ЖЭТФ, 2001, том 120, вып. 4 (10), стр. 979–985

ПЛАЗМЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В НАНОТРУБКАХ И ЭФФЕКТ АААРОНОВА–БОМА ДЛЯ ПЛАЗМОНОВ

А. И. Ведерников, А. О. Говоров, А. В. Чаплик [*]

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 12 апреля 2001 г.

Теоретически исследованы коллективные колебания $2D$-электронов в нанотрубках. В присутствии магнитного поля, параллельного оси трубки, частоты плазмонов испытывают осцилляции Ааронова–Бома. Эффект может проявляться в ИК-поглощении и в комбинационном рассеянии. Рассчитаны сечения неупругого рассеяния света на плазмонах.

PACS: 73.20.Dx

1. ВВЕДЕНИЕ

Среди объектов, изучаемых современной физикой низкоразмерных систем, нанотрубки (а также квантовые кольца) занимают выделенное место благодаря своим топологическим особенностям. Неодносвязность области движения электронов приводит (в присутствии магнитного поля) к специфическим эффектам, в которых наблюдаемой оказывается фактически фаза волновой функции. Все эти эффекты являются производными от известного эффекта Ааронова–Бома.

В магнитном поле, параллельном оси нанотрубки, одночастичный спектр зависит от магнитного потока согласно формуле

$$E_m(q) = \frac{\hbar^2 q^2}{2\mu} + B(m+\phi)^2, \quad B = \frac{\hbar^2}{2\mu a^2}, \qquad (1)$$

μ — эффективная масса, a — радиус цилиндра, $\hbar q$ — импульс вдоль оси, ϕ — число квантов магнитного потока внутри трубки, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$ — азимутальное квантовое число. Следствием приведенной зависимости E_m от ϕ являются осцилляции макроскопических свойств нанотрубки, например, кондактанса [1] или магнитного момента [2]. В обоих случаях речь идет о макроскопических проявлениях свойств элементарных возбуждений, несущих заряд и подчиняющихся статистике Ферми, т. е., проще говоря, о поведении электронов.

Недавно в ряде работ [3] было показано, что осцилляции Ааронова–Бома имеют место также и для нейтрального объекта — экситона в квантовом кольце. Возможность туннелирования электрона и дырки навстречу друг другу вдоль кольца приводит к осциллирующим зависимостям энергии связи и вероятности образования экситона от магнитного потока.

Во всех приведенных примерах период осцилляций универсален и равен кванту потока $\phi_0 = hc/e$. Однако, как показано в [4], эта универсальность нарушается для заряженного экситона (триона). Его энергия связи осциллирует как функция потока с периодом, зависящим от отношения эффективных масс электрона и дырки.

Нам представляется интересным исследовать вопрос о возможности осцилляционных эффектов в коллективных возбуждениях электронной системы в нанотрубках. В предлагаемой работе показано, что бозевские нейтральные элементарные возбуждения — плазмоны — также характеризуются осциллирующей зависимостью своих параметров от магнитного потока, т. е. демонстрируют эффект Ааронова–Бома. Этот эффект проявляется в оптических свойствах нанотрубок и, таким образом, может наблюдаться в экспериментах, не требующих электрического контакта с исследуемыми объектами.

Мы будем рассматривать два типа нанотрубок: полупроводниковые полые цилиндры (например, «самосворачивающиеся» квантовые ямы [5])

[*] E-mail: chaplik@isp.nsc.ru

и углеродные нанотрубки. Для первых используем стандартный параболический закон дисперсии двумерных электронов, приводящий в магнитном поле к формуле (1). Для вторых принимаем в качестве исходного «конический» закон дисперсии двумерного графита [6]:

$$E^{\pm} = \pm\hbar V_0 q,$$

где $\mathbf{q}$ — двумерный вектор в плоскости графитового слоя, V_0 — величина порядка скорости электрона в атоме.

Мы найдем закон дисперсии плазменных колебаний, зависимость частоты плазмонов от величины магнитного потока в поле, параллельном оси нанотрубки, спектр ИК поглощения и сечение неупругого рассеяния света плазмонами в нанотрубках.

2. ПЛАЗМЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПРИ $\phi = 0$; ПРИБЛИЖЕНИЕ ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЫ

В простейшем варианте теории плазменных колебаний пренебрегается пространственной дисперсией, что эквивалентно пренебрежению распределением частиц по скоростям (холодная плазма). Соответствующий критерий для вырожденной плазмы имеет вид $\omega \gg kV_F$, где ω и k — частота и волновой вектор плазменной волны, V_F — скорость Ферми. В этом случае система уравнений, описывающая плазменные колебания (без учета эффектов запаздывания), имеет вид

$$\begin{gathered} \Delta\varphi = -4\pi e\delta(\rho - a)\tilde{N}_s, \\ e\dot{\tilde{N}}_s + \operatorname{div}\mathbf{j}_s = 0, \quad \mathbf{j}_s = -\sigma\nabla\varphi_{\rho=a}. \end{gathered} \tag{2}$$

Здесь $\tilde{N}_s$ и $\mathbf{j}_s$ — соответственно добавка к поверхностной плотности частиц и поверхностный ток, σ — двумерная проводимость, φ — электрический потенциал. Для параболической дисперсии и в бесстолкновительном приближении

$$\sigma = \frac{iN_s e^2}{\mu\omega},$$

где N_s — равновесная поверхностная плотность электронов. Решая систему (2) в цилиндрических координатах, находим дисперсию плазмона с импульсом k вдоль оси нанотрубки и азимутальным моментом m:

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 N_s}{\mu} a \left(k^2 + \frac{m^2}{a^2}\right) K_m(ka) I_m(ka), \tag{3}$$

где I_m и K_m — бесселевы функции соответственно первого и третьего рода от мнимого аргумента. Закон дисперсии (3) дает правильные асимптотики.

1) В длинноволновом пределе $ka \ll 1$ для аксиально-симметричного плазмона ($m = 0$):

$$\omega_p^2 = \frac{2e^2 N_L k^2}{\mu} \ln\frac{2}{ka\gamma}, \quad \gamma = e^{-C}, \tag{4}$$

где C — постоянная Эйлера, $N_L = 2\pi a N_s$ — линейная плотность электронов.

2) В коротковолновом пределе $ka \gg 1$, $m \gg 1$:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi e^2 N_s}{\mu}\sqrt{k^2 + \frac{m^2}{a^2}}, \tag{5}$$

что соответствует $2D$-плазмону с компонентами импульса $(k, m/a)$.

Формула (4) соответствует известному закону дисперсии одномерного плазмона (например, в квантовой проволоке), в который обычно входит известный лишь по порядку величины размер обрезания под логарифмом. В случае нанотрубки, как видим, результат полностью определен, включая численный коэффициент под знаком логарифма.

Логарифмическая особенность $\omega(k)$ при $m = 0$, $k \to 0$ формально соответствует бесконечной групповой скорости, что, разумеется, невозможно. В области малых k необходимо учесть эффекты запаздывания (поперечные поля). Для этого вместо системы (2) следует решать уравнения Максвелла для скалярного и векторного потенциалов:

$$\begin{gathered} \Delta\varphi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = -4\pi e\tilde{N}_s\delta(\rho - a), \\ \Delta\mathbf{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c}\mathbf{j}_s\delta(\rho - a), \\ \mathbf{j}_s = -\sigma\left(\nabla\varphi + \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t}\right)_{\rho=a}. \end{gathered} \tag{6}$$

В результате, закон дисперсии дается уравнением (3), в котором надо произвести замену

$$k \to R \equiv \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}}.$$

Для $m = 0$ в области $ka \ll 1$ имеем

$$\omega_p^2 = \frac{2e^2 N_L k^2 \Lambda}{\mu(1 + 2e^2 N_L \Lambda/\mu c^2)}, \quad \Lambda = \ln\frac{2}{Ra\gamma}. \tag{7}$$

Таким образом, при $k \to 0$ имеем $\omega \approx ck$, однако область существования этой асимптотики экспоненциально мала — порядка

$$\exp\left(-\frac{\mu c^2}{2e^2 N_L}\right).$$

Рассмотрим теперь случай дисперсии с конической точкой. В зависимости от способа сворачивания графитового «листа» нанотрубка может иметь либо полупроводниковую, либо металлическую зонную структуру. В последнем случае щель в одночастичном спектре обращается в нуль при $q = 0$, а плотность состояний остается конечной в этой точке; азимутальное квантовое число электрона равно нулю, $E_0^{\pm} = \pm\hbar V_0|q|$, знаки «+», «−» отмечают, соответственно, зону проводимости и валентную зону.

Очевидно, что при ненулевой щели в спектре электронов картина плазменных колебаний качественно не отличается от рассмотренного уже случая параболической дисперсии. Поэтому мы рассмотрим подробнее только случай металлической зонной структуры, для которого появляются нетривиальные особенности в характеристиках плазмонов.

Будем считать, что заполнена лишь нулевая (по азимутальному квантовому числу) одномерная подзона. Для вырожденной системы это означает ограничение либо концентрации легирующей примеси,

$$n_L < \frac{2}{\pi a},$$

либо энергии донорного уровня (которая для конической дисперсии положительна),

$$E_d < \frac{\hbar V_0}{a}.$$

В случае собственной проводимости температура должна быть достаточно малой, $T \ll \hbar V_0/a$. Из бесстолкновительного кинетического уравнения легко получить выражение для проводимости нанотрубки при условии выполнения линейного закона дисперсии:

$$\sigma = \frac{ie^2 V_0}{\pi^2 \hbar a \omega}. \tag{8}$$

Все соотношения (2) остаются в силе, и мы находим частоту плазмона для вырожденных электронов:

$$\omega_p^2 = \frac{4e^2 V_0 k^2}{\pi\hbar} K_0(ka) I_0(ka), \quad \omega_p \gg kV_0. \tag{9}$$

Можно показать, что при произвольном ω_p/kV_0 квадрат плазменной частоты равен $k^2V_0^2 + \omega_p^2$ с величиной ω_p^2, определенной в (9).

Этот случай реализуется для легированных углеродных нанотрубок при нулевой температуре. В отсутствие легирования и при конечной температуре имеется собственная проводимость по двум зонам. Величина ω_p^2 пропорциональна $f(0)$ — значению фермиевской функции при $E = 0$. В вырожденной системе при нулевой температуре $f(0) = 1$, а для нанотрубки с собственной проводимостью $f(0) = 1/2$, так как химический потенциал при любой температуре равен нулю (конический закон дисперсии!). Множитель 1/2 компенсируется из-за равного вклада в проводимость электронов и дырок, и мы снова получаем закон дисперсии плазмонов в виде (9). Его характерной (и на первый взгляд парадоксальной) особенностью является независимость плазменной частоты от концентрации носителей. То же справедливо и для проводимости (8). Причину легко понять, если заметить, что для обычной параболической дисперсии электронов обе величины, ω_p^2 и σ, пропорциональны N_L/μ. Случай конической дисперсии может быть формально получен, если считать, что эффективная масса μ сама линейно зависит от q. Тогда в формулы для ω_p^2 и σ входит ее значение на уровне Ферми (вырожденный газ) или среднее температурное (невырожденный газ). Величина N_L с точностью до численного множителя совпадает с фермиевским волновым вектором, а в невырожденной системе пропорциональна $T/\hbar V_0$. Таким образом, в обоих случаях зависимость от N_L исключается из формул. Это является следствием постоянства плотности состояний в одномерной подзоне при нулевом азимутальном числе.

Как известно, углеродные нанотрубки могут образовывать коаксиальные структуры с различным числом вложенных друг в друга цилиндров. Электронные переходы между ними пренебрежимо маловероятны, однако связь через электрические поля плазменных колебаний приводит к увеличению числа ветвей плазмонного спектра (аналог плоской многослойной структуры). Например, в случае двух коаксиальных нанотрубок возникают две ветви, соответствующие синфазным и противофазным колебаниям («оптический» и «акустический» плазмоны):

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{\omega_{pa}^2 + \omega_{pb}^2}{2} \pm \sqrt{\frac{(\omega_{pa}^2 - \omega_{pb}^2)^2}{4} + \omega_{pa}^2\omega_{pb}^2\Lambda_m}. \tag{10}$$

Здесь

$$\Lambda_m(k; a, b) = \frac{I_m(ka)K_m(kb)}{I_m(kb)K_m(ka)} < 1,$$

a и b — радиусы двух нанотрубок, причем $b > a$, ω_{pa} и ω_{pb} — их «индивидуальные» плазменные частоты. Оптическому плазмону соответствует знак «+» перед квадратным корнем (10) и длинноволновая асимптотика $\omega_+ \propto k\sqrt{|\ln k|}$ при $m = 0$. Вторая ветвь в пределе $ka, kb \ll 1$, $m = 0$ подчиняется линейному закону дисперсии $\omega_- \propto k\sqrt{\ln(b/a)}$. При $m \neq 0$ обе частоты ω_+, ω_- стремятся при $k \to 0$ к постоянным значениям, соответствующим межподзонным переходам с учетом деполяризационного сдвига (см. ниже).

3. ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Магнитное поле может повлиять на закон дисперсии плазмонов только через материальные уравнения (связь тока с полем). Если, как это было сделано в разд. 2, считать проводимость классической, то в случае параболической дисперсии продольное магнитное поле не может изменить орбитальное движение $2D$-электронов на поверхности цилиндра, поэтому σ не зависит от поля. Влияние магнитного поля (точнее, магнитного потока ϕ) проявляется лишь при учете квантовых эффектов. Зависимость энергии от ϕ, даваемая уравнением (1), преобразуется в зависимость уровня Ферми и поляризационного оператора от магнитного потока. В приближении, учитывающем пространственную дисперсию проводимости, возникает осцилляционная зависимость плазменной частоты от ϕ (эффект Ааронова–Бома для плазмонов).

Начнем со случая симметричного плазмона с $m = 0$. Вычисляя поляризационный оператор

$$\Pi(k, m=0) = \sum_{qm'} \frac{f'(E_{m'}(q))\hbar kq/\mu}{\omega + i\delta - \hbar kq/\mu} \tag{11}$$

и решая уравнение Пуассона, получим дисперсионное уравнение

$$1 = \frac{2e^2k^2}{\pi\hbar} K_0(ka) I_0(ka) \times \sum_{m'} \frac{V_F(m')}{\omega^2 - k^2V_F^2(m')}, \tag{12}$$

где

$$V_F(m') = \sqrt{\frac{2}{\mu}[E_F - B(m'+\phi)^2]},$$

а энергия Ферми должна быть найдена из уравнения

$$\hbar N_L = \frac{2\sqrt{2\mu}}{\pi} \sum_{m'} \sqrt{E_F - B(m'+\phi)^2}. \tag{13}$$

Суммирование по m' в (12) и (13) ограничено требованием положительности подкоренных выражений. Аналитический (и сравнительно простой) ответ можно получить в приближении слабой пространственной дисперсии, $\omega \gg kV_F(m')$ для всех допустимых m'. Разлагая в (12) по параметру kV_F/ω и применяя формулу суммирования Пуассона, найдем

$$\omega^2 \approx \frac{2e^2k^2N_L}{\mu} K_0(ka) I_0(ka) + \frac{3(k\overline{V}_F)^2}{2\pi^2 N_L a} \times \sum_{l=-\infty}^{+\infty} J_2\left(2\pi l \sqrt{\frac{\overline{E}_F}{B}}\right) \frac{\cos(2\pi l\phi)}{l^2}. \tag{14}$$

Здесь

$$\overline{E}_F = \frac{\mu \overline{V}_F^2}{2} = \frac{2\pi\hbar^2 N_s}{\mu}$$

— усредненный по осцилляциям уровень Ферми. Второе слагаемое в (14) имеет относительную малость порядка $a^*/a|\ln(ka)|$, где $a^* = \hbar^2/\mu e^2$ — эффективный боровский радиус (это и есть параметр $k^2V_F^2/\omega^2$ для ω порядка частоты одномерных плазменных колебаний, даваемой первым членом в уравнении (14)). Таким образом, при учете пространственной дисперсии частота плазмона осциллирует с магнитным потоком с периодом $\Delta\phi = 1$.

Для произвольной величины параметра kV_F/ω зависимость $\omega(\phi)$ была найдена численно. На рис. 1 приведена зависимость энергии Ферми от магнитного потока в пределах одного периода. Концентрация электронов выбрана такой, чтобы при любом ϕ заселенными оказывались не более двух подзон (для $\phi > 0$ — это пары: $m' = 0$ и $m' = -1$; $m' = -1$ и $m' = -2$ и т. д.). При тех же условиях на рис. 2 приведены зависимости $\omega(\phi)$ для двух значений волнового вектора. Как и должно быть, магнитная дисперсия частоты плазмона усиливается с ростом параметра ka.

Качественно иные результаты получаются для конической дисперсии квазичастиц. В этом случае включение магнитного поля «открывает» щель в законе дисперсии для нанотрубки с «металлическим» типом спектра:

$$E_0^{\pm} = \hbar V_0 \sqrt{q^2 + \frac{\phi^2}{a^2}}. \tag{15}$$

В результате диагональный элемент скорости вдоль оси и классическая проводимость нанотрубки зависят от магнитного потока уже в низшем приближении по kV_0/ω:

$$\sigma = \frac{ie^2N_LV_0}{\pi\hbar\omega} \frac{1}{\sqrt{(\pi a N_L)^2 + \phi^2}}. \tag{16}$$

Это приводит к более сложной зависимости плазменной частоты от ϕ, что иллюстрирует рис. 3 для трех значений параметра ka. Линейная концентрация N_L снова соответствует заселению не более двух подзон.

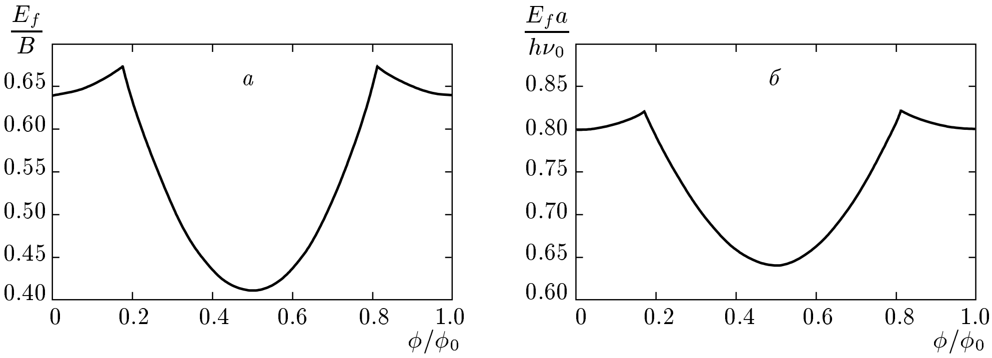

Рис. 1. Энергия Ферми вырожденных электронов на поверхности нанотрубки как функция магнитного потока. *а* — параболический закон дисперсии, *б* — конический закон дисперсии

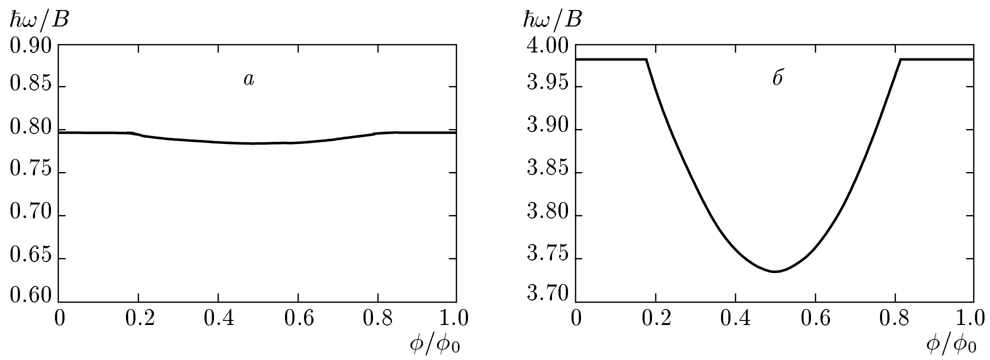

Рис. 2. Зависимость частоты плазмона при $m = 0$ от магнитного потока (параболический закон дисперсии): $ka = 0.1$ (*а*), 1.0 (*б*)

Азимутально неоднородные колебания $m \neq 0$ вполне аналогичны межподзонным $2D$-плазмонам в квантовых пленках. По существу, это переходы между подзонами $m' \to m'+m$ с учетом кулоновских эффектов (деполяризационный сдвиг). Общий случай $k \neq 0, m \neq 0$ описывается весьма громоздкими формулами, поэтому ограничимся рассмотрением чисто поперечного плазмона $k = 0$. Соответствующее выражение для Π при параболической дисперсии имеет вид

$$\Pi(k=0,m) = \frac{\sqrt{2\mu}m^2}{\pi^2 a\hbar B} \times \\ \times \sum_{m'} \frac{\sqrt{E_F - B(m'+\phi)^2}}{m^4 - (2mm' + 2m\phi - \omega/B)^2}, \quad (17)$$

где E_F определяется уравнением (13). Очевидна периодичность Π по ϕ с тем же периодом $\Delta\phi = 1$. На рис. 4 приведены зависимости частот межподзонных плазмонов для $m = \pm 1$ в интервале потоков $0 < \phi < 1/2$, что соответствует одному полупериоду (E_F — четная функция ϕ, $\Pi(\phi,\omega) = \Pi(-\phi,-\omega)$). Концентрация N_L выбрана так, чтобы при изменении ϕ в указанном интервале заселенными оказывались только подзоны $m' = 0$ и $m' = -1$, для этого необходимо выполнение условия $\pi N_L a < 2$. Излом на графике соответствует началу заселения подзоны $m' = -1$.

Для конической дисперсии случай $m \neq 0$ качественно аналогичен рассмотренному выше.

4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМОНОВ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

4.1. Инфракрасное (ИК) поглощение

Электромагнитная волна, линейно поляризованная вдоль оси нанотрубки, создает аксиально-симметричное возмущение ($m = 0$). Поглощение такой волны плазмонами с $m = 0$ возможно, если ее электрическое поле промодулировано в направлении оси с некоторым периодом L. Обычно это достигается с помощью одномерной дифракционной

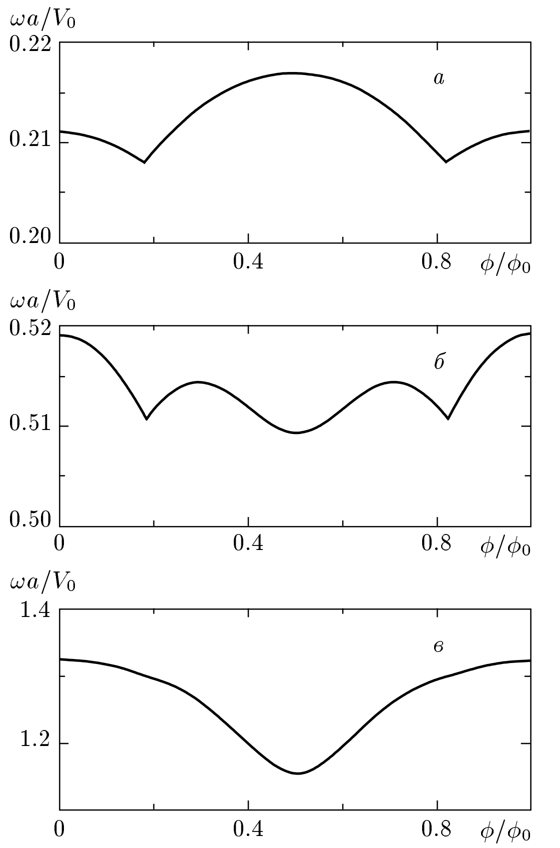

Рис. 3. Зависимость частоты плазмона при $m = 0$ от магнитного потока (конический закон дисперсии): $ka = 0.1$ (a), 0.3 ($б$), 1.0 ($в$)

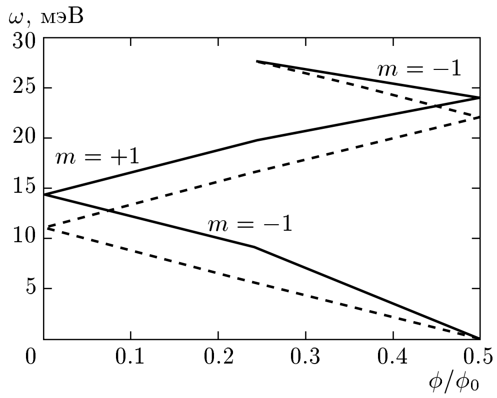

Рис. 4. Частоты одночастичных переходов (штриховые линии) и межподзонных плазмонов с учетом деполяризационного сдвига (сплошные линии): $a = 70\,\text{Å}$, $N_L = 3\cdot 10^5$ см$^{-1}$

решетки (grating structure). Тогда частота линии поглощения равна частоте плазмона с $k = 2\pi/L$. При учете рассеяния электронов поглощение в центре линии на единицу поверхности равно [7] $E_0^2\sigma_0/2$, где E_0 — амплитуда электрического поля волны, $\sigma_0 = e^2N_s\tau/\mu$ — статическая поверхностная проводимость нанотрубки (N_s — поверхностная концентрация, τ — время релаксации по импульсу).

При поляризации волны перпендикулярно оси трубки модуляции не требуется: однородное поле возбуждает переходы $\Delta m' = \pm 1$, т. е. в системе рождаются межподзонные плазмоны с $m = \pm 1$. Зависимость частоты поглощения от ϕ с учетом деполяризационных эффектов приведена на рис. 4.

Напомним в заключение, что все сказанное относится к внутризонным переходам. Для углеродных нанотрубок это переходы

$$E^+_{m'}(q) \to E^+_{m'+m}(q+k).$$

Поглощение, обусловленное переходами $E^+ \to E^-$ и не связанное с плазменными эффектами, было рассмотрено в [8]. В этом случае также проявляется эффект Ааронова–Бома, обусловленный периодической зависимостью энергии основного состояния от магнитного потока.

4.2. Неупругое рассеяние света

Плазмонный вклад в неупругое рассеяние света обычно наблюдают в геометрии параллельных поляризаций падающего $\mathbf{e}_1$ и рассеянного $\mathbf{e}_2$ фотонов; амплитуда процесса пропорциональна $\mathbf{e}_1\cdot\mathbf{e}_2$. Соответствующее сечение определяется коррелятором плотность–плотность, который в свою очередь связан с обобщенной восприимчивостью α, дающей отклик системы на скалярное возмущение вида $\exp(i\boldsymbol{\kappa}\cdot\mathbf{r})$ с учетом самосогласованного поля.

При фиксированной передаче импульса фотона с компонентами $\mathbf{k}_\perp$ (в плоскости, перпендикулярной оси нанотрубки) и k (вдоль оси) сечение рассеяния изображается суммой парциальных вкладов $\sigma_m(k)$, относительный вес которых определяется коэффициентами разложения плоской волны $\exp(i\mathbf{k}_\perp\cdot\boldsymbol{\rho})$ по цилиндрическим гармоникам:

$$\begin{aligned}&\frac{d^2\sigma_m}{d\Omega\,d\omega} = 2al\frac{\omega_1}{\omega_2}\left(\frac{e^2}{m_0c^2}\right)^2(n(\omega)+1)\times\\&\times|J_m(k_\perp a)|^2\,\mathrm{Im}\,\alpha_m(k,\omega)(\mathbf{e}_1\cdot\mathbf{e}_2)^2F(\omega_1),\\&\omega = \omega_1-\omega_2,\end{aligned} \tag{18}$$

где индексы 1 и 2 отмечают, соответственно, падающий и рассеянный фотоны, l — длина нанотрубки, m_0 — масса свободного электрона, $n(\omega)$ — бозевские числа заполнения, J_m — функция Бесселя. Мы включили в формулу также фактор усиления $F(\omega_1)$, так как комбинационное рассеяние наблюдают обычно в резонансном режиме, когда частота возбуждающего света ω близка к какому-либо межзонному переходу. В полупроводниках A_3B_5 для резонанса со спин-орбитально отщепленной зоной (см. [9])

$$F = |p_{c\nu}|^4/9m_0^2\Delta^2,$$

где $p_{c\nu}$ — межзонный матричный элемент импульса, Δ — расстройка резонанса. Парциальную восприимчивость $\alpha_m(k,\omega)$, дающую отклик плотности на скалярное возмущение $f_m e^{im\varphi}$ с моментом m, можно найти, добавляя к электрическому полю в формуле для тока $\mathbf{j}_s$ величину $-\nabla f/e$ и решая систему (6). Результат имеет вид

$$\alpha_m(k,\omega) = \\ = \frac{i\sigma\left(k^2+\dfrac{m^2}{a^2}\right)}{e^2\left[\omega+4\pi i\sigma\left(R^2+\dfrac{m^2}{a^2}\right)aK_m(Ra)I_m(Ra)\right]}. \quad (19)$$

Это выражение для α соответствует приближению холодной плазмы,

$$\omega \gg V_F\sqrt{k^2+\frac{m^2}{a^2}}.$$

Помимо плазмонного полюса, величина $\alpha_m(k,\omega)$ имеет точку ветвления при $R=0$, т. е. при $\omega = ck$. Как и в двумерном случае (см. [10]), этому ветвлению соответствует высокочастотное крыло в спектре комбинационного рассеяния, лежащее в области $\omega > ck$. Мнимая часть α, дающая распределение интенсивности в крыле, равна

$$\operatorname{Im}\alpha_m(k,\omega) = 2\pi^2(N_sk/\mu)^2a(\omega^2/c^2-k^2)J_m^2 \times \\ \times\left\{\left[\omega^2-u^2\left(\frac{\omega^2}{c^2}-k^2\right)J_mN_m\right]^2 + \right. \\ \left. +\left[u^2\left(\frac{\omega^2}{c^2}-k^2\right)J_m^2\right]^2\right\}^{-1}, \\ \omega \ge ck, \quad (20)$$

где

$$u^2 \equiv \frac{2\pi^2e^2aN_s}{\mu}$$

и аргумент всех бесселевых функций равен $a\sqrt{\omega^2/c^2-k^2}$.

Межподзонные переходы ($m \neq 0$) возбуждаются при неупругом рассеянии света с $k_\perp \neq 0$. При $k_\perp a \ll 1$ сечения таких процессов быстро убывают с ростом m: $\sigma_m \propto (k_\perp a)^{2m}$. В присутствии магнитного поля классическую проводимость σ в формуле (19) следует заменить поляризационным оператором:

$$\left(k^2+\frac{m^2}{a^2}\right)\sigma \to ie^2\omega\Pi_m(k). \quad (21)$$

Тогда максимумы в парциальных сечениях как функциях ω определяются резонансами на межподзонных плазмонах и смещаются при изменении магнитного потока (см. рис. 4). Зависят от ϕ периодически также амплитуды этих максимумов, т. е. сами парциальные сечения.

Таким образом, мы показали, что основные характеристики плазменных волн в нанотрубках осциллируют при изменении магнитного потока с периодом ϕ_0. В случае продольного аксиально-симметричного плазмона эта зависимость появляется, лишь начиная с членов порядка $(\omega/kV_F)^2$ в законе дисперсии.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 99-02-17127) и программы «Физика твердотельных наноструктур». Двое из авторов (А. И. В. и А. О. Г.) благодарят за поддержку фонд Volkswagen-Stiftung (ФРГ).

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, Б. З. Спивак, Письма в ЖЭТФ **33**, 101 (1981); Д. Ю. Шарвин, Ю. В. Шарвин, Письма в ЖЭТФ **34**, 272 (1981).
2. И. О. Кулик, Письма в ЖЭТФ **11**, 407 (1970).
3. A. V. Chaplik, Pis'ma v ZhETF **62**, 885 (1995); R. A. Römer and M. E. Raikh, Phys. Rev. B **62**, 7045 (2000); H. Hu, D.-J. Li, J.-L. Zhu, and J.-J. Xiong, E-print archives, cond-mat/0009044, 0010310.
4. А. В. Чаплик, ЖЭТФ **119**, 193 (2001).
5. V. Ya. Prinz, V. A. Seleznev, V. A. Samoylov, and A. K. Gutakovsky, Microelectron. Eng. **30**, 439 (1996).
6. H. Ajiki and T. Ando, J. Phys. Soc. Jap. **62**, 1255 (1993).
7. A. V. Chaplik, Surf. Sci. Rep. **5**, 296 (1985).
8. H. Ajiki and T. Ando, Physica B **201**, 349 (1994).
9. М. В. Клейн, *Рассеяние света в твердых телах*, Мир, Москва (1986), с. 174.
10. А. О. Говоров, А. В. Чаплик, ЖЭТФ **98**, 1564 (1990).