

# Оптическое поглощение в нанотрубке со спиральной симметрией при продольной поляризации излучения

© А.А. Григорькин, С.М. Дунаевский

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Российской академии наук, Гатчина, Ленинградская обл., Россия

E-mail: dunaevsk@mail.pnpi.spb.ru

(Поступила в Редакцию 14 апреля 2008 г.)

Рассмотрены поглощение линейно поляризованного излучения и магнитоиндуцированный фотогальванический эффект для модели нанотрубки, спиральная симметрия которой обусловлена протяженным  $\delta$ -потенциалом. Плоскость поляризации излучения ориентирована вдоль оси трубки. Получены аналитические выражения для стационарного тока, возникающего при поглощении линейно поляризованного излучения как малой, так и большой интенсивности.

PACS: 78.67.Lt, 78.67.Ch

## 1. Введение

Исследование эффектов, связанных с поглощением высокочастотного электромагнитного излучения, является одним из основных методов изучения электронных свойств квантовых наноструктур.

Особое внимание в последние годы привлекают углеродные нанотрубки [1–3] и цилиндрические структуры, получаемые при сворачивании слоев напряженного GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As [4–6], которые часто обладают спиральной симметрией. Как известно, в структурах, не имеющих центра инверсии, поглощение излучения сопровождается рядом интересных эффектов, таких как вращение плоскости поляризации излучения [7], эффект Керра [8], циркулярный фотогальванический эффект [9–11].

Внешнее магнитное поле нарушает инвариантность относительно обращения времени, вследствие чего в наноструктуре, не имеющей центра симметрии, возникает асимметричный электронный спектр  $E(k) \neq E(-k)$  [12], что в свою очередь приводит к появлению ряда магнитоиндуцированных эффектов. В частности, это может выражаться, например, в появлении особенностей вольт-амперных характеристик [13] и линейного фотогальванического эффекта [14,15].

В настоящей работе мы рассматриваем поглощение линейно поляризованного излучения  $2D$ -электронным газом на поверхности нанотрубки и возникающий при этом фотогальванический эффект (ФГЭ). Предполагаем, что система находится во внешнем продольном магнитном поле. Спиральная симметрия трубки моделируется протяженным спиральным  $\delta$ -дефектом [16]. При бесконечной амплитуде барьера переход электрона через него становится невозможным, и данная модель переходит в модель спиральной ленты, которая может быть использована для описания уже реализованных в эксперименте квазидвумерных структур [4].

## 2. Модель трубки

Модель нанотрубки представляет собой цилиндр с бесконечно тонкими стенками с навитым на его поверхность протяженным спиральным  $\delta$ -потенциалом амплитуды  $V_0$  и периодом  $T_z$  по оси цилиндра.

Одноэлектронный гамильтониан данной системы в цилиндрических координатах имеет вид

$$H = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left( -\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{1}{R^2} \left( \frac{\partial}{i\partial\varphi} + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2 \right) + V_0\delta(\varphi - \alpha z). \quad (1)$$

Здесь  $m^*$  — эффективная масса электрона,  $|\alpha| = 2\pi/T_z$ , знак  $\alpha$  определяется направлением закручивания спирали.

Спектр гамильтониана (1), найденный в [16], имеет вид

$$E_{mk} = \varepsilon^* \left( \gamma \left( \frac{k}{\alpha} + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2 + \frac{\alpha^2 R^2}{\gamma} \frac{\Delta_m^2}{4} \right). \quad (2)$$

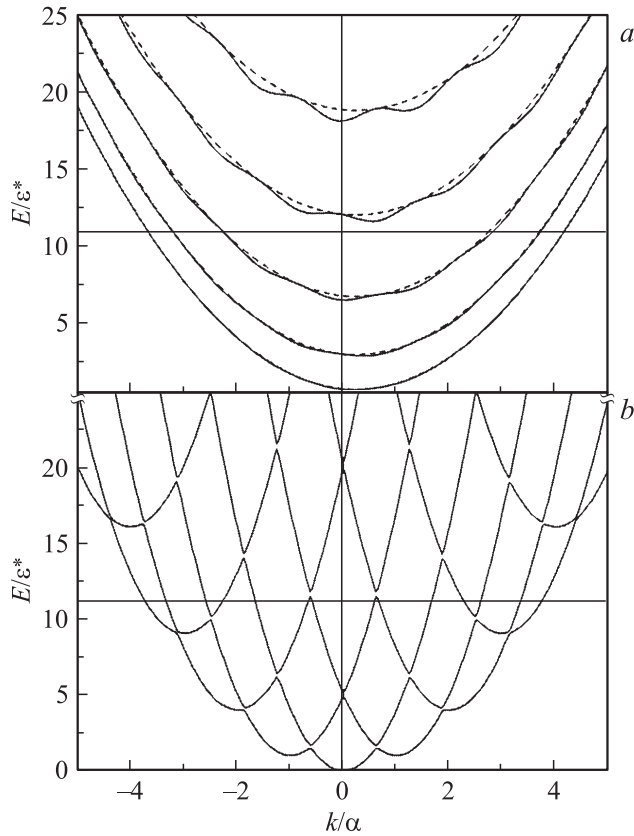
Здесь  $\varepsilon^* = \frac{\hbar^2}{2m^*R^2}$ ,  $k$  — собственное число оператора импульса движения по спирали,  $\gamma = \frac{\alpha^2 R^2}{1+\alpha^2 R^2}$ . Индекс  $m = 1, 2, \dots$  нумерует энергетические подзоны,  $\Phi$  — магнитный поток через сечение цилиндра,  $\Phi_0 = ch/e$  — квант потока. Числа  $\Delta_m$  являются осциллирующими функциями  $k$  и магнитного потока и в общем случае получаются как решение трансцендентного уравнения [16]. При  $V_0 > \varepsilon^*$  для  $\Delta_m$  на низких подзонах спектра можно пользоваться выражением

$$\Delta_m \simeq m \left( 1 - \frac{1}{4V} \right) + m \frac{1}{4V} \cos(\pi S + \pi m). \quad (3)$$

Здесь  $V = V_0/\varepsilon^*$ ,

$$S = 2\gamma \left( \frac{k}{\alpha} + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) - 2 \frac{\Phi}{\Phi_0}. \quad (4)$$

Использование аппроксимации (2) для подзоны с номером  $m$  возможно для низких подзон с номерами  $m < [V]$ ,



**Рис. 1.** Электронный спектр трубки. *a* —  $\alpha R = \sqrt{2}$ ,  $V = 30$ ,  $\Phi/\Phi_0 = 0.35$ , штриховые линии соответствуют спиральной ленте при  $V = \infty$ . *b* —  $\alpha R = 2$ ,  $V = 0.15$ ,  $\Phi/\Phi_0 = 0$ . Горизонтальная линия соответствует уровню Ферми  $E_F = 11\epsilon^*$ .

где квадратные скобки обозначают целую часть числа. Как видно из (1)–(3), при потоке, не равном целому или полужелому числу квантов, спектр имеет асимметричный по  $k$  вид (рис. 1, *a*).

Волновая функция электрона, соответствующая состоянию  $(k, m)$ , в цилиндрических координатах имеет блоховский вид

$$\psi_{km} = e^{ikz} u_{k,m}(\phi). \quad (5)$$

Периодическая часть волновой функции с точностью до нормирующего множителя определяется выражением

$$u_{km}(\phi) = e^{\frac{i}{2}(S-\Delta_m)\phi} - e^{-i\pi\Delta_m} B_{km} e^{\frac{i}{2}(S+\Delta_m)\phi}, \quad (6)$$

где

$$B_{km} = \frac{\sin\left(\pi \frac{S-\Delta_m}{2}\right)}{\left(\pi \frac{S+\Delta_m}{2}\right)}. \quad (7)$$

Аргумент  $\phi$  в  $n$ -й „элементарной ячейке“, т.е. при  $2\pi(n-1) < z/\alpha < 2\pi n$ , имеет вид

$$\phi = \begin{cases} \varphi - \alpha z + 2\pi n, & 0 < \varphi < \alpha z - 2\pi(n-1), \\ \varphi - \alpha z + 2\pi(n-1), & 2\pi > \varphi > \alpha z - 2\pi(n-1). \end{cases}$$

### 3. Оптическое поглощение

Рассмотрим падение на боковую поверхность трубки линейно поляризованной электромагнитной волны. В настоящей работе мы ограничились рассмотрением ситуации, когда плоскость поляризации излучения ориентирована вдоль оси цилиндра и электрическое поле волны имеет вид

$$E_z + E_0 e^{-i\omega t} + E_0 e^{i\omega t}. \quad (9)$$

В линейном по полю приближении соответствующий оператор возмущения имеет вид

$$\hat{H}' = \hat{H}_1 e^{-i\omega t} + \hat{H}_1^* e^{i\omega t}, \quad (10)$$

где

$$\hat{H}_1 = \frac{eE_0}{im^*\omega} \hat{p}. \quad (11)$$

Здесь  $\hat{p}$  — импульс электрона вдоль оси  $z$  цилиндра.

Недиагональный матричный элемент оператора импульса между состояниями  $(k, m)$  и  $(k', n)$  после несложных, но довольно громоздких преобразований можно представить в виде

$$p_{kk'mn} = \delta_{k'k} e^{i\pi \frac{\Delta_n - \Delta_m}{2}} \chi_{kmn}, \quad (12)$$

где

$$\chi_{kmn} = \frac{4\alpha\hbar}{\sqrt{N_{km}N_{kn}}} \sin(\pi S) \frac{\sin\left(\pi \frac{\Delta_m - \Delta_n}{2}\right) \sin\left(\pi \frac{\Delta_m - \Delta_n}{2}\right)}{\sin\left(\pi \frac{S+\Delta_n}{2}\right) \sin\left(\pi \frac{S+\Delta_m}{2}\right)} \times \frac{\Delta_m \Delta_n}{(\Delta_m + \Delta_n)(\Delta_m - \Delta_n)}. \quad (13)$$

Здесь  $N_{km}$  имеет вид

$$N_{km} = 2\pi(1 + B_{km}^2) - 4B_{km} \frac{\sin(\pi\Delta_m)}{\Delta_m}. \quad (14)$$

Предельному случаю спиральной ленты соответствует  $V = \infty$ . При этом  $\Delta_m = m$ , матричный элемент импульса (13) на ленте не зависит от  $k$  и отличен от нуля только при условии, что номера зон  $m$  и  $n$  являются числами разной четности,

$$p_{mn}^{\text{Ribb}} = i\hbar\delta_{k'k} \frac{2\alpha}{\pi} \frac{mn}{(n-m)(n+m)}. \quad (15)$$

Как следует из (13),  $z$ -поляризованное излучение вызывает вертикальные переходы электронов между подзонами размерного квантования.

Поглощаемая на единице длины трубки мощность электромагнитной волны определяется выражением

$$W = \frac{1}{L} \mathbf{E}(t) \mathbf{J}(t), \quad (16)$$

где  $L$  — длина трубки,  $J$  — возбуждаемый электрический ток, а черта над скалярным произведением означает усреднение по времени. Для вычисления  $W$  используется

подход, аналогичный предложенному в работах [11,17], в котором поле волны включается адиабатически, а декремент его нарастания  $\delta$  отождествляется с обратным временем релаксации импульса электрона:  $\delta \rightarrow 1/2\tau$ . В том приближении парциальная мощность  $W_{mn}$ , соответствующая поглощению при переходах электронов из подзоны  $m$  в подзону  $n$ , определяется выражением

$$W_{mn} = \frac{4e^2 E_0^2}{\pi m^* \omega \hbar} \int dk (f_F(E_{km}) - f_F(E_{kn})) |p_{kmn}|^2 \times \frac{(1/2\tau)}{\xi_{nm}^2 + (1/2\tau)^2}, \quad (17)$$

где  $f_F(E)$  — функция Ферми; а расстройка от резонанса

$$\xi_{nm}(k) = (E_{kn} - E_{km})/\hbar - \omega. \quad (18)$$

Поглощаемая мощность (16) является суммой парциальных мощностей  $W_{mn}$

$$W = \sum_{m,n} W_{mn}. \quad (19)$$

При  $T = 0$  и  $V = \infty$  интеграл в (17) легко берется, и  $W_{mn}(\omega)$  спиральной ленты определяется выражением

$$W_{mn}^{\text{Ribbon}}(\omega) = W_0 \frac{2^2 \omega_0^2 |\alpha R|^3}{\omega \pi^3} \left( \frac{mn}{m^2 - n^2} \right)^2 \times \frac{(1/2\tau)}{(\omega_{nm} - \omega)^2 + (1/2\tau)^2} (K_m - K_n). \quad (20)$$

Здесь  $W_0 = 8e^2 E_0^2 R/\hbar$ ;  $\omega_{nm}$  соответствует расстоянию между параболой спектра спиральной ленты

$$\omega_{nm} = \omega_0 \frac{\alpha^2 R^2}{4\gamma} (n^2 - m^2), \quad (21)$$

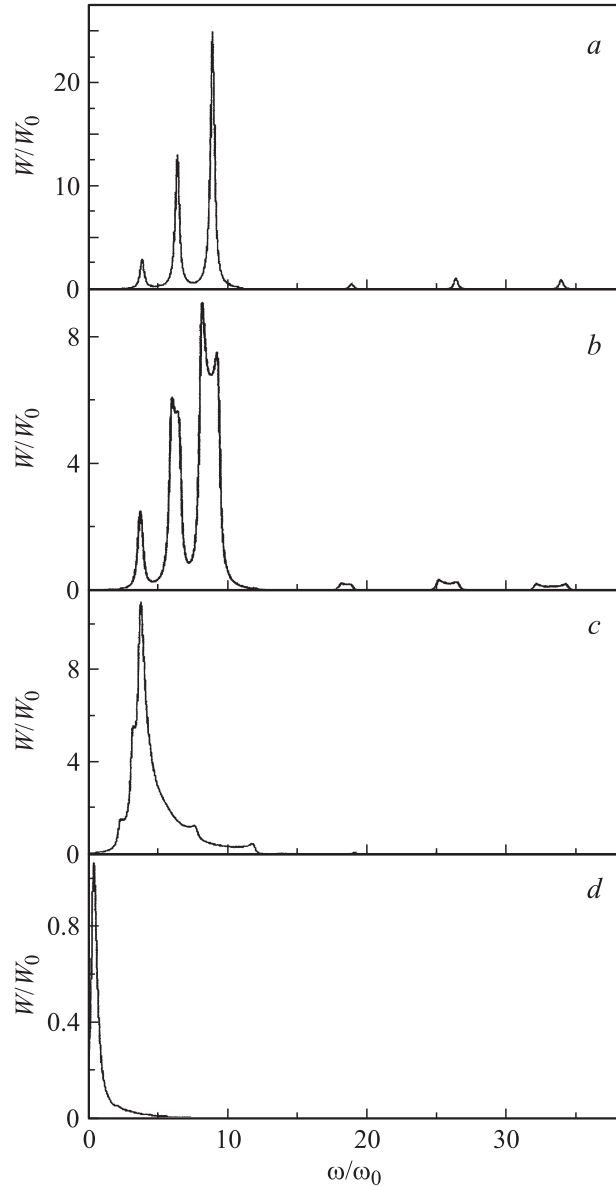
$K_m$  — значение величины  $k/\alpha + \Phi/\Phi_0$ , соответствующее правой точке пересечения  $m$ -ой параболической подзоны ленты с уровнем Ферми,

$$K_m = \begin{cases} \sqrt{\frac{E_F}{\gamma \varepsilon^*} - \frac{\alpha^2 R^2 m^2}{\gamma^2} \frac{m^2}{4}}, & \frac{E_F}{\varepsilon^*} > \frac{\alpha^2 R^2 m^2}{\gamma} \frac{m^2}{4}, \\ 0, & \frac{E_F}{\varepsilon^*} < \frac{\alpha^2 R^2 m^2}{\gamma} \frac{m^2}{4}. \end{cases} \quad (22)$$

Из вида спектра (2), условия вертикальности переходов и разной четности номеров начальной и конечной подзон следует, что частоты, соответствующие максимумам поглощения  $z$ -поляризованного излучения в спиральной ленте, могут принимать значения

$$\omega_{2N+1} = \omega_0 \frac{\alpha^2 R^2}{4\gamma} (2N + 1), \quad (23)$$

где  $\omega_0 = \varepsilon^*/\hbar$ ,  $N = 1, 2, \dots$ . При реальных значениях концентрации электронов и параметров трубки при  $T = 0$  заполнены на сравнительно небольшом количестве нижних подзон спектра. Так, для  $R = 0.05 \mu\text{m}$ ,  $\alpha R = 2$ ,  $n_s = 5 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$  заполнены три нижних подзоны. В этом случае каждый пик на частоте (23) соот-



**Рис. 2.** Зависимость оптического поглощения от амплитуды спирального потенциала  $V = 300$  (a), 30 (b), 3 (c) и 0.15 (d).  $\alpha R = 2$ ,  $\Phi/\Phi_0 = 0.33$ ,  $R = 0.05 \mu\text{m}$ ,  $\tau = 10^{-11} \text{s}$ ,  $E_F = 2.5 \text{meV}$ . Первые три пика на частях a, b отвечают парциальным мощностям  $W_{12}$ ,  $W_{23}$ ,  $W_{34}$ , три последующих —  $W_{14}$ ,  $W_{25}$ ,  $W_{36}$  соответственно.

ветствует переходам между определенной парой подзон (рис. 2, a).

При конечном, но достаточно большом значении амплитуды спирального барьера  $V$ , таком, что  $1/V \ll 1$ , используя аппроксимацию (3), можно аналитически показать, что в первом порядке по  $1/V$  матричный элемент (12), связывающий подзоны с номерами одной четности, будет равен нулю. Численные оценки показывают, что относительный вклад в поглощение переходов между подзонами с номерами одной четности пренебрежимо мал при любых значениях  $V$ . Это обстоятельство

связано с тем, что для таких подзон колебания функций  $\Delta_m(k)$  и  $\Delta_n(k)$  „синфазны“, поэтому сумма и разность  $\Delta_m(k)$ ,  $\Delta_n(k)$  всегда близки к целому четному числу.

При  $V < \infty$  линия поглощения  $W_{mn}(\omega)$  дополнительно уширяется благодаря наличию осцилляций  $\Delta_m(k)$ . При этом она приобретает характерную форму с двумя максимумами на краях области поглощения (рис. 2, *b*).

Пики соответствуют повышенной плотности электронных состояний  $dk/dE$  в точках локальных минимумов и максимумов энергии электронных подзон, которые, как следует из (2) и (3), располагаются вблизи значений  $k$ , отвечающих целым значениям  $S$ . Изменение магнитного потока может существенно отразиться на амплитуде пиков поглощения, если локальный минимум или максимум пересекает уровень Ферми, что приводит к резкому изменению амплитуды соответствующего пика. Очевидно, что  $W_{mn}$  периодически зависит от магнитного потока с периодом  $\Phi_0$ .

Как видно из рис. 2, *a, b*, при больших значениях амплитуды  $V$  основной вклад в поглощение вносят переходы между соседними подзонами.

В пределе  $V = 0$  спектр (2) переходит в одноэлектронный спектр квантового цилиндра, который имеет вид

$$E_{kn} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left( (k - \alpha n)^2 + \frac{1}{R^2} \left( n + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2 \right), \quad (24)$$

где  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  — магнитное квантовое число,  $k$  отвечает движению электрона по спирали и связано с волновым числом продольного движения  $k_z$  выражением  $k_z = k - \alpha n$ .

Параболические подзоны спектра цилиндра пересекаются в точках  $k$ , соответствующих целым значениям  $S$ . В случае  $V \neq 0$   $m$ -я подзона спектра трубки (2) образуется из участков парабол (24) с различными номерами  $n$ . Для  $V \ll 1$  при значениях  $k$ , отвечающих целым  $S$ , расстояние между всеми соседними подзонами мало (рис. 1, *b*), а электронные состояния вблизи этих точек наиболее сильно отличаются от волновых функций квантового цилиндра. Именно эти области дисперсионной зависимости при малых  $V$  вносят основной вклад в поглощение. Поэтому уменьшение  $V$  приводит к слиянию пиков, соответствующих различным  $W_{mn}$ , в единственный пик, который смещается в низкочастотную область, одновременно уменьшаясь по амплитуде (рис. 2, *c, d*). Заметим, однако, что использование выражения (17) при малых  $V$  становится некорректным, поскольку используемый метод расчета связан с ограничением  $\omega\tau \gg 1$ .

#### 4. Линейный фотогальванический эффект (ЛФГЭ)

При поглощении линейно поляризованного излучения в структуре, не имеющей центра инверсии, возможно возникновение постоянного тока. Принципиальным моментом его появления служит наличие внешнего

магнитного поля, которое приводит к возникновению асимметричного по  $k$  спектра энергии [11,14].

Рассмотрение ФГЭ выполнено для случая, когда амплитуда спирального потенциала велика, а  $\tau$  достаточно мало, так что перекрытием областей поглощения, соответствующих разным парам подзон, можно пренебречь. Будем считать, что фиксировано время релаксации, что накладывает ограничения на период спирали для трубок большого радиуса. Так, при  $\tau \sim 10^{-11}$  с условие малости перекрытия соседних пиков поглощения, расположенных вблизи частот (23), будет всегда выполняться для трубок радиусом  $R$  порядка сотых долей микрометра, а для  $R \simeq 0.1 \mu\text{m}$  необходимо, чтобы период спирали был сравним с радиусом трубки. При  $R \sim 1 \mu\text{m}$  требуется „плотная“ намотка спирали:  $R/T_z > 0.1$ .

Поскольку фотогальванический ток появляется только при наличии поглощения, парциальные токи  $I_{mn}$  возникают при переходах только между подзонами  $m, n$  с номерами разной четности. Используемые приближения позволяют ограничиться рассмотрением фототока в системе из двух подзон, находящейся в поле внешнего излучения, частота которого близка к резонансному значению.

Ток будем искать в виде суммы „диагонального“ и „недиагонального“ вкладов

$$I = I^D + I^N, \quad (25)$$

которые определяются выражениями

$$I_{mn}^D = \frac{2e}{m^*} \int dk (f_{mn} p_{mm} + f_{nm} p_{nn}),$$

$$I_{mn}^N = \frac{2e}{m^*} \int dk (f_{mn} p_{nm} + f_{nm} p_{mn}), \quad (26)$$

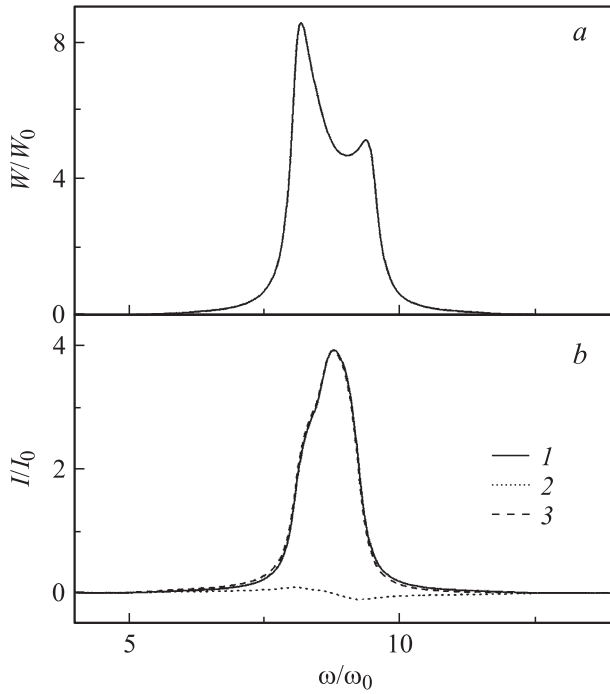
где множитель 2 учитывает спин электрона,  $f_{mn} = f_{mn}(k)$  — элементы матрицы плотности,  $p_{mn} = p_{mn}(k)$  — матричный элемент импульса. Недиagonальные элементы импульса даются выражением (11), а диагональные в общем случае равны [18]

$$p_{mn}(k) = \frac{\hbar}{2\alpha R^2} \left( 2\gamma \left( \frac{k}{\alpha} + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) + \alpha^2 R^2 \frac{\Delta_m \sin(\pi\Delta_m) \sin(\pi S)}{\sin^2(\pi\Delta_m) - \frac{V_0}{\varepsilon^*} \frac{\sin(2\pi\Delta_m)}{2\Delta_m} + \frac{V_0}{\varepsilon^*} \frac{\sin^2(\pi\Delta_m)}{\pi\Delta_m^2}} \right). \quad (27)$$

Элементы  $f_{mn}$  определяются из уравнения

$$i\hbar \frac{\partial f}{\partial t} = [H, f], \quad (28)$$

как не зависящее от времени решение во втором порядке по возмущению. В (28)  $H$  — одноэлектронный гамильтониан с учетом возмущения (10). При определении  $f_{mn}$  аналогично предыдущему разделу используем приближение постоянного времени релаксации импульса  $\tau$ . Для резонансного вклада в фототок (25), возникающего за



**Рис. 3.** Парциальная поглощаемая мощность  $W_{23}$  (a) и парциальный ток  $I_{23}$  (b) для трубки  $R = 0.05 \mu\text{m}$ ,  $\alpha R = 2.5$ ,  $V = 20$ ,  $\Phi/\Phi_0 = 0.15$ ,  $E_F = 3.4 \text{ meV}$ . 1 —  $I_{23}^D$ , 2 —  $I_{23}^N$ , 3 —  $I_{23}^D + I_{23}^N$ .

счет переходов между подзонами  $m$  и  $n$ , в этом случае получаем выражения

$$I_{mn}^D = \frac{e}{m^* \pi} \left( \frac{eE_0}{m^* \omega} \right)^2 \times \int dk \frac{f_F(E_m) - f_F(E_n)}{\xi_{mn}^2 + (1/2\tau)^2} |p_{mn}|^2 (p_n - p_m),$$

$$I_{mn}^N = \frac{e}{m^* \pi} \left( \frac{eE_0}{m^* \omega} \right)^2 \times \int dk \frac{\xi_{nm}}{\omega_{knm}} \frac{f_F(E_m) - f_F(E_n)}{\xi_{mn}^2 + (1/2\tau)^2} |p_{mn}|^2 (p_n - p_m), \quad (29)$$

где  $\hbar\omega_{knm} = E_{kn} - E_{km}$ .

В отличие от поглощаемой мощности (рис. 3, a) у парциального тока (рис. 3, b) не возникают пики, связанные с повышенной плотностью электронных состояний. Это вызвано тем, что состояниям вблизи локальных экстремумов энергии соответствует малая скорость  $dE/\hbar dk$  вдоль оси трубки.

Основной вклад в ЛФГЭ вносит „диагональный ток“  $I_{mn}^D$  (рис. 3, b). Недиagonalный вклад несуществен и приводит лишь к слабому искажению формы линии диагонального тока.

Рассмотрим ситуацию большой амплитуды спирального барьера, удовлетворяющей условию  $V \gg 1$ . Используя (2), разложим в (26) подынтегральную функцию в ряд по  $1/V$  и ограничимся его первым членом. При

$T = 0$ , взяв интеграл, получаем следующие выражения для парциального тока:

$$I_{mn}^D = -I_0 \frac{\alpha}{|\alpha|} (\alpha R)^4 \frac{1}{V} \frac{\omega_0^4}{\omega^2} \times \frac{g_{mn} h_{mn}}{(\omega_{nm} - \omega)^2 + (1/2\tau)^2} \sin\left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right),$$

$$I_{mn}^N = 2I_0 \frac{\alpha}{|\alpha|} (\alpha R)^4 \frac{1}{V} \frac{\omega_0^4}{\omega^2} \frac{\omega - \omega_{nm}}{\omega_{nm}} \frac{g_{mn} h_{mn}}{(\omega_{nm} - \omega)^2 + (1/2\tau)^2} \sin\left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right), \quad (30)$$

Здесь

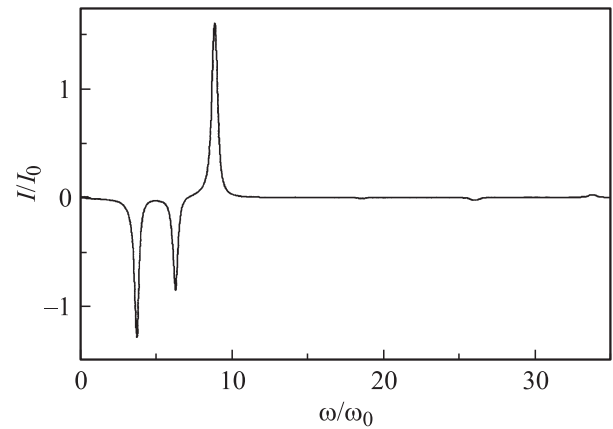
$$I_0 = 16 \frac{e^3 E_0^2 m^* R^4}{\pi^2 \hbar^3},$$

$$h_{mn} = \sin(2\pi \gamma K_m) - \sin(2\pi \gamma K_n),$$

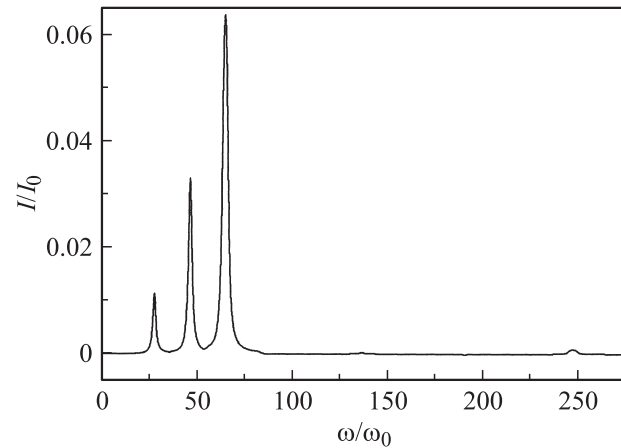
$$g_{mn} = (-1)^m \frac{m^2 n^2}{(n^2 - m^2)^2} (n^2 + m^2). \quad (31)$$

$\omega_{mn}$  и  $K_m$  определяются выражениями (21) и (22)

Как видно из (30), фотогальванический ток возникает только при наличии магнитного потока через сечение



**Рис. 4.** Фотогальванический ток при  $R = 0.05 \mu\text{m}$ ,  $\alpha R = 2$ ,  $V = 60$ ,  $\Phi/\Phi_0 = 0.3$ ,  $E_F = 2.5 \text{ meV}$ .



**Рис. 5.** Фотогальванический ток при  $R = 0.12 \mu\text{m}$ ,  $\alpha R = -6$ ,  $V = 60$ ,  $\Phi/\Phi_0 = 0.3$ ,  $E_F = 3 \text{ meV}$ .

цилиндра. Разумеется, он исчезает при целом и полуцелом магнитном потоке через сечение трубки, когда спектр становится симметричным.

Из (30) следует, что токи, возникающие при переходах между соседними подзонами, более чем на порядок превосходят по амплитуде токи от других пар подзон (рис. 4, 5).

Фотогальванический ток меняет знак при смене направления магнитного поля при направлении закручивания спирали. В отличие от поглощаемой мощности  $W_{mn}$  ток  $I_{mn}$  осциллирует как функция уровня Ферми. Эти основные свойства линейного фототока сохраняются и в случае, когда мы не можем использовать разложение (30) и ищем ток по формуле (29).

## 5. ЛФГЭ при высокой мощности излучения

Для системы из двух подзон одноэлектронный гамильтониан допускает точное решение и при включении в него резонансного вклада от излучения (10) [14,19,20]. Это позволяет получить выражение для ЛФГЭ, не привлекая теорию возмущений.

Для краткости используем здесь аналогично [20] наиболее простую динамическую модель, в которой релаксацией полностью пренебрегается, а поле (8) включается мгновенно. Подобный подход применим в случае, когда частота вынужденных переходов электронов между подзонами много больше  $\tau^{-1}$ , что накладывает на интенсивность излучения ограничение снизу.

Рассмотрим при фиксированном значении  $k$  пару состояний на подзонах с номерами  $m$  и  $n$ , между которыми электрон совершает переходы под действием возмущения (9). Считая, что в начальный момент времени электрон находится в нижней подзоне  $m$ , для волновой функции в произвольный момент времени получаем выражение

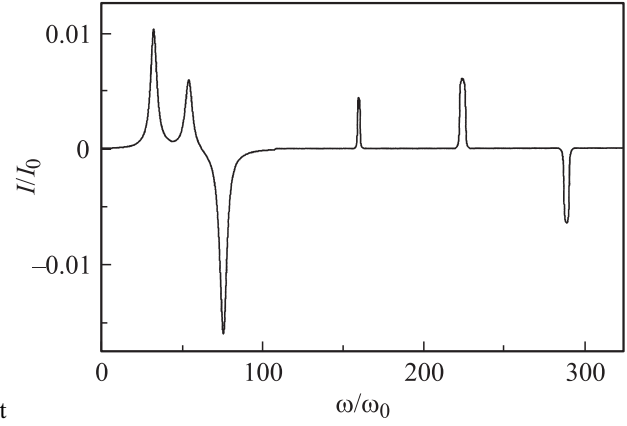
$$\begin{aligned} \psi_k = e^{-i(\xi/2)t} \left( \cos(\Omega t) + i \frac{\xi}{2\Omega} \sin(\Omega t) \right) \psi_{km} \\ + i \frac{H_{1kmn}}{\hbar\Omega} e^{i(\xi/2)t} \sin(\Omega t) \psi_{kn}, \end{aligned} \quad (32)$$

где  $H_{1kmn}$  — матричный элемент оператора (11), расстройка  $\xi$  определяется выражением (17), а  $\Omega = \sqrt{(\xi/2)^2 + |H_{1kmn}/\hbar|^2}$ .

Используя (32), легко найти выражение для постоянной по времени части тока вдоль оси трубки

$$I_{mn} = \frac{2e}{\pi m^*} \int dk \frac{\left(\frac{eE_0}{m^*\omega\hbar}\right)^2 |p_{kmn}|^2}{(\omega_{nm} - \omega)^2 + 4\left(\frac{eE_0}{m^*\omega\hbar}\right)^2 |p_{kmn}|^2} (p_{kn} - p_{km}). \quad (33)$$

Интегрирование здесь производится по тем участкам дисперсионной зависимости (1), при которых нижняя подзона  $m$  находится ниже уровня Ферми, а подзона  $n$  — выше.



**Рис. 6.** Фотогальванический ток при сильном излучении.  $R = 0.05 \mu\text{m}$ ,  $\alpha R = 6.5$ ,  $I_r = 5 \cdot 10^3 \text{ W/cm}^2$ ,  $V = 80$ ,  $\Phi/\Phi_0 = 0.2$ ,  $E_F = 17 \text{ meV}$ ,  $m^* = 0.067 m_e$ ,  $m_e$  — масса электрона,  $I_0 = 8 \cdot 10^{-6} \text{ A}$ .

Выражение (33) можно также получить путем канонического преобразования гамильтониана системы из двух подзон с включенным в него возмущением (9) и с учетом слабой релаксации посредством излучательной рекомбинации  $z$ -поляризованных фотонов [19,20].

При  $V \gg 1$ , раскладывая (33) в ряд по  $1/V$ , в первом порядке по  $1/V$  для тока аналогично (30) получаем выражение

$$\begin{aligned} I_{mn} = -2I_0 \frac{\omega_0^4}{\omega^2} \frac{\alpha}{|\alpha|} (\alpha R)^4 \\ \times \frac{1}{V} \frac{g_{mn} h_{mn}}{(\omega_{nm} - \omega)^2 + \lambda_{mn}^2} \sin\left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right), \end{aligned} \quad (34)$$

где

$$\lambda_{mn} = \alpha \frac{4eE_0}{\pi m^* \omega} \frac{mn}{(m-n)(m+n)}, \quad (35)$$

а остальные обозначения аналогичны (31).

В отличие от случая слабого поля ширина пиков тока (33) и (34) сильно зависит от номеров подзон, между которыми происходят переходы. Она максимальна для соседних пар подзон и резко уменьшается при  $n - m > 1$  (рис. 6). Амплитуды токов при сильном поле, напротив, от номеров подзон зависят слабо, и соотношение их определяется прежде всего множителем  $h_{mn}$ .

Рассмотрим условия, при которых применимо приближение сильного поля электромагнитной волны. Из (32) следует, что вблизи резонанса частота электромагнитных переходов между подзонами  $m$  и  $n$  равна [21]

$$\omega_p = 2H_{1kmn}/\hbar. \quad (36)$$

Поскольку должно выполняться условие  $\omega_p \gg 1/\tau$ , (36) определяет нижнюю границу для амплитуды поля  $E_0$ :

$$E_0 \gg \frac{m^* \hbar \omega_{nm}}{2\tau e p_{mn}}. \quad (37)$$

С другой стороны, при достаточно высокой интенсивности излучения линии парциального тока (33) и (34) уширяются настолько, что возникает их существенное перекрытие, и двухподзонное приближение становится неприменимым. Из условия малости перекрытия соседних пиков тока (34) получаем, что для  $E_0$  должно выполняться следующее неравенство:

$$E_0 \ll \omega_0 \frac{\alpha_2 R^2}{4\gamma} \frac{m^* \hbar \omega_{nm}}{e p_{mn}}. \quad (38)$$

При фиксированном времени релаксации импульса электрона одновременное выполнение неравенств (37) и (38) накладывает на величину периода спирали несколько более жесткое ограничение по сравнению со случаем слабого поля. При радиусе трубки  $R \sim 0.01 \mu\text{m}$  период спирали должен быть порядка самого радиуса.

Интенсивность излучения определяется выражением  $I_r = \frac{c\sqrt{\varepsilon}}{2\pi} E_0^2$ , где  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость, а  $E_0$  из формулы (9) соответствует удвоенной амплитуде электрического поля волны. При  $\tau \sim 10^{-10} - 10^{-11}$  s,  $\varepsilon \sim 13$  допустимая интенсивность слабо зависит от радиуса и для наиболее низкочастотных парциальных токов лежит в диапазоне  $10^3 - 10^4$  W/cm<sup>2</sup>.

## 6. Заключение

В работе рассмотрено оптическое поглощение линейно поляризованного излучения нанотрубкой, обладающей спиральной симметрией. Показано, что основной вклад в поглощение вносят электронные переходы между подзонами с номерами разной четности, причем при большом значении амплитуды спирального дефекта области поглощения, соответствующие разным парам подзон электронного спектра, разнесены по частоте и не пересекаются. В приближении двухподзонной системы получены аналитические формулы для фотогальванического тока при слабом и сильном излучении. Показано, что направление тока определяется направлением магнитного поля, направлением закручивания спирали и положением уровня Ферми электронной подсистемы.

Авторы выражают глубокую признательность В.В. Дериглазову за полезные обсуждения и ценные замечания.

## Список литературы

- [1] S. Tasaki, K. Maekawa, T. Yamabe. Phys. Rev. B **57**, 9301 (1998).
- [2] H. Ajiki. Phys. Rev. B **65**, 233 409 (2002).
- [3] V.I. Margulis, E.A. Gaiduk, E.E. Muryumin, O.V. Boyarkina, L.V. Fomina. Phys. Rev. B **74**, 245 419 (2006).
- [4] V.Y. Prinz. Physica E **24**, 54 (2004).
- [5] A.B. Vorob'ev, K.-J. Friedland, H. Kostal, R. Hey, U. Jahn, E. Wiebicke, Ju.S. Yukecheva, V.Y. Prinz. Phys. Rev. B **75**, 205 309 (2007).
- [6] Л.И. Магарилл, Д.А. Романов, А.В. Чаплик. ЖЭТФ **113**, 1411 (1998).
- [7] F. Hache, H. Mesnil, M.C. Schanne-Klein. Phys. Rev. B **60**, 6405 (1999).
- [8] V.I. Margulis, E.A. Gaiduk. Phys. Lett. A **258**, 394 (1999).
- [9] В.И. Белинчер. ЖЭТФ **75**, 641 (1978).
- [10] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, S.N. Danilov, J. Eroms, W. Wegscheider, D. Weiss, W. Prettl. Phys. Rev. Lett. **86**, 4358 (2001).
- [11] Л.И. Магарилл, М.В. Энтин. Письма в ЖЭТФ **78**, 249 (2003).
- [12] А.А. Горбацевич, В.В. Капаев, Ю.В. Копаев. Письма в ЖЭТФ **57**, 565 (1993).
- [13] О.В. Кибис. ФТТ **43**, 2237 (2001).
- [14] Ю.А. Артамонов, А.А. Горбацевич, Ю.В. Копаев. ЖЭТФ **104**, 557 (1992).
- [15] E.L. Ivchenko, B. Spivak. Phys. Rev. B **66**, 155 404 (2002).
- [16] А.А. Григорькин, С.М. Дунаевский. ФТТ **49**, 557 (2007).
- [17] Л.И. Магарилл, М.В. Энтин. Письма в ЖЭТФ **70**, 607 (1999).
- [18] А.А. Григорькин, С.М. Дунаевский. ФТТ **50**, 507 (2008).
- [19] В.М. Галицкий, С.П. Гореславский, В.Ф. Елесин. ЖЭТФ **57**, 207 (1969).
- [20] Б.И. Стурман. ЖЭТФ **75**, 674 (1978).
- [21] Л. Ландау, Е. Лифшиц. Квантовая механика. Физматлит, М. (2001). Т. 3. 768 с.