

# Поверхностные поляритоны в конечной сверхрешетке со смещенным слоем, помещенной в квантующее магнитное поле

Н. Н. Белецкий, Ю. В. Блудов

*Институт радиофизики и электроники НАН Украины,  
Украина, 61085, г. Харьков, ул. Акад. Проскуры, 12  
E-mail: kharkovs@ire.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 18 июня 1999 г., после переработки 16 сентября 1999 г.

Теоретически исследованы поверхностные поляритоны (ПП) в слаборазупорядоченной сверхрешетке, состоящей из конечного числа бесконечно протяженных двумерных электронных слоев (ДЭС), помещенных во внешнее постоянное квантующее магнитное поле, направленное перпендикулярно ДЭС. Фактор заполнения уровней Ландау во всех ДЭС считался одинаковым. Разупорядоченность сверхрешетки состояла в том, что один из внутренних ДЭС был смещен из положения периодичности на некоторую величину  $\Delta$ . Исследованы дисперсионные и энергетические свойства ПП в случае, когда конечная сверхрешетка помещена в однородную диэлектрическую среду. Показано, что в условиях целочисленного квантового эффекта Холла все характеристики ПП являются квантованными величинами. Найдено, что в конечной слаборазупорядоченной сверхрешетке существует локальная мода ПП, свойства которой существенно отличаются от свойств обычных мод ПП в конечной упорядоченной сверхрешетке. Определены условия, при которых фазовая и групповая скорости ПП в конечной ССР могут быть существенно меньше, чем в изолированном ДЭС. Обнаружено, что при учете диссипации в слаборазупорядоченной сверхрешетке возникает новая мода ПП — дополнительный ПП, свойства которого сильно зависят от частоты релаксации импульса электронов  $v$  и величины смещения  $\Delta$ .

Теоретично досліджено поверхневі поляритони (ПП) у слабкорозупорядкованій надгратці, яка складається із скінченні кількості нескінченно протяжних двовимірних електронних шарів (ДЕШ), яких приміщено у зовнішнє постійне квантуюче магнітне поле, що спрямовано перпендикулярно до ДЕШ. Фактор заповнення рівнів Ландау у всіх ДЕШ вважається однаковим. Розупорядкованість надгратки полягає в тому, що один із внутрішніх ДЕШ був змінщений із положення періодичності на деяку величину  $\Delta$ . Досліджено дисперсійні та енергетичні властивості ПП у випадку, коли скінченну надгратку приміщено у однорідне діелектричне середовище. Показано, що в умовах цілочислового квантового ефекту Холла усі характеристики ПП є квантованими величинами. Знайдено, що скінченній слабкорозупорядкованій гратці існує локальна мода ПП, властивості якої суттєво відрізняються від властивостей звичайних мод ПП в кінцевій упорядкованій надгратці. Визначено умови, при яких фазова і групова швидкості ПП у скінченній слабкоупорядкованій надгратці можуть бути суттєво меншими, ніж в ізолюваному ДЕШ. Виявлено, що з урахуванням дисипації в слабкоупорядкованій надгратці виникає нова мода ПП — додатковий ПП, властивості якого сильно залежать від частоти релаксації імпульсу електронів  $v$  та величини зміщення  $\Delta$ .

PACS: 73.20.Mf, 73.40.Hm

## 1. Введение

Поверхностные поляритоны (ПП) в полупроводниках со сверхрешеткой (СР) обладают интересными свойствами. Ранее они исследовались в упорядоченных (периодических) СР: бесконечных [1–4], полубесконечных [5–7] и конечных [8–12]. Внимание исследователей также привле-

кают слаборазупорядоченные СР (ССР), имеющие незначительное нарушение периодичности. Это нарушение может быть вызвано наличием в ССР одного или нескольких слоев, которые имеют либо другую концентрацию носителей заряда («дефектный» слой), либо смещены от положения периодичности на некоторое расстояние  $\Delta$ .

Поверхностные поляритоны изучались в бесконечных [13–16], полубесконечных [17,18] и конечных [16,19–21] ССР. Были рассмотрены ССР с одним «дефектным» слоем [13,15–20], конечная ССР с двумя крайними «дефектными» слоями [21], а также бесконечная ССР с одним слоем, смещенным от положения периодичности [14,15]. В этих работах было показано, что спектр ПП в ССР существенно отличается от спектра ПП в упорядоченных СР. Так, например, в нем существует локальная мода ПП, электромагнитное поле которой локализовано в области нарушения периодичности СР. Эта локальная мода может быть как более высокочастотной, так и более низкочастотной по сравнению с остальными модами ПП в ССР в зависимости от того, имеет ли «дефектный» слой большую (обогащенный слой) или меньшую (обедненный слой) концентрацию электронов по сравнению с остальными слоями. Кроме того, в работах [14,15] показано, что в бесконечной ССР, содержащей один смещенный слой, могут существовать локальные моды ПП, дисперсионные кривые которых расположены вне зоны существования ПП в бесконечной упорядоченной СР.

В настоящей работе изучены ПП в ССР, состоящей из конечного числа двумерных электронных слоев (ДЭС), один из которых смещен от своего положения периодичности на расстояние  $\Delta$ . Показано, что в условиях целочисленного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ) все характеристики ПП в конечной ССР являются квантованными величинами. Обнаружено, что в спектре ПП в ССР появляется локальная мода ПП, электромагнитное поле которой локализовано в области смещенного ДЭС. Найдено, что вблизи циклотронного резонанса (ЦР)  $\omega \sim \Omega$  ( $\Omega = eV/m^*c$  — циклотронная частота электронов;  $V$  — магнитное поле;  $e$ ,  $m^*$  — заряд и эффективная масса электрона;  $c$  — скорость света) групповая скорость ПП с изменением величины магнитного поля испытывает скачки, величина которых определяется постоянной тонкой структуры  $\alpha = e^2/\hbar c$ , межслойным расстоянием  $d$ , смещением  $\Delta$  и величинами диэлектрических проницаемостей сред, которые заполняют и окружают ССР. В работе также показано, что учет диссипации в ССР приводит к появлению новой моды ПП — дополнительного ПП (ДПП), свойства которого существенно определяются частотой релаксации импульса электронов  $\nu$  в ДЭС и величиной  $\Delta$ .

## 2. Дисперсионное уравнение

Рассмотрим СР (рис. 1), состоящую из конечного числа  $M$  бесконечно протяженных ДЭС с факторами заполнения уровней Ландау  $N_m$  ( $N_m = 2\pi l^2 n_m$ ,  $l = (c\hbar/eB)^{1/2}$  — магнитная длина;  $n_m$  — концентрация электронов в  $m$ -м ДЭС,  $m = 0, 1, \dots, M-1$ ), расположенных в плоскостях  $z = z_m$ . Постоянное квантующее магнитное поле  $\mathbf{B}$  направлено перпендикулярно ДЭС вдоль оси  $z$ . Будем считать, что область пространства  $0 < z < z_{M-1}$  заполнена диэлектриком с проницаемостью  $\epsilon$ , а полубесконечные среды  $z < 0$  и  $z > z_{M-1}$  — диэлектриками с проницаемостями  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  соответственно (геометрия  $\epsilon_1 - \epsilon - \epsilon_2$ ).

Решения уравнений Максвелла для  $TM$ - и  $TE$ -волн имеют следующий вид:

$TM$ -волны:

$$0 < z < z_{M-1}$$

$$H_y(k, \omega, z) = B_+^m e^{p(z-z_m)} + B_-^m e^{-p(z-z_m)},$$

$$E_x(k, \omega, z) = -i \frac{cp}{\omega\epsilon} [B_+^m e^{p(z-z_m)} - B_-^m e^{-p(z-z_m)}],$$

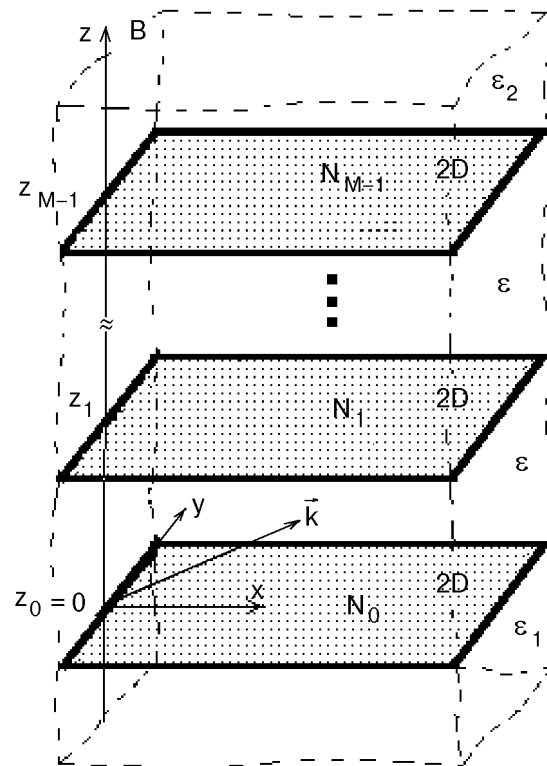


Рис. 1. Сверхрешетка, состоящая из конечного числа ДЭС  $M$ , помещенных в диэлектрическую среду с проницаемостью  $\epsilon$  (при  $0 < z < z_{M-1}$ ),  $\epsilon_1$  (при  $z < 0$ ) и  $\epsilon_2$  (при  $z > z_{M-1}$ ).

$z < 0$

$$H_y(k, \omega, z) = A_1 e^{p_1 z}, \quad E_x(k, \omega, z) = -i \frac{c p_1}{\omega \epsilon_1} A_1 e^{p_1 z},$$

$z > z_{M-1}$

$$H_y(k, \omega, z) = A_2 e^{-p_2(z-z_{M-1})},$$

$$E_x(k, \omega, z) = i \frac{c p_2}{\omega \epsilon_2} A_2 e^{-p_2(z-z_{M-1})};$$

TE-волны:

$0 < z < z_{M-1}$

$$E_y(k, \omega, z) = D_+^m e^{p(z-z_m)} + D_-^m e^{-p(z-z_m)},$$

$$H_x(k, \omega, z) = i \frac{c p}{\omega} [D_+^m e^{p(z-z_m)} + D_-^m e^{-p(z-z_m)}],$$

$z < 0$

$$E_y(k, \omega, z) = C_1 e^{p_1 z}, \quad H_x(k, \omega, z) = i \frac{c p_1}{\omega} C_1 e^{p_1 z},$$

$z > z_{M-1}$

$$E_y(k, \omega, z) = C_2 e^{-p_2(z-z_{M-1})},$$

$$H_x(k, \omega, z) = -i \frac{c p_2}{\omega} C_2 e^{-p_2(z-z_{M-1})},$$

где  $p = \sqrt{k^2 - \omega^2 \epsilon / c^2}$ ;  $p_i = \sqrt{k^2 - \omega^2 \epsilon_i / c^2}$ ;  $i = 1, 2$ ;  $m = 0, 1, \dots, M-2$ .

В качестве граничных условий воспользуемся непрерывностью тангенциальных компонент суммарного электрического поля TE- и TM-волн на границах  $z = z_m$  ( $m = 0, \dots, M-1$ ). Кроме того, будем считать, что на этих границах тангенциальные компоненты их суммарного магнитного поля испытывают скачки, связанные с наличием токов в ДЭС.

Применение указанных выше граничных условий на внутренних границах  $z = z_m$  ( $m = 1, \dots, M-2$ ) дает следующие уравнения для неизвестных  $D_+^m, D_-^m, B_+^m, B_-^m, A_1, A_2, C_1, C_2$ :

$$B_+^m - B_-^m - (B_+^{m-1} e^{p d_m} - B_-^{m-1} e^{-p d_m}) = 0, \quad (1)$$

$$D_+^m + D_-^m - (D_+^{m-1} e^{p d_m} + D_-^{m-1} e^{-p d_m}) = 0, \quad (2)$$

$$D_+^m - D_-^m - (D_+^{m-1} e^{p d_m} - D_-^{m-1} e^{-p d_m}) =$$

$$= -i \frac{4\pi\omega}{c^2 p} \sigma_{yy}^{(m)} (D_+^m + D_-^m) - \frac{4\pi}{\epsilon c} \sigma_{yx}^{(m)} (B_+^m - B_-^m), \quad (3)$$

$$B_+^m + B_-^m - (B_+^{m-1} e^{p d_m} + B_-^{m-1} e^{-p d_m}) =$$

$$= i \frac{4\pi p}{\omega \epsilon} \sigma_{xx}^{(m)} (B_+^m - B_-^m) - \frac{4\pi}{c} \sigma_{xy}^{(m)} (D_+^m + D_-^m). \quad (4)$$

На границе  $z = 0$  имеем следующую систему уравнений:

$$A_1 = \frac{\epsilon_1 p}{p_1 \epsilon} (B_+^0 - B_-^0), \quad C_1 = D_+^0 + D_-^0, \quad (5)$$

$$D_+^0 - D_-^0 - \frac{p_1}{p} C_1 =$$

$$= -i \frac{4\pi\omega}{c^2 p} \sigma_{yy}^{(0)} (D_+^0 + D_-^0) - \frac{4\pi}{\epsilon c} \sigma_{yx}^{(0)} (B_+^0 - B_-^0), \quad (6)$$

$$B_+^0 + B_-^0 - A_1 = i \frac{4\pi p}{\omega \epsilon} \sigma_{xx}^{(0)} (B_+^0 - B_-^0) - \frac{4\pi}{c} \sigma_{xy}^{(0)} (D_+^0 + D_-^0). \quad (7)$$

Наконец, на границе  $z = z_{M-1}$  находим

$$A_2 = -\frac{\epsilon_2 p}{p_2 \epsilon} (B_+^{M-2} e^{p d_{M-1}} - B_-^{M-2} e^{-p d_{M-1}}), \quad (8)$$

$$C_2 = D_+^{M-2} e^{p d_{M-1}} + D_-^{M-2} e^{-p d_{M-1}},$$

$$D_+^{M-2} e^{p d_{M-1}} - D_-^{M-2} e^{-p d_{M-1}} + \frac{p_2}{p} C_2 =$$

$$= i \frac{4\pi\omega}{c^2 p} \sigma_{yy}^{(M-1)} (D_+^{M-2} e^{p d_{M-1}} + D_-^{M-2} e^{-p d_{M-1}}) +$$

$$+ \frac{4\pi}{\epsilon c} \sigma_{yx}^{(M-1)} (B_+^{M-2} e^{p d_{M-1}} - B_-^{M-2} e^{-p d_{M-1}}), \quad (9)$$

$$B_+^{M-2} e^{p d_{M-1}} + B_-^{M-2} e^{-p d_{M-1}} - A_2 =$$

$$= -i \frac{4\pi p}{\omega \epsilon} \sigma_{xx}^{(M-1)} (B_+^{M-2} e^{p d_{M-1}} - B_-^{M-2} e^{-p d_{M-1}}) +$$

$$+ \frac{4\pi}{c} \sigma_{xy}^{(M-1)} (D_+^{M-2} e^{p d_{M-1}} + D_-^{M-2} e^{-p d_{M-1}}), \quad (10)$$

где  $d_m = z_m - z_{m-1}$ .

В уравнениях (3), (4), (6), (7), (9), (10)  $\sigma_{\alpha\beta}^{(m)}(\omega)$  — компоненты тензора проводимости ДЭС ( $\alpha, \beta = x, y$ ), для которых будем использовать выражения, полученные в работах [22,23] в отсутствие пространственной дисперсии ( $kl \ll 1$ ):

$$\begin{aligned}\sigma_{xx}^{(m)}(\omega) &= \sigma_{yy}^{(m)}(\omega) = \frac{e^2}{h} \frac{N_m \gamma}{1 + \gamma^2}, \\ \sigma_{xy}^{(m)}(\omega) &= -\sigma_{yx}^{(m)} = \frac{e^2}{h} \frac{N_m}{1 + \gamma^2}.\end{aligned}\quad (11)$$

Здесь  $\gamma = (\nu - i\omega)/\Omega$ ;  $\nu$  — частота релаксации импульса электронов в ДЭС.

Как известно, линейная однородная система уравнений (1)–(10) имеет решение только в том случае, если ее определитель равен нулю. Таким образом, искомое дисперсионное уравнение, описывающее распространение ПП в конечной СР, может быть записано в виде

$$\begin{vmatrix} G_1 & G_2 & G_3 & G_4 \\ P_1 & P_2 & P_3 & P_4 \\ e^{pd_{M-1}}(1 + \varphi) & e^{-pd_{M-1}}(1 - \varphi) & -2\varepsilon b_{M-1} e^{pd_{M-1}} & -2\varepsilon b_{M-1} e^{-pd_{M-1}} \\ 2b_{M-1} e^{pd_{M-1}} & -2b_{M-1} e^{-pd_{M-1}} & e^{pd_{M-1}}(1 + \psi) & -e^{-pd_{M-1}}(1 - \psi) \end{vmatrix} = 0. \quad (12)$$

Здесь

$$\varphi = \theta_2 + 2a_{M-1}, \quad \psi = \mu_2 - 2s_{M-1},$$

$$G_i = (1 - \theta_1 - 2a_0)F_{1i} + (1 + \theta_1 + 2a_0)F_{2i} + 2\varepsilon b_0(F_{3i} + F_{4i}),$$

$$F_i = 2b_0(F_{2i} - F_{1i}) + (1 - \mu_1 + 2s_0)F_{3i} - (1 + \mu_1 - 2s_0)F_{4i},$$

$$\theta_1 = \frac{\varepsilon_1 p}{p_1 \varepsilon}, \quad \theta_2 = \frac{\varepsilon_2 p}{p_2 \varepsilon}, \quad \mu_1 = \frac{p_1}{p}, \quad \mu_2 = \frac{p_2}{p}, \quad a_m = i \frac{2\pi p}{\omega \varepsilon} \sigma_{xx}^{(m)}, \quad s_m = i \frac{2\pi \omega}{c^2 p} \sigma_{xx}^{(m)}, \quad b_m = \frac{2\pi}{\varepsilon c} \sigma_{xy}^{(m)}.$$

Общая матрица преобразования СР имеет вид  $\hat{F} = \prod_{m=1}^{M-2} \hat{T}_m$ , где

$$\hat{T}_m = \begin{pmatrix} e^{-pd_m}(1 - a_m) & a_m e^{-pd_m} & \varepsilon b_m e^{-pd_m} & \varepsilon b_m e^{-pd_m} \\ -a_m e^{pd_m} & e^{pd_m}(1 + a_m) & \varepsilon b_m e^{pd_m} & \varepsilon b_m e^{pd_m} \\ -b_m e^{-pd_m} & b_m e^{-pd_m} & e^{-pd_m}(1 + s_m) & s_m e^{-pd_m} \\ b_m e^{pd_m} & -b_m e^{pd_m} & -s_m e^{pd_m} & e^{pd_m}(1 - s_m) \end{pmatrix}.$$

В случае, когда СР состоит из двух ДЭС ( $M = 2$ ), внедренных в однородную диэлектрическую среду ( $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$ , геометрия  $\varepsilon - \varepsilon - \varepsilon$ ), дисперсионное уравнение (12) совпадает с дисперсионным уравнением (3.11), полученным в работе [23].

### 3. Численные результаты

Рассмотрим конечную ССР, в которой все ДЭС имеют одинаковые значения факторов заполнения уровней Ландау ( $N_0 = N_1 = \dots = N_{M-1} = N$ ), а один из внутренних ДЭС ( $m = 1, \dots, M-2$ ) смещен относительно положения периодичности на величину  $\Delta$ . Выражение для расстояния  $d_m$  между ДЭС в ССР запишем следующим образом:  $d_m = \Delta(\delta_{m,q} - \delta_{m,q+1}) + d$ . Здесь  $\delta_{m,q}$  — символ

Кroneкера,  $d$  — расстояние между ДЭС в упорядоченной СР,  $q = 1, \dots, M-2$  — номер смещенного ДЭС. В качестве модели ДЭС возьмем гетероструктуру GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с эффективной массой носителей  $m^* = 0,068m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона) и диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon = 12$ .

На рис. 2 приведен спектр ПП (жирные сплошные линии) в конечной ССР с  $M = 5$ ,  $\Gamma = 0$  ( $\Gamma = \nu/\Omega$  — безразмерная частота релаксации импульса электронов),  $\delta = 0,1$  ( $\delta = \Omega d/c$  — безразмерное расстояние между соседними ДЭС в упорядоченной периодической СР),  $\tilde{\Delta} = 0,05$  ( $\tilde{\Delta} = \Omega \Delta/c$  — безразмерное смещение),  $N = 10$  для геометрии  $\varepsilon - \varepsilon - \varepsilon$  в случае, когда  $q = 1$ . По оси ординат отложена безразмерная частота  $\omega/\Omega$ ,

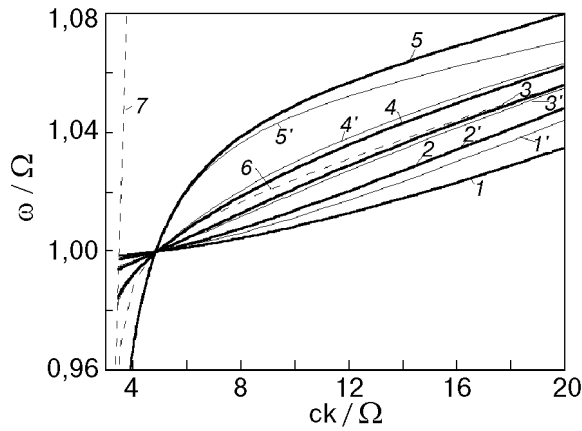


Рис. 2. Спектр ПП в конечной ССР при  $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon = 12$ ,  $N = 10$ ,  $\delta = 0,1$ ,  $\tilde{\Delta} = 0,05$ ,  $\nu = 0$ ,  $M = 5$ ,  $q = 1$ .

а по оси абсцисс — безразмерное волновое число  $ck/\Omega$ . Для сравнения тонкие сплошные линии  $1'-5'$  — дисперсионные кривые, описывающие распространение ПП в упорядоченной СР с  $\delta = 0,1$ , которая имеет такие же параметры, как и рассматриваемая нами ССР. На рис. 2 приведена также дисперсионная кривая  $6$  для ПП в одиночном ДЭС с  $N = 10$ , пунктир  $7$  — световая линия  $\omega = kv_d$  ( $v_d = c/\sqrt{\epsilon}$  — скорость света в диэлектрике, заполняющем ССР).

Как видно на рис. 2, в длинноволновой области спектр ПП в ССР почти не отличается от спектра ПП в упорядоченной СР. Это связано с тем, что при больших длинах волн электромагнитное поле ПП слабо «привязано» к ДЭС и расположение ДЭС в ССР не оказывает существенного влияния на спектр ПП. В то же время в коротковолновой области различие в спектрах ПП в ССР и в упорядоченной СР становится более заметным. При этом дисперсионные кривые  $5$  и  $5'$ , соответствующие ПП с синфазным колебанием электромагнитного поля во всех ДЭС, в длинноволновом пределе ( $k(M-1)d \ll 1$ ) при-

ближаются к дисперсионной кривой ПП в изолированном ДЭС с эффективным фактором заполнения уровней Ландау  $N_{\text{eff}} = MN$ . В области низких частот ( $\omega \ll \Omega$ ) фазовая скорость ПП, соответствующих дисперсионным кривым  $5$  и  $5'$ , практически не отличается от  $v_d$ . Однако в окрестности ЦР фазовая и групповая скорости ПП резко уменьшаются и в области частот  $\omega > \Omega$  они становятся медленными волнами. Отметим, что в рассмотренном нами случае дисперсионная кривая  $5$  располагается в более высокочастотной области по сравнению с дисперсионной кривой  $5'$ . На рис. 2 видно, что ПП, соответствующие дисперсионным кривым  $1-4$  и  $1'-4'$ , характеризуются следующими особенностями. Во-первых, все они существуют только в окрестности ЦР и имеют точку окончания спектра  $p = 0$ , лежащую на световой линии  $7$ . Во-вторых, их групповая скорость существенно меньше, чем групповая скорость ПП, соответствующих дисперсионным кривым  $5$  и  $5'$ . Кроме того, дисперсионная кривая  $1$  (далее будет показано, что она соответствует локальной моде ПП) располагается в более низкочастотной области по сравнению с дисперсионной кривой  $1'$ . Отметим, что в пределе  $dp \rightarrow \infty$ , когда соседние ДЭС не влияют друг на друга, все дисперсионные кривые асимптотически приближаются к дисперсионной кривой ПП в одиночном ДЭС с  $N = 10$  (кривая  $6$ ).

Изучим более детально зависимость спектра ПП от величины смещения ДЭС в ССР. Эта зависимость представлена на рис. 3 при  $M = 5$ ,  $N = 10$ ,  $\delta = 0,1$ ,  $\Gamma = 0$ ,  $ck/\Omega = 10$ ,  $\epsilon = 12$  в случае геометрии  $\epsilon - \epsilon - \epsilon$  для трех вариантов расположения смещенного ДЭС: а)  $q = 1$ , б)  $q = 2$  и в)  $q = 3$ . По оси ординат отложена безразмерная частота  $\omega/\Omega$ , а по оси абсцисс — безразмерное смещение  $\tilde{\Delta} = \Omega\Delta/c$ . Видно, что частота ПП, соответствующих дисперсионной кривой  $1$ , с увеличением значения  $|\tilde{\Delta}|$  уменьшается. Отметим, что по-

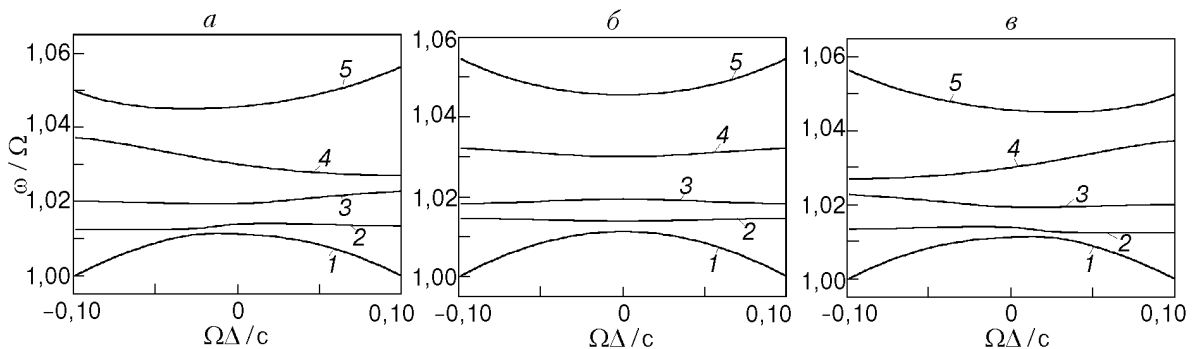


Рис. 3. Зависимость частоты ПП от смещения  $\Delta$  в конечной ССР при  $ck/\Omega = 10$ ,  $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon = 12$ ,  $N = 10$ ,  $\delta = 0,1$ ,  $\nu = 0$ ,  $M = 5$  для трех случаев расположения смещенного ДЭС: а)  $q = 1$ , б)  $q = 2$  и в)  $q = 3$ .

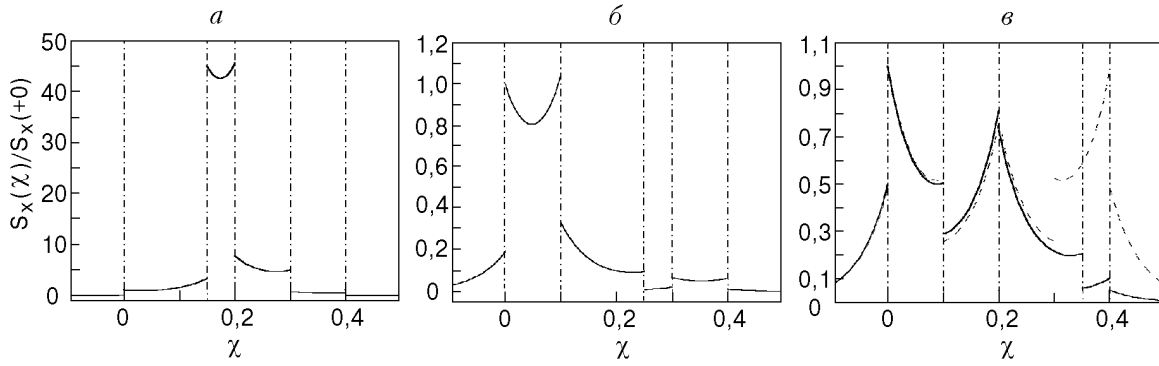


Рис. 4. Распределение  $x$ -компоненты вектора Умова–Пойтинга  $S_x(\chi = \Omega z/c)$  для  $ck/\Omega = 10,0$ ,  $\tilde{\Delta} = 0,05$  и нескольких мод ПП: а –  $q = 1$ ,  $\omega/\Omega = 1,00846$ ; б –  $q = 2$ ,  $\omega/\Omega = 1,01438$ ; в –  $q = 3$ ,  $\omega/\Omega = 1,01976$ .

ведение дисперсионной кривой 1 не зависит от номера смещенного ДЭС (от значения  $q$ ). В то же время свойства ПП, соответствующих дисперсионной кривой 5, сильно зависят от величины  $q$ . Так, при  $q = 2$  частота ПП с ростом значения  $|\tilde{\Delta}|$  монотонно увеличивается. Однако при  $q = 1$  зависимость частоты ПП от величины  $\tilde{\Delta}$  имеет минимум в точке  $\tilde{\Delta} \approx -0,03$ . Для  $q = 3$  этот минимум существует при  $\tilde{\Delta} \approx 0,03$ . В то же время при  $q = 2$  частота ПП (дисперсионные кривые 2–4) слабо зависит от величины  $\tilde{\Delta}$ . Аналогичным образом ведут себя дисперсионные кривые 2 ( $\tilde{\Delta} > 0$ ) и 3 ( $\tilde{\Delta} < 0$ ) при  $q = 1$ . Если  $q = 3$ , то дисперсионные кривые 2 ( $\tilde{\Delta} < 0$ ) и 3 ( $\tilde{\Delta} > 0$ ) также слабо зависят от  $\tilde{\Delta}$ . Отметим, что частота ПП, соответствующих дисперсионной кривой 4, с ростом  $\tilde{\Delta}$  может как уменьшаться (при  $q = 1$ ), так и увеличиваться (при  $q = 3$ ).

Рассмотрим теперь распределение среднего потока энергии электромагнитного поля ПП в конечной ССР. На рис. 4 изображено распределение  $x$ -компоненты вектора Умова–Пойтинга  $S_x(z) = c^2/(8\pi) [\mathbf{E}, \mathbf{H}^*]_x$  для некоторых мод ПП при  $ck/\Omega = 10,0$ ,  $\tilde{\Delta} = 0,05$ : а)  $q = 1$ ,  $\omega/\Omega = 1,00846$ ; б)  $q = 2$ ,  $\omega/\Omega = 1,01438$  и в)  $q = 3$ ,  $\omega/\Omega = 1,01976$ . По оси абсцисс отложено безразмерное расстояние  $\chi = zc/\Omega$ , а по оси ординат – безразмерная  $x$ -компонента вектора Умова–Пойтинга  $S_x(\chi)/S_x(+0)$ . Вертикальными штрих-пунктирными линиями показаны положения ДЭС в ССР. Пунктирная кривая на рис. 4, в представляет собой распределение  $S_x(\chi)/S_x(+0)$  в упорядоченной СР.

Как видно на рис. 4, а, практически весь поток электромагнитной энергии для моды ПП, соответствующей дисперсионной кривой 1 (локальной моды ПП в ССР), сконцентрирован в наименьшем промежутке между ДЭС в ССР. Этим обстоятельством объясняется факт слабой зависимости

частоты локальной моды ПП от номера смещенного ДЭС в ССР. На рис. 3, б, в приведено распределение потока энергии для дисперсионных кривых 2 ( $q = 2$ ) и 3 ( $q = 3$ ), которые совпадают с соответствующими дисперсионными кривыми ПП в упорядоченной СР. Для  $q = 2$  (рис. 4, б) основная часть потока энергии электромагнитного поля ПП локализована в области  $0 < z < d$  (вдали от смещенного ДЭС). По этой причине величина смещения  $\Delta$  не оказывает существенного влияния на спектр моды ПП, соответствующей дисперсионной кривой 2. При  $q = 3$  (рис. 4, в) распределение потока энергии в ССР в области  $z < 3d$  практически совпадает с распределением потока энергии в упорядоченной СР. Отметим, что в области  $z > 3d$  величина  $S_x/S_x(+0)$  в упорядоченной СР превышает величину  $S_x/S_x(+0)$  в ССР. При этом, однако, основная часть потока энергии электромагнитного поля ПП в ССР сконцентрирована в области  $z < 3d$  и величина смещения  $\Delta$  почти не влияет на спектр данной моды ПП.

Исследуем теперь влияние диссипации в ДЭС на дисперсионные свойства ПП. Будем считать, что волновое число  $k$  является вещественной величиной, а частота – комплексной ( $\omega = \omega' + i\omega''$ ). В этом случае переменная  $p = p' + ip''$  также становится комплексной величиной и условие существования ПП  $\text{Re } p = p' > 0$  выполняется для любых значений  $k$  (в том числе и для  $k = 0$ ). На рис. 5 изображена зависимость безразмерных частоты  $\omega'(k)/\Omega$  (сплошные линии) и затухания  $\omega''(k)/\Omega$  (штриховые линии) ПП от безразмерного волнового числа  $ck/\Omega$  в конечной ССР с  $M = 5$ ,  $N = 10$ ,  $\delta = 0,1$ ,  $\tilde{\Delta} = 0,05$ ,  $\epsilon = 12$  для геометрии  $\epsilon - \epsilon - \epsilon$  при  $q = 1$  и двух значениях безразмерной частоты релаксации импульса электронов  $\Gamma$ : а)  $\Gamma = 0,1$  и б)  $\Gamma = 0,2$ .

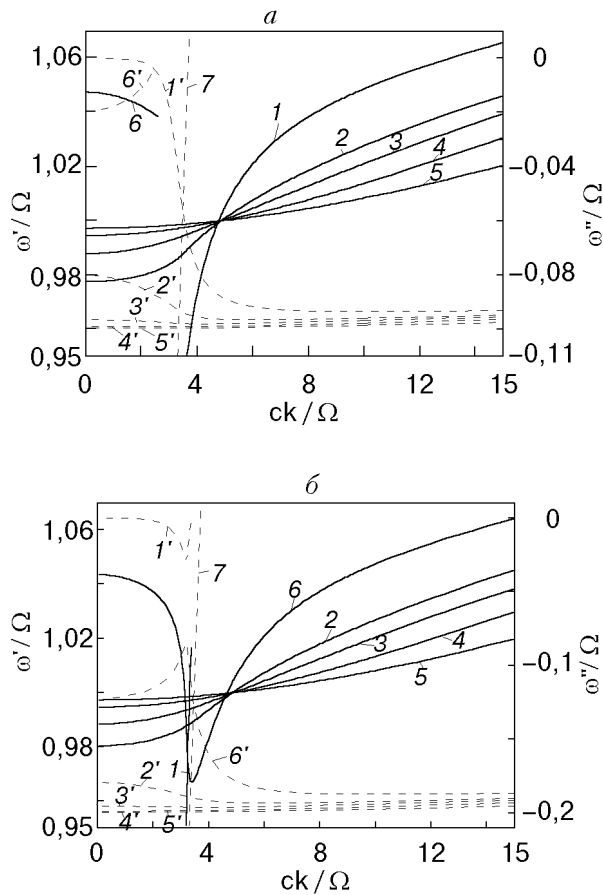


Рис. 5. Спектр ПП в конечной ССР при  $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon = 12$ ,  $N = 10$ ,  $\delta = 0,1$ ,  $\tilde{\Delta} = 0,05$ ,  $M = 5$ ,  $q = 1$  для случаев  $\Gamma = 0,1$  (а),  $\Gamma = 0,2$  (б).

На рис. 5,а видно, что при наличии диссипации в ДЭС в спектре ПП наряду с обычными модами (дисперсионные кривые 1–5), существующими в ССР и в отсутствие диссипации, появляется дополнительный ПП (ДПП), соответствующий дисперсионной кривой 6. Существование ДПП при учете диссипации в ДЭС объясняется следующим обстоятельством. В случае, когда  $\Gamma = 0$ , в ССР могут существовать два типа поляритонов: поверхностные поляритоны (рассмотренные нами выше), существующие при условии  $p^2 > 0$ , и объемные поляритоны, существующие при условии  $p^2 < 0$ . При учете диссипации, когда  $\Gamma \neq 0$ , переменная  $p$  становится комплексной величиной и, таким образом, существующие в ССР поляритоны не являются ни чисто поверхностными, ни чисто объемными. Дополнительный ПП является «квазиповерхностным» поляритоном, который «привязывается» к ДЭС благодаря наличию диссипации. Его электромагнитное поле слабо «привязано» к ДЭС и при отсутствии диссипации он представлял бы собой объемный поляритон.

Следует отметить, что ДПП существует только слева от световой линии  $\omega' = ck/\sqrt{\epsilon}$  (пунктир 7). При этом ДПП имеет точку окончания спектра, определяемую из условия  $p' = 0$ . Отметим, что во всей области существования ДПП его электромагнитное поле слабо «привязано» к ДЭС, так как  $p' \ll p''$ . В точке окончания спектра  $p' = 0$  электромагнитное поле ДПП становится делокализованным. В то же время электромагнитное поле обычных ПП сильно «привязано» к ДЭС, так как для них  $p' \gg p''$ . Однако слева от световой линии электромагнитное поле обычных ПП также становится слабо «привязанным» к ДЭС.

Остановимся более подробно на затухании обычных ПП (кривые 1'–5'). Во-первых, в окрестности ЦР затухание моды 1 (кривая 1') резко увеличивается и достигает величины порядка  $\Gamma$ . Во-вторых, затухание, соответствующее дисперсионным кривым 2–5, для всех значений волновых чисел практически постоянно и приблизительно равно  $\Gamma$ . В то же время затухание ДПП (дисперсионная кривая 6') постепенно уменьшается с ростом  $k$  и в точке окончания спектра ДПП  $p' = 0$  обращается в нуль.

С ростом величины  $\Gamma$  спектр ПП в ССР существенным образом перестраивается (рис. 5,б). Так, например, самая быстрая мода ПП распадается на две ветви. Одна из них (дисперсионная кривая 1) практически совпадает со световой линией и имеет точку окончания спектра  $p' = 0$ . Вторая ветвь ПП в окрестности ЦР сливается с ДПП, образуя непрерывную дисперсионную кривую 6. Эта дисперсионная кривая возле световой линии имеет минимум. При этом затухание самой быстрой моды ПП в окрестности ЦР резко увеличивается (кривая 1' трансформируется в кривую 6') и становится приблизительно равным  $\Gamma$ . При дальнейшем росте  $\Gamma$  точка окончания спектра  $p' = 0$  для дисперсионной кривой 1 смещается в

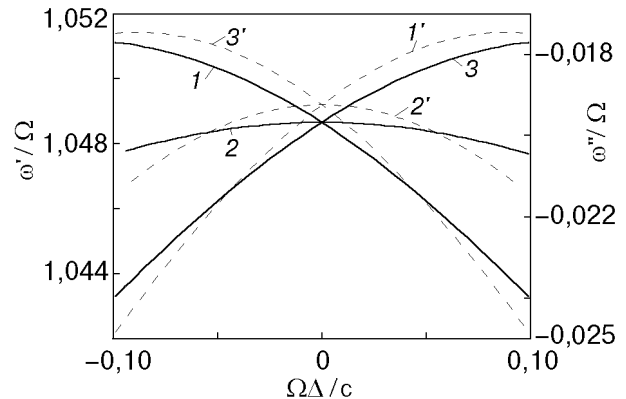


Рис. 6. Зависимость частоты ДПП от смещения  $\Delta$  в конечной ССР при  $ck/\Omega = 1,0$ ,  $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon = 12$ ,  $N = 10$ ,  $\delta = 0,1$ ,  $\Gamma = 0,1$ ,  $M = 5$ .

более низкочастотную область, а минимум на дисперсионной кривой  $b$ , образованной слиянием ДПП и медленной части самой быстрой моды, становится более пологим.

Рассмотрим более подробно, как изменяется спектр и затухание ДПП при изменении величины смещения ДЭС (при постоянном волновом числе  $k$ ). На рис. 6 данная зависимость приведена для случая, когда  $ck/\Omega = 1,0$ ,  $N = 10$ ,  $\delta = 0,1$ ,  $\epsilon = 12$ ,  $\Gamma = 0,1$ , и трех значений  $q$ : 1 (кривые 1 и 1'), 2 (кривые 2 и 2') и 3 (кривые 3 и 3'). При  $q = 1$  частота ДПП (сплошная линия 1) с ростом  $\Delta$  монотонно уменьшается, а затухание (штриховая линия 1') имеет минимум при  $\tilde{\Delta} \approx 0,875$ . В то же время при  $q = 3$  частота ДПП (кривая 3) с ростом  $\Delta$  увеличивается, а минимум кривой затухания 3' расположен при  $\tilde{\Delta} = -0,875$ . Отметим, что при  $q = 2$  зависимости частоты и затухания ДПП имеют качественно иной характер: с ростом величины  $|\Delta|$  частота ДПП уменьшается, а затухание увеличивается.

Подчеркнем, что все описанные выше характеристики ПП в конечной ССР являются квантованными величинами, так как зависимость  $N(B)$  в условиях ЦКЭХ является скачкообразной функцией магнитного поля. В силу этого групповая скорость ПП испытывает скачки, величина которых определяется постоянной тонкой структуры  $\alpha$ , диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon$ ,  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ , а также межслойным расстоянием  $d$  и смещением  $\Delta$ .

#### 4. Заключение

Таким образом, свойства ПП в конечной ССР в условиях целочисленного квантового эффекта Холла характеризуются следующими особенностями. Во-первых, все дисперсионные и энергетические характеристики ПП являются квантованными величинами. Во-вторых, в окрестности циклотронного резонанса фазовая скорость ПП резко уменьшается, а групповая скорость ПП с изменением магнитного поля изменяется скачкообразно. Величина скачков групповой скорости ПП определяется постоянной тонкой структуры  $\alpha$ , величинами диэлектрических постоянных слабоупорядоченной сверхрешетки, межслойным расстоянием  $d$  и смещением  $\Delta$ . В-третьих, в спектре ПП существует локальная мода, электромагнитное поле которой локализовано в промежутке между смещенным ДЭС и ближайшим к нему ДЭС. При этом чем больше величина смещения ДЭС, тем меньше величины фазовой и групповой скоростей локальной моды ПП в слабоупорядоченной сверхрешетке.

При учете диссипации в ССР возникает новый дополнительный ПП. Свойства ДПП сильно зависят от величины  $\Gamma$  и смещения  $\Delta$ . Дисперсионные кривые ДПП располагаются слева от световой линии и имеют точку окончания спектра, в которой их поле становится делокализованным. С ростом  $\Gamma$  дисперсионная кривая ДПП сливается с самой быстрой модой обычных ПП. Кроме того, свойства ДПП сильно зависят от положения смещенного ДЭС в слабоупорядоченной сверхрешетке. При этом чем меньше расстояние между крайним ДЭС в слабоупорядоченной сверхрешетке и соседним с ним ДЭС, тем выше частота ДПП и тем больше величина его затухания.

В заключение отметим, что фазовая и групповая скорости ПП в конечных слабоупорядоченных сверхрешетках на частотах порядка и выше частоты циклотронного резонанса являются малыми и это обстоятельство может быть использовано для создания различных устройств современной наноэлектроники. Например, малость фазовой скорости ПП (особенно локальной моды ПП) может быть использована для усиления электромагнитных волн в полупроводниковых структурах путем передачи им энергии пучка заряженных частиц (по принципу лампы бегущей волны). Кроме того, величина затухания и особенности спектра ДПП могут быть использованы для экспериментального определения частоты релаксации импульса электронов в ДЭС и величины фактора заполнения уровней Ландау.

1. С. А. Корж, А. М. Косевич, *ФНТ* **7**, 1382 (1981).
2. A. Fetter, *Ann. Phys. (New York)* **81**, 367 (1973), *ibid.* **88**, 1 (1974).
3. S. Das Sarma and J. J. Quinn, *Phys. Rev.* **B25**, 7603 (1982).
4. W. L. Bloss and E. M. Brody, *Solid State Commun.* **43**, 523 (1982).
5. G. F. Giuliani and J. J. Quinn, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 919 (1983).
6. R. E. Camley and D. L. Mills, *Phys. Rev.* **B29**, 1695 (1984).
7. R. F. Wallis, R. Szenics, J. J. Quinn, and G. F. Giuliani, *Phys. Rev.* **B36**, 1218 (1987).
8. J. K. Jain, and P. B. Allen, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 947 (1985).
9. B. L. Johnson, J. T. Weiler, and R. E. Camley, *Phys. Rev.* **B32**, 6544 (1985).
10. E. L. Albuquerque, P. Fulco, G. A. Farias, M. M. Auto, and D. R. Tilley, *Phys. Rev.* **B43**, 2032 (1991).
11. B. L. Johnson and R. E. Camley, *Phys. Rev.* **B38**, 3311 (1988).
12. M. S. Kushwaha, *Phys. Rev.* **B36**, 4807 (1987).
13. W. L. Bloss, *J. Appl. Phys.* **69**, 3068 (1991).
14. W. L. Bloss, *Phys. Rev.* **B44**, 1105 (1991).
15. В. А. Кособукин, *ФТТ* **28**, 1964 (1986).
16. В. М. Гвоздиков, *ФНТ* **16**, 1156 (1990).



17. P. Hawrylak and J. J. Quinn, *Solid State Commun.* **59**, 781 (1986).
18. E. L. Albuquerque, *Solid State Commun.* **91**, 251 (1994).
19. J. K. Jain and S. Das Sarma, *Phys. Rev.* **B35**, 918 (1987).
20. H. K. Sy and T. C. Chua, *Physica Status Solidi* **176**, 131 (1993).
21. H. K. Sy and T. C. Chua, *Phys. Lett.* **A169**, 99 (1994).
22. I. E. Aronov and N. N. Beletskii, *J. Phys. : Condens. Matter* **8**, 4919 (1996).
23. I. E. Aronov, N. N. Beletskii, G. P. Berman, and A. R. Bishop, *Phys. Rev.* **B56**, 10392 (1997).

### Surface polaritons in a shifted-lauer finite superlattice placed in quantizing magnetic field

N. N. Beletskii and Yu. V. Bludov

Surface polaritons (SP) in a weakly disordered superlattice are investigated theoretically. The superlattice is composed of a finite number of infinitely extended two-dimensional electron systems (2DES) placed in an external constant quantizing

magnetic field normal to the 2DES. The Landau-level filling factor is considered to be equal in all 2DES. The weak disorder consisted in that one of the inner 2DES was shifted from the position of periodicity by a distance  $\Delta$ . The dispersion and energy characteristics of the SP are investigated for the finite weakly disordered superlattice placed in a uniform dielectric medium. It is shown that for the integer quantum Hall effect all the characteristics of the SP are quantized. It is found that in the finite weakly disordered superlattice there exists a SP local mode the properties of which differ considerably from those of the SP usual modes in a finite ordered superlattice. Conditions are determined under which the SP phase and group velocities in the finite weakly disordered superlattice are considerably less than the SP phase and group velocities in an isolated 2DES. Allowance for dissipation in the 2DES is found to involve a new mode of SP (an additional SP) the properties of which depend strongly upon the momentum relaxation frequency of electrons  $\nu$  and the shift  $\Delta$ .