}_\mathbf{Q}(\mathbf{r})$, а при $0 < z < b$ равен $\varepsilon_0 \mathbf{E}_\mathbf{Q}(\mathbf{r}) + 4\pi \mathbf{P}_\mathbf{Q}(\mathbf{r})$. В результате получим

$$\varepsilon_{\alpha\beta}^{(m,\ m')}(\omega,\ \mathbf{Q}) = \delta_{\alpha\beta}\varepsilon^{(m,\ m')}(\omega,\ \mathbf{Q}),$$

$$\varepsilon^{(m,\ m')}(\omega,\ \mathbf{Q}) = \varepsilon_d \delta_{mm'} + (\varepsilon_0 - \varepsilon_d)\frac{b}{a+b} f(G_{m'-m}b) +$$

$$+ \frac{\varepsilon_0 \omega_{LT}}{a+b} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{I_j^{(m)*}(K)\, I_j^{(m')}(K)}{\omega_j(\varkappa) - \omega}, \tag{15}$$

где

$$I_j^{(m)}(K) = \frac{\pi j}{b}\sqrt{\frac{2}{b}}\,\frac{(-1)^j e^{i(K+G_m)b} - 1}{(K+G_m)^2 - (\pi j/b)^2},$$
$$f(t) = (e^{it} - 1)/(it). \tag{16}$$

4. *Длинноволновый предел.* Уравнение (7) позволяет рассчитать дисперсию $TE$-волн при произвольных значениях частоты $\omega$ и параметров сверхрешетки $a$, $b$, $\varepsilon_d$, $\varepsilon_0$, $\omega_0$, $\omega_{LT}$, $M$. Однако многие важные свойства спектра нормальных световых волн в полупроводнике со СР можно выяснить, не решая точно уравнение (7) с громоздкой правой частью, а используя приближение длинных волн, когда

$$K,\ k,\ |k_2|,\ \sqrt{\varepsilon_0}\, k_0 \ll k_1,\ (a+b)^{-1}, \tag{17}$$

а величина $k_1(a+b)$ порядка единицы.

Удобно ввести величину $\mu_0 = \hbar\varepsilon_0(\omega_0/c)^2/(2\omega_{LT})$, имеющую размерность массы (см. [7]). В полупроводниках для основного экситонного состояния эффективная масса $M$ обычно превышает $\mu_0$ (в полупроводниках $\mathrm{A^{II}B^{VI}}$ $M \gg \mu_0$). Тогда в области частот

$$\sqrt{\frac{M}{\mu_0}}\,\frac{\omega - \omega_0}{\omega_{LT}} \gg 1 \tag{18}$$

неравенства $|k_2|$, $\sqrt{\varepsilon_0}\, k_0 \ll k_1$ в (17) выполнены заведомо, и, кроме того, можно использовать приближенные соотношения

$$n_2^2 - \varepsilon_0 \simeq \frac{\varepsilon_0 \omega_{LT}}{\omega_0 - \omega},\quad n_1^2 \simeq \varepsilon_0 \frac{M}{\mu_0}\,\frac{\omega - \omega_0}{\omega_{LT}}. \tag{19}$$

Анализ длинноволнового предела (17) мы начнем с частного случая волн, распространяющихся по оси $z$ $(\varkappa = 0)$. Разлагая функции $\cos K(a+b)$, $\sin ka$, $\cos ka$, $\sin k_2 b$, $\cos k_2 b$ во втором порядке по малым параметрам $K(a+b)$, $ka$ и $k_2 b$, в наинизшем порядке — по параметру $|k_2|/k_1 \ll 1$, получим дисперсионное уравнение

$$(K/k_0)^2 = \tilde\varepsilon(\omega),$$
$$\tilde\varepsilon(\omega) = \langle\varepsilon\rangle + p(n_2^2 - \varepsilon_0)\left[1 - \frac{\mathrm{tg}\,(k_1 b/2)}{(k_1 b/2)}\right], \tag{20}$$

где $p = b/(a+b)$, $\langle\varepsilon\rangle = \varepsilon_d(1-p) + \varepsilon_0 p$.

Функция $\tilde\varepsilon(\omega)$ совпадает с компонентой $\varepsilon^{(0,\ 0)}(\omega,\ \mathbf{Q}=0)$ тензора (15), которая в рассматриваемом частном случае принимает вид

$$\varepsilon^{(0,\ 0)}(\omega,\ 0) = \langle\varepsilon\rangle + \varepsilon_0 \sum_{N=0}^{\infty} \frac{\omega_{LT}^{(2N+1)}}{\omega_{2N+1}(0) - \omega}, \tag{21}$$

$$\omega_{LT}^{(2N+1)} = \frac{8p}{\pi^2 (2N+1)^2} \omega_{LT}. \tag{22}$$

Чтобы свести (20) к (21), нужно воспользоваться представлением (см. например, [9])

$$\frac{\operatorname{tg} z}{z} = 1 - \frac{8}{\pi^2} \sum_{N=0}^{\infty} \frac{z^2}{(2N+1)^2 \{z^2 - [(2N+1)\pi/2]^2\}} \tag{23}$$

и приближенными соотношениями (19).

При $\varkappa \neq 0$ распространение нормальных световых волн в рассматриваемом приближении описывается тензором эффективной диэлектрической проницаемости $\bar{\varepsilon}$, имеющим две линейно независимые компоненты,

$$\bar{\varepsilon}_{xx} = \bar{\varepsilon}_{yy} = \varepsilon^{(0,\,0)}(\omega,\ \varkappa),$$
$$\bar{\varepsilon}_{zz} = \langle \varepsilon^{-1} \rangle^{-1} \left[ 1 + \sum_{N=0}^{\infty} \frac{\omega_{LT}^{(2N+1)}}{\omega_{2N+1}(\varkappa) - \omega} \right]. \tag{24}$$

Здесь $\langle \varepsilon^{-1} \rangle = (1-p)\varepsilon_d^{-1} + p\varepsilon_0^{-1}$, а $\varepsilon^{(0,\,0)}(\omega,\ \varkappa)$ отличается от $\varepsilon^{(0,\,0)}(\omega,\ 0)$ заменой в (21) частоты $\omega_{2N+1}(0)$ на частоту $\omega_{2N+1}(\varkappa)$. При выводе (24) учтено, что из-за непрерывности при $z=0$ и $z=b$ тангенциальных составляющих электрического поля и нормальной составляющей электрической индукции в длинноволновом приближении компоненты поля $E_x$, $E_y$ в каждом слое совпадают с «макроскопическим» полем, получаемым усреднением по периоду $(a+b)$, а нормальная составляющая поля в слое толщиной $a$ или $b$ отличается от «макроскопического» поля в $(\varepsilon_d \langle \varepsilon^{-1} \rangle)^{-1}$ или $(\varepsilon_0 \langle \varepsilon^{-1} \rangle)^{-1}$ раз соответственно. Отметим, что при ДГУ, отличных от ДГУ Пекара, выражение для $\bar{\varepsilon}_{zz}$ имеет более сложный вид.

5. *Обсуждение результатов.* Для простоты в дальнейшем мы проанализируем случай $\varepsilon_d = \varepsilon_0$. В этом случае все три диагональные компоненты тензора $\bar{\varepsilon}$ совпадают, и в длинноволновом приближении нормальными световыми волнами являются или поперечные волны с **E**, $\mathbf{P} \perp \mathbf{Q}$, или продольные волны с **E**, $\mathbf{P} \parallel \mathbf{Q}$, дисперсионное уравнение для которых имеет соответственно вид

$$(Q/k_0)^2 = \bar{\varepsilon}(\omega,\ \mathbf{Q}) \quad \text{или} \quad \bar{\varepsilon}(\omega,\ \mathbf{Q}) = 0, \tag{25}$$

где

$$\bar{\varepsilon}(\omega,\ \mathbf{Q}) = \varepsilon_0 \left[ 1 + \sum_{N=0}^{\infty} \frac{\omega_{LT}^{(2N+1)}}{\omega_{2N+1} + \dfrac{\hbar Q^2}{2M(\theta)} - \omega} \right], \tag{26}$$

$\omega_{2N+1} = \omega_{2N+1}(0)$, $M(\theta) = M/\sin^2\theta$, $\theta$ — угол между направлением вектора **Q** и осью $z$. Согласно (26), рассматриваемая среда в области частот $\omega_{2N+1}$ характеризуется аномальной дисперсией: вблизи этих частот световая прямая $\omega = cQ/\sqrt{\varepsilon_0}$ пересекается с кривыми дисперсии механического экситона $\omega = \omega_{2N+1} + \hbar Q^2/[2M(\theta)]$ и происходит перестройка спектра с образованием поляритонов, т. е. гибридных возбуждений из объемных фотонов и экситонов, локализованных в слоях толщиной $b$. При наклонном распространении волны эффективная масса $M(\theta)$ конечна, и в рассматриваемой среде со СР, так же как и в однородной среде с пространственной дисперсией, существуют добавочные световые волны. При распространении вдоль слоев, т. е. при $\theta = \pi/2$, $M(\theta) = M$ и эффекты пространственной дисперсии максимальны. При нормальном распространении, когда $\theta = 0$ или $\pi$ и $M(\theta) = \infty$, пространственная дисперсия диэлектрической проницаемости $\bar{\varepsilon}$ исчезает и каждому значению $\omega$ отвечает единственное значение $K$. Отсутствие дополнительных световых волн в этом случае физически объясняется невозможностью «механического» переноса энергии возбуждения вдоль оси $z$, так как слой толщиной $a$ является безэкситонным, а туннелированием экситонов между слоями пренебрегается. Для феноменологического учета процессов релаксации можно в (26) заменить $\omega_{2N+1}$ на $\omega_{2N+1} - i(\Gamma/2)$, где $\Gamma$ — затухание экситонов.

На рис. 2, 3 приведены кривые дисперсии для экситонных поляритонов в полупроводнике со СР для двух значений толщины $b$, при которых $bk_0\sqrt{\varepsilon_0}=1$ и 2 соответственно. Дисперсионные кривые рассчитаны для нормально распространяющихся поляритонов в частном случае $(a/b) \ll 1$, таком, что туннелированием экситонов между слоями можно по-прежнему пренебречь, и применено уравнение (7), в котором можно переходить к пределу $a \to 0$ и оно преобразуется к виду (при $\varepsilon_d=\varepsilon_0$)

$$\cos Kb = \frac{c_1 s_2 n_1 (n_2^2 - \varepsilon_0) - c_2 s_1 n_2 (n_1^2 - \varepsilon_0)}{s_2 n_1 (n_2^2 - \varepsilon_0) - s_1 n_2 (n_1^2 - \varepsilon_0)}. \tag{27}$$

Сравнение дисперсионных кривых, рассчитанных по точной и приближенным формулам, показывает, что при $bk_0\sqrt{\varepsilon_0} \lesssim 1$ можно пользоваться приближением длинных волн. Для приближенного описания спектра в области дипольно запрещенных состояний (14) с $j=2N$ ($N=1, 2, \ldots$) нужно включить в выражение (26) для $\tilde{\varepsilon}$ слагаемые $\varepsilon_0\omega_{LT}^{(2N)}/[\omega_{2N}(\varkappa)-\omega]$, где $\omega_{LT}^{(2N)}=(Kb)^2\omega_{LT}^{(1)}/(4N)^2$. При $bk_0\sqrt{\varepsilon_0} > > 1$ условия приближения длинных волн (17) нарушаются, и расчет энергетического спектра нормальных волн в области продольной частоты $\omega_L$ нужно проводить с использованием точных формул (7) или (27).

До сих пор предполагалось, что толщина слоя $b$ превышает боровский радиус экситона

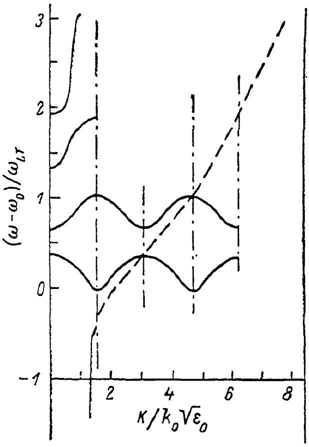


Рис. 3. Дисперсионная кривая для поперечных поляритонов, распространяющихся перпендикулярно слоям полупроводника со сверхрешеткой.

Сплошные линии — расчет по формуле (27) при $M/\mu_0=20$, $bk_0\sqrt{\varepsilon_0}=2$; $a/b \ll 1$ (для удобства две ветви изображены в схеме расширенных зон); штриховая — дисперсионная зависимость экситонных поляритонов ветви 1 в однородной среде с диэлектрической проницаемостью (1). Штрихпунктирные вертикальные прямые $i=1\div4$ указывают значения волнового вектора $K=i\pi/b$, кратные половине вектора обратной решетки $G_1$.

в однородной среде $a_B=\varepsilon_0\hbar^2/\bar{m}e^2$ ($\bar{m}$ — приведенная масса электрона и дырки, образующих экситон). При малой толщине $b$, при которой происходит размерное квантование состояний электронов и дырок, нужно учитывать изменение матричного элемента оптического возбуждения экситона при переходе от трехмерного случая к двумерному. Для нижнего экситонного резонанса в этом случае величина продольно-поперечного расщепления $\omega_{LT}^{(1)}=(8/\pi^2)\,p\omega_{LT}$ в (26) заменяется на величину $\pi^2(a_B/b)\,\omega_{LT}^{(1)}=8\omega_{LT}a_B/(a+b)$, где по-прежнему $\omega_{LT}$ — продольно-поперечное расщепление экситона в однородной среде.

Экспериментально экситонные поляритоны в полупроводниках со СР можно изучать по спектрам оптического пропускания или зеркального отражения, спектрам экситонной люминесценции и резонансного мандельштам-бриллюэновского рассеяния. В частности, в спектре отражения при нормальном падении света должны наблюдаться области остаточных лучей, положение и ширина которых существенно зависят от толщины слоев $a$ и $b$.

В областях остаточных лучей полубесконечной СР с эффективным диэлектрическим тензором (24) возможно существование поверхностных экситонных поляритонов [10]. Для них эффекты пространственной дисперсии будут проявляться в зависимости энергии от двумерного волнового вектора $\varkappa$, лежащего в плоскости слоев СР (поверхность кристалла может быть параллельна или перпендикулярна оси СР).

В заключение отметим, что представляет интерес изучить, каким образом на спектр поляритонов влияют дефекты (отклонения от строгой периодичности) СР. Как и в задаче о плазмонах в полупроводнике со СР [11], дефекты могут быть связаны с нарушением геометрии СР, определяемой параметрами $a$ и $b$, или диэлектрических свойств, заданных функциями (1) и (2).

Авторы благодарны А. В. Селькину и И. Н. Уральцеву за полезное обсуждение работы.

Литература

[1] Силин А. П. Полупроводниковые сверхрешетки. — УФН, 1985, т. 147, в. 3, с. 485—521.
[2] Camley R. E., Rahman T. S., Mills D. L. — Phys. Rev., 1983, v. B27, N 1, p. 261—277.
[3] Camley R. E., Mills D. L. — Phys. Rev., 1984, v. 29, N 4, p. 1695—1706.
[4] Xue D. P., Tsai C. H. — Sol. St. Commun., 1985, v. 56, N 8, p. 651—654.
[5] Shi H., Tsai C. H. — Sol. St. Commun., 1984, v. 52, N 12, p. 953—954.
[6] Agranovich V. M., Kravtsov V. E. — Sol. St. Commun., 1985, v. 55, N 1, p. 85—90.
[7] Ивченко Е. Л. Эффекты пространственной дисперсии в области экситонного резонанса.— В кн.: Экситоны / Под ред. Э. И. Рашбы, М. Д. Стерджа. М., 1985, с. 107—129.
[8] Киселев В. А., Макаренко И. В., Разбирин Б. С., Уральцев И. Н. Размерное квантование экситонов. — ФТТ, 1977, т. 19, в. 8, с. 1348—1355.
[9] Смирнов В. И. Курс высшей математики, т. III. М., 1974.
[10] Поверхностные поляритоны / Под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Миллса. М., 1985. 525 с.
[11] Кособукин В. А. Локальные плазменные колебания в сверхрешетке двумерного электронного газа. — ФТТ, 1986, т. 28, в. 7, с. 1965—1969.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 18.03.1987
Принята к печати 17.04.1987