

СПИН-ПЛАЗМОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

*Л. И. Магарилл, А. В. Чаплик, М. В. Энтин**

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

Поступила в редакцию 23 августа 2000 г.

Рассмотрено взаимодействие спинов $2D$ -электронов с переменным электрическим полем, лежащим в плоскости системы. Предполагается, что двукратное спиновое вырождение снято за счет спин-орбитального расщепления. Показано, что переходы между разными спиновыми состояниями приводят в вырожденном электронном газе к узкой линии поглощения. В области частот, соответствующих этим переходам, происходит их смешивание с двумерными плазмонами, в результате чего спектр плазмонов модифицируется и возникает новый тип колебаний — спин-плазмонный поляритон. Найден закон дисперсии этих колебаний. Решена задача о возбуждении спин-плазмонных поляритонов внешним электромагнитным полем.

PACS: 73.20.Mf, 71.70.Ej

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время значительное внимание привлекло исследование спиновых эффектов в низкоразмерных системах. В первую очередь, это связано с потенциальным применением спиновой степени свободы для создания квантовых битов. При этом желательно управлять спиновой подсистемой с помощью электрического поля, поскольку соответствующее магнитное поле должно быть достаточно большим, а такое поле невозможно быстро менять. Другим преимуществом электрического воздействия является достаточно высокая пространственная избирательность.

Влияние электрического поля на спиновую степень свободы может быть обеспечено спин-орбитальным взаимодействием. Например, в работе [1] было показано, что постоянный ток, вызванный статическим электрическим полем, лежащим в плоскости системы, приводит к спиновой поляризации электронов в двумерной системе. В случае переменных полей возникают резонансные эффекты, в которых относительно малое спин-орбитальное взаимодействие становится существенным. Как известно [2], под действием переменного электрического

поля возможны переходы между спиновыми подуровнями, называемые комбинированным резонансом. В одноэлектронной постановке комбинированный резонанс в присутствии магнитного поля рассматривался в [2, 3]. Очевидно, что такого рода эффекты могут проявляться и в коллективных колебаниях электронной плазмы.

Целью настоящей работы является исследование воздействия переменного электрического поля на двумерный ферми-газ с учетом спин-орбитального взаимодействия. В спектре поглощения в отсутствие магнитного поля появляется узкий пик, обусловленный переходами между спин-орбитально расщепленными подзонами вблизи частоты спинового расщепления поверхности Ферми. Взаимодействие этого перехода с двумерными плазмонами порождает смешанные плазмон-спиновые волны. Будет найден спектр этих колебаний и рассмотрена возможность их возбуждения.

2. ДИНАМИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Хорошо известно, что спин-орбитальное взаимодействие $2D$ -электронов на ориентированной поверхности может быть описано в рамках гамильто-

*E-mail: entin@isp.nsc.ru

ниана, предложенного в работах Васько [4] и Бычкова и Рашба [3]:

$$\hat{H}_0 = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + \hat{H}_{so}, \quad \hat{H}_{so} = \alpha \boldsymbol{\sigma} \cdot [\mathbf{p} \times \mathbf{n}] \equiv \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\Omega}. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{p} = (p_x, p_y)$ — двумерный импульс электрона, ось z направлена нормально к плоскости системы, α — константа спин-орбитального взаимодействия, σ_i — матрицы Паули; здесь и далее полагаем $\hbar = 1$.

Гамильтониан (1) приводит к энергетическому спектру

$$\varepsilon_\mu(p) = \frac{p^2}{2m} + \mu|\alpha|p, \quad (2)$$

где $\mu = \pm 1$ нумерует две ветви спиново-расщепленного спектра двумерного электронного газа. Расщепление ветвей обычно невелико и составляет $\sim 10^{-2}$ от энергии Ферми. Волновые функции могут быть представлены в виде

$$\psi_\mu = \frac{\exp(i\mathbf{p} \cdot \mathbf{r})}{\sqrt{2S}} \begin{pmatrix} i\mu e^{-i\varphi_{\mathbf{p}}} \text{sign } \alpha \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где $\varphi_{\mathbf{p}}$ — полярный угол вектора \mathbf{p} , S — площадь системы.

Резонансные переходы между спиново-расщепленными подзонами в вырожденном двумерном газе осуществляются вблизи частоты спинового расщепления поверхности Ферми $\omega_0 = 2|\alpha|p_F$ (p_F — фермиевский импульс). Формула Кубо [5] для тензора динамической проводимости имеет вид

$$\sigma_{ij}(\omega) = \frac{\pi G_0}{S} \int_0^\infty dt e^{-\delta t} \times \\ \times \int_0^{1/T} ds \langle \text{Sp} \{ f(\hat{H}) \hat{v}_j(-is) (1 - f(\hat{H})) \hat{v}_i(t) \} \rangle. \quad (4)$$

Здесь T — температура, $G_0 = e^2/\pi$ — квант контактанса, \hat{H} — полный гамильтониан системы, $f(\varepsilon) = 1/(1 + \exp(\varepsilon - \zeta)/T)$ — функция Ферми (ζ — химический потенциал), $\delta \rightarrow +0$, $\hat{v}(t)$ — оператор скорости электрона в представлении Гейзенберга, ω — частота электрического поля; здесь и далее $\hbar = 1$. Угловые скобки обозначают усреднение по примесям.

В бесстолкновительном пределе из (4) получаем

$$\sigma_{ij}(\omega) = \frac{G_0}{4} \int d\mathbf{p} \sum_\mu \left\{ \frac{\partial f_{\mu p}}{\partial \zeta} \frac{v_{\mu\mu}^j(\mathbf{p}) v_{\mu\mu}^i(\mathbf{p})}{\delta - i\omega} + \right. \\ \left. + \frac{f_{\bar{\mu} p} - f_{\mu p}}{\varepsilon_\mu(p) - \varepsilon_{\bar{\mu}}(p)} \frac{v_{\bar{\mu}\mu}^j(\mathbf{p}) v_{\bar{\mu}\mu}^i(\mathbf{p})}{\delta - i\omega + \varepsilon_\mu(p) - \varepsilon_{\bar{\mu}}(p)} \right\}. \quad (5)$$

Здесь $\bar{\mu} = -\mu$, $f_{\mu p} \equiv f(\varepsilon_\mu(p))$. Бесконечно малый темп включения поля δ можно считать феноменологическим обратным временем релаксации.

Используя волновые функции (3), легко находим матричные элементы оператора скорости:

$$\mathbf{v}_{\mu\mu}(\mathbf{p}) = \frac{\mathbf{p}}{pm} (p + m|\alpha|\mu), \\ \mathbf{v}_{\mu,\bar{\mu}}(\mathbf{p}) = i|\alpha|\mu \frac{\mathbf{p} \times \mathbf{n}}{p}. \quad (6)$$

В дальнейшем предполагаем, что электронный газ вырожден в смысле малости температуры по сравнению с энергией Ферми ε_F . В то же время температура может быть сравнима с расщеплением между спиновыми подзонами.

Подстановка (2) и (6) в (5) дает $\sigma_{ij}(\omega) = \delta_{ij}\sigma(\omega)$:

$$\sigma(\omega) = \sigma_D(\omega) + \sigma_s(\omega), \\ \sigma_D(\omega) = \frac{ne^2}{m(\delta - i\omega)} = iG_0 \frac{\varepsilon_F}{\omega + i\delta}, \quad (7)$$

$$\sigma_s(\omega) = \frac{G_0|\alpha|}{8} \int_0^\infty dp \left\{ \left[f\left(\frac{p^2}{2m} - |\alpha|p\right) - \right. \right. \\ \left. \left. - f\left(\frac{p^2}{2m} + |\alpha|p\right) \right] \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{1}{\delta - i\omega - 2i|\alpha|p} + \frac{1}{\delta - i\omega + 2i|\alpha|p} \right] \right\}. \quad (8)$$

Здесь n — плотность $2D$ -электронов. Величина σ_D — вклад в проводимость, возникающий из-за диагональных по μ матричных элементов скорости. Мы записали его в главном порядке по параметру $(\alpha/v_F)^2$ (v_F — фермиевская скорость), в котором он совпадает с проводимостью Друде. Величина σ_s обусловлена переходами между спиновыми подзонами.

Нас интересует область частот, близких к ω_0 ($|\omega - \omega_0| \ll \omega_0$). В этой области выражение (8) для σ_s упрощается:

$$\text{Re}(\sigma_s) = \frac{\pi G_0}{16} \times \\ \times \left[\frac{1}{\exp\left(\frac{\eta-1}{\Theta}\right) + 1} - \frac{1}{\exp\left(\frac{\eta+1}{\Theta}\right) + 1} \right], \quad (9) \\ \text{Im}(\sigma_s) = \frac{iG_0}{16} \mathcal{P} \int_{-\infty}^\infty \frac{dy}{\eta - y} \times$$

$$\times \left[\frac{1}{\exp\left(\frac{y-1}{\Theta}\right) + 1} - \frac{1}{\exp\left(\frac{y+1}{\Theta}\right) + 1} \right],$$

где введены безразмерные температура $\Theta = T/(\alpha p_F)$ и отстройка от центра полосы спинового поглощения $\eta = (\omega - \omega_0)/(2m\alpha^2)$. Знак \mathcal{P} обозначает главную часть интеграла.

Из (9) в пределе низких температур, $\Theta \ll 1$, получаем

$$\sigma_s = \frac{G_0}{16} \left\{ i \ln \left| \frac{\eta+1}{\eta-1} \right| + \pi \theta(1 - \eta^2) \right\}. \quad (10)$$

При $T = 0$ величина $\text{Re}(\sigma(\omega))$ является ступенчатой функцией частоты, отличной от нуля в пределах $\omega_0 - 2m\alpha^2 < \omega < \omega_0 + 2m\alpha^2$. Это отражает закон сохранения энергии при вертикальных переходах между спиновыми подзонами (см. рис. 1). Мнимая часть проводимости имеет логарифмические особенности на краях этого интервала. Низкотемпературный предел осуществляется при температуре, меньшей температуры расщепления подзон вблизи импульса Ферми $2|\alpha|p_F$. При больших температурах пик поглощения на спиновых переходах размывается на величину $2Tm\alpha/p_F$.

3. СПЕКТР ПЛАЗМОНА

Будем рассматривать задачу о колебаниях двумерного электронного газа с учетом переходов между спиновыми подзонами в пренебрежении токами смещения.

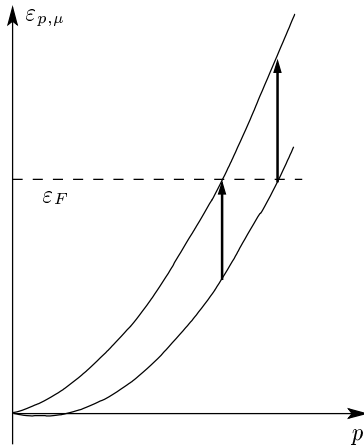


Рис. 1. Схема переходов между спиновыми подзонами. Стрелки соответствуют переходам с пороговыми частотами $2(|\alpha p_F| \pm m\alpha^2)$

Для нахождения спектра колебаний нужно совместно решать уравнение непрерывности $\dot{\rho} + \nabla \mathbf{j} = 0$ для поверхностной плотности заряда ρ и тока \mathbf{j} , уравнение Пуассона для потенциала $\Delta\phi = -4\pi\rho\delta(z)$ и материальное уравнение $\mathbf{j} = -\sigma\nabla\phi$.

После фурье-преобразования в плоскости образца дисперсионное уравнение для плазмона приобретает вид

$$\frac{2\pi i \sigma(\omega) q}{\omega} = -\kappa. \quad (11)$$

Здесь q — волновой вектор, κ — эффективная статическая диэлектрическая проницаемость. Если $2D$ -система расположена между двумя диэлектриками с проницаемостями κ_1 и κ_2 , то $\kappa = (\kappa_1 + \kappa_2)/2$. Для структуры металл-диэлектрик-полупроводник [6]

$$\kappa(q) = (\kappa_1 + \kappa_2 \text{cth} qd)/2, \quad (12)$$

где d — расстояние между двумерными электронами и полевым электродом. Таким образом, зависимость проводимости от частоты неявно определяет спектр спин-плазмонов $\omega(k)$.

В бесстолкновительном пределе и при нулевой температуре спектр в отсутствие полевого электрода определяется уравнением

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{16} \frac{1}{1 + \eta\lambda} \left[\frac{4}{1 + \eta\lambda} + \lambda \ln \left(\frac{\eta+1}{\eta-1} \right) \right], \quad (13)$$

где введены безразмерный волновой вектор $k = q\pi G_0/(\kappa m\alpha^2)$ и параметр $\lambda = |\alpha|/v_F$. В отсутствие спин-орбитального взаимодействия ($\lambda = 0$) из (13) получается известный корневой спектр плазмона [7] (см. также обзор [8]). Незатухающие плазменные волны существуют при $\eta > 1$ и $\eta < -1$, что соответствует частотам $\omega < 2\alpha p_F - 2m\alpha^2$ и $\omega > 2\alpha p_F + 2m\alpha^2$ (см. рис. 2). Внутри области частот $2\alpha p_F - 2m\alpha^2 < \omega < 2\alpha p_F + 2m\alpha^2$ затухание плазмона обеспечивается за счет бесстолкновительной перекачки энергии в спиновые возбуждения.

В том же пределе в области взаимодействия волн $\eta \ll 1/\lambda$ уравнение (13) можно дополнительно упростить, введя безразмерную переменную $\xi = (k - 4)/8\lambda$:

$$\ln \left(\frac{\eta-1}{\eta+1} \right) = 8(\xi - \eta). \quad (14)$$

Уравнение (14) показывает, что характерные области частот и импульсов, в которых спектр плазмона модифицируется, определяются по порядку величины областью пересечения плазмонной дисперсии с

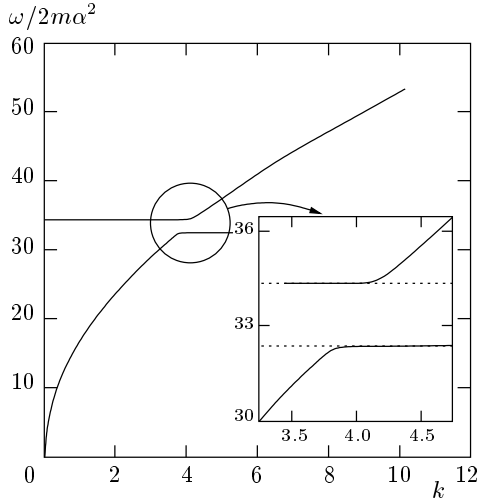


Рис. 2. Спектр спин-плазмонов в отсутствие затухания волн для значения параметра $\lambda = 0.0259$, соответствующего гетероструктуре InAs/GaSb с концентрацией носителей $7.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. (Величина $2m\alpha^2 = 0.117 \text{ мэВ}$.) Вне области пересечения со спиновыми переходами спектр описывается корневым поведением $\omega \sim \sqrt{k}$. На врезке — область взаимодействия переходов. Пунктиром обозначены граничные частоты для спиновых переходов. Вдали от области взаимодействия ветви экспоненциально прижимаются к пунктирным линиям

областью спиновых переходов и соответственно равны $|\omega - 2\alpha p_F| \sim 2m\alpha^2$ и $(k - 4) \sim 8\lambda$ (см. врезку на рис. 2).

4. КВАНТОВОЕ КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ

Ранее мы получили выражение для высокочастотной проводимости в отсутствие столкновений. Хотя величина δ может трактоваться как феноменологическое затухание, ввиду того что в задаче задействованы как поступательная, так и спиновая степени свободы, остается вопрос, какое из времен релаксации нужно использовать в качестве δ . Для снятия этой неопределенности необходимо решить кинетическую задачу с учетом столкновений электронов, которая будет рассмотрена для случая примесного рассеяния.

Кинетика электронов описывается с помощью диагональной по импульсу \mathbf{p} и недиагональной по спиновой переменной одночастичной матрицы плотности $\hat{\rho}(\mathbf{p})$. Квантовое кинетическое уравнение, ли-

неаризованное по внешнему электрическому полю, имеет вид

$$\dot{\rho} + i[\hat{\mathcal{H}}_{so}, \hat{\rho}] + \hat{\mathcal{F}} = \text{St}(\hat{\rho}). \quad (15)$$

В уравнении (15) \mathcal{F} — полевой член, $\text{St}(\hat{\rho})$ — столкновительный член. Запишем уравнение (15) в базисе собственных состояний гамильтониана Рашба:

$$\dot{\rho}_{\mu'\mu}(\mathbf{p}) + i(\varepsilon_{\mu'}(p) - \varepsilon_{\mu}(p))\rho_{\mu'\mu}(\mathbf{p}) + \mathcal{F}_{\mu'\mu} = \text{St}(\rho)_{\mu'\mu}, \quad (16)$$

где полевой и столкновительный члены имеют вид

$$\mathcal{F}_{\mu'\mu}(\mathbf{p}) = -e\mathbf{E}\mathbf{v}_{\mu'\mu}(\mathbf{p}) \frac{f(\varepsilon_{\mu'}(p)) - f(\varepsilon_{\mu}(p))}{\varepsilon_{\mu'}(p) - \varepsilon_{\mu}(p)}, \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \text{St}(\rho)_{\mu'\mu} = \pi N_i \sum_{\mathbf{p}', \nu', \nu} \{ & M_{\mathbf{p}\mu'; \mathbf{p}'\nu'} M_{\mathbf{p}'\nu; \mathbf{p}\mu} \rho_{\nu'\nu}(\mathbf{p}') \times \\ & \times [\delta(\varepsilon_{\nu'}(p') - \varepsilon_{\mu}(p)) + \delta(\varepsilon_{\nu}(p') - \varepsilon_{\mu'}(p))] - \\ & - M_{\mathbf{p}\mu'; \mathbf{p}'\nu'} M_{\mathbf{p}'\nu'; \mathbf{p}\nu} \rho_{\nu\nu}(\mathbf{p}) \delta(\varepsilon_{\mu}(p) - \varepsilon_{\nu'}(p')) - \\ & - M_{\mathbf{p}\nu'; \mathbf{p}'\nu} M_{\mathbf{p}'\nu; \mathbf{p}\mu} \rho_{\mu'\mu}(\mathbf{p}) \delta(\varepsilon_{\mu'}(p) - \varepsilon_{\nu}(p')) \}. \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь $M_{\mathbf{p}\mu'; \mathbf{p}'\mu}$ — матричный элемент взаимодействия с рассеивающей примесью, N_i — число примесей. При $\mu' = \mu$ дробь в (17) следует доопределить как $f'(\varepsilon_{\mu}(p))$, где $f'(\varepsilon) = \partial f(\varepsilon)/\partial \varepsilon$. Уравнение вида (16) со столкновительным членом (18) было получено в работах [9, 10] для общего вида энергетического спектра электрона с использованием диаграммной техники Константинова—Переля [9]. Для спин-орбитально расщепленных зон такое уравнение без полевого члена (но с матрицей межзонной оптической генерации) приведено в [11]. Линеаризованный по α полевой член выписан в [1].

Удобно перейти в фиксированный базис состояний (не зависящий от направления \mathbf{p}). При этом для полевого члена $\hat{\mathcal{F}}$ находим

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{F}} = -\frac{e}{4m\varepsilon} \mathbf{E} \{ & 2\mathbf{p} (2\varepsilon + \hat{\mathcal{H}}_{so}) f'(\varepsilon + \hat{\mathcal{H}}_{so}) + \\ & + i[\mathbf{p} \times \mathbf{n}](\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}) (f(\varepsilon + \hat{\mathcal{H}}_{so}) - f(\varepsilon - \hat{\mathcal{H}}_{so})) \}, \end{aligned} \quad (19)$$

где $\varepsilon = p^2/2m$. Интеграл столкновений с использованием малости параметра λ , позволяющий ограничиться учетом рассеяния с сохранением спина, преобразуется к виду

$$\text{St}(\hat{\rho}) = 2\pi N_i \sum_{\mathbf{p}'} |V_{\mathbf{p}'-\mathbf{p}}|^2 \delta(\varepsilon - \varepsilon') (\hat{\rho}(\mathbf{p}') - \hat{\rho}(\mathbf{p})). \quad (20)$$

Здесь $V_{\mathbf{p}'-\mathbf{p}}$ — фурье-компонента потенциала примеси (мы пренебрегли спин-орбитальными поправками к гамильтониану взаимодействия с примесями).

Нас интересует отклик на переменное электрическое поле $\mathbf{E}(t) = \text{Re}(\mathbf{E}_\omega e^{-i\omega t})$. Пользуясь тем, что единичная матрица I и $\boldsymbol{\sigma}$ образуют полный базис в пространстве матриц 2×2 , ищем решение уравнения (15) в виде

$$\begin{aligned}\hat{\rho} &= (\hat{\rho}_\omega e^{-i\omega t} + \text{H.c.})/2, \\ \hat{\rho}_\omega &= A_\omega(\mathbf{p})\hat{I} + \mathbf{B}_\omega(\mathbf{p}) \cdot \boldsymbol{\sigma}.\end{aligned}\quad (21)$$

Для $A_\omega(\mathbf{p})$ получаем

$$\begin{aligned}A_\omega(\mathbf{p}) &\equiv A_1(\varepsilon) \frac{\mathbf{E}_\omega \cdot \mathbf{p}}{p} = \\ &= \tau_{1\omega} \frac{e\mathbf{E}_\omega \cdot \mathbf{p}}{2m} \left[f'_+(\varepsilon) + \frac{\Omega}{2\varepsilon} f'_-(\varepsilon) \right].\end{aligned}\quad (22)$$

Здесь $\Omega = |\boldsymbol{\Omega}| = |\alpha|p$, $1/\tau_{1\omega} = 1/\tau_1 - i\omega$, $f_\pm(\varepsilon) \equiv f(\varepsilon + \Omega) \pm f(\varepsilon - \Omega)$. Здесь и далее τ_n — время релаксации n -го углового момента функции распределения (τ_1 — обычное транспортное время релаксации по импульсу), определяемое выражением

$$\tau_n^{-1} = 2\pi N_i \sum_{\mathbf{p}'} |V(\mathbf{p}-\mathbf{p}')|^2 \delta(\varepsilon-\varepsilon') (1-\cos n\phi), \quad (23)$$

где ϕ — угол между \mathbf{p} и \mathbf{p}' .

Величина $\mathbf{B}_\omega(\mathbf{p})$ удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned}-i\omega \mathbf{B}_\omega(\mathbf{p}) - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{B}_\omega(\mathbf{p}) &= \text{St}(\mathbf{B}_\omega(\mathbf{p})) + \frac{e}{4m\varepsilon} \times \\ &\times \left\{ \boldsymbol{\Omega}(\mathbf{E}_\omega \cdot \mathbf{p}) \left(f'_+(\varepsilon) + \frac{2\varepsilon}{\Omega} f'_-(\varepsilon) \right) - \right. \\ &\left. - \frac{\mathbf{p}}{\Omega} (\mathbf{E}_\omega \cdot \boldsymbol{\Omega}) f_-(\varepsilon) \right\}.\end{aligned}\quad (24)$$

Решение уравнения (24) разлагается на сумму трех слагаемых, соответствующих угловым гармоникам по импульсу:

$$\begin{aligned}\mathbf{B}_\omega(\mathbf{p}) &= B_0(\varepsilon)\mathbf{E} \times \mathbf{n} + \frac{B_1(\varepsilon)}{p}\mathbf{E} \times \mathbf{p} + B_2(\varepsilon) \times \\ &\times \left\{ \frac{(\mathbf{E} \times \mathbf{n} \cdot \mathbf{p})\mathbf{p}}{p^2} - \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{p}}{2p} \right\}.\end{aligned}\quad (25)$$

Выделяя угловые гармоники, получаем систему алгебраических уравнений для величин $B_i(\varepsilon)$:

$$\begin{aligned}2\alpha p B_0 + \frac{1}{\tau_{1\omega}} B_1 + \alpha p B_2 &= 0, \\ i\omega B_0 + \alpha p B_1 &= -\frac{e\alpha}{4\Omega} \times \\ &\times [\Omega f'_+(\varepsilon) + 2\varepsilon f'_-(\varepsilon) + f_-(\varepsilon)], \\ \frac{1}{\tau_{2\omega}} B_2 - 2\alpha p B_1 &= -\frac{e\alpha}{2\Omega} \times \\ &\times [\Omega f'_+(\varepsilon) + 2\varepsilon f'_-(\varepsilon) - f_-(\varepsilon)].\end{aligned}\quad (26)$$

Динамическая проводимость выражается через $A_\omega(\mathbf{p})$ и $B_0(\varepsilon)$:

$$\sigma(\omega) = -e \int_0^\infty \frac{d\varepsilon}{2\pi} (pA_1(\varepsilon) + m\alpha B_0(\varepsilon)). \quad (27)$$

Входящая в (27) величина $B_0(\varepsilon)$ находится из системы (26):

$$\begin{aligned}B_0(\varepsilon) &= \frac{i e \alpha}{4\Omega} (4\Omega^2 \tau_{1\omega} \tau_{2\omega} + 1) \times \\ &\times \frac{\Omega f'_+(\varepsilon) + 2\varepsilon f'_-(\varepsilon) + f_-(\varepsilon)}{2\omega \Omega^2 \tau_{1\omega} \tau_{2\omega} + \omega + 2i\Omega^2 \tau_{1\omega}}.\end{aligned}\quad (28)$$

Первое слагаемое в (27) в главном порядке по λ совпадает с обычной формулой (7) Друде—Лоренца $\sigma_D = ne^2 \tau_1 (1 - i\omega \tau_1)^{-1} m^{-1}$ при конечном $\delta = 1/\tau_1$.

Для того чтобы в области частот вблизи резонанса $\omega \sim \omega_0$ плазмон был слабозатухающим, нужно выполнить неравенство $\Omega \tau_1 \gg 1$. Это позволяет упростить выражение для σ_s :

$$\sigma_s(\omega) = -\frac{i e^2 m \alpha^2}{8\pi \omega_0} \int_0^\infty d\varepsilon \frac{f_-(\varepsilon)}{\omega - 2\Omega + i\tau_s^{-1}}. \quad (29)$$

Здесь введено столкновительное уширение спиновых переходов $\tau_s^{-1} = (2\tau_1^{-1} + \tau_2^{-1})/4$.

Из (29) в бесстолкновительном пределе получаем (9), а в пределе низких температур, $\Theta \ll 1$, выражение

$$\sigma_s = \frac{iG_0}{16} \ln \left(\frac{\eta + 1 + i(2m\alpha^2\tau_s)^{-1}}{\eta - 1 + i(2m\alpha^2\tau_s)^{-1}} \right). \quad (30)$$

По порядку величины τ_s совпадает с τ_1 , определяющим подвижность. В частности, для рассеяния на нейтральных примесях $\tau_s = (4/3)\tau_1$; для заряженных неэкранированных примесей, лежащих в плоскости $2D$ -электронов, $\tau_s = \tau_1$; наконец, для малоуглового рассеяния на заряженных примесях, лежащих на большом расстоянии от двумерного слоя (толстый спейсер), $\tau_s = (2/3)\tau_1$.

5. ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЛАЗМОНОВ

Как известно, плазмонный спектр наблюдается по поглощению электромагнитной волны, падающей на двумерную систему. Поскольку длина волны соответствующих частот в вакууме велика, электрическое поле волны пространственно модулируется с помощью дифракционной решетки (grating structure) [12] (см. также обзор [8] и ссылки в нем). Плотность мощности, поглощаемой двумерной системой, определяется фурье-гармониками

электромагнитного поля в плоскости $2D$ -системы $\mathbf{E}(\mathbf{q}, z = 0)$. Для одномерной решетки со штрихами в направлении оси y с периодом d имеем $\mathbf{q}_n = (0, 2\pi n/d)$. Эти гармоники линейно связаны с нулевой гармоникой поля $\mathbf{E}(\mathbf{q} = 0, z = 0)$ коэффициентами $c_{\mathbf{q}}$, определяемыми только решеткой:

$$\mathbf{E}(\mathbf{q}, z = 0) = \mathbf{E}(\mathbf{q} = 0, z = 0)c_{\mathbf{q}}. \quad (31)$$

Согласно [8], поглощаемая мощность может быть записана как

$$W = \frac{1}{2} |E_x(\mathbf{q} = 0, z = 0)|^2 \operatorname{Re}(\sigma_{eff}(\omega)). \quad (32)$$

Эффективная проводимость $\sigma_{eff}(\omega)$ определяется коэффициентами фурье-разложения поля и парциальными эффективными проводимостями $\sigma(\mathbf{q}, \omega)$:

$$\sigma_{eff}(\omega) = \sum_{\mathbf{q}} \sigma(\mathbf{q}, \omega) |c_{\mathbf{q}}|^2, \quad (33)$$

где

$$\sigma(\mathbf{q}, \omega) = \sigma(\omega) \left(1 + \frac{2\pi i q \sigma(\omega)}{\omega \kappa} \right)^{-1}. \quad (34)$$

Нули знаменателя в (34) определяют спектр колебаний $\omega(\mathbf{q})$.

На рисунке 3 представлена зависимость коэффициента поглощения от частоты при различных значениях волнового вектора. Мы используем параметры гетероструктуры InAs/GaSb: $m = 0.055m_0$ и $\alpha = 9 \cdot 10^{-10}$ эВ·см [13] с подвижностью электронов $\mu = 10^6$ см²/В·с (рис. 3а) и $\mu = 3 \cdot 10^6$ см²/В·с (рис. 3б) и концентрацией $n = 7.5 \cdot 10^{11}$ см⁻². Согласно графику, имеются два основных пика поглощения — узкий плазменный и широкий спиновый, причем, если резонансы разнесены по частотам, то спиновый резонанс значительно (на несколько порядков величины) слабее плазменного. Максимум поглощения по частоте при изменении k «следит» за спектром спин-плазмона $\omega(q)$. На рисунке для удобства восприятия изображены графики только для тех значений k , когда плазменные резонансы лежат слева или в области спиновых переходов (если волновой вектор, определяемый дифракционной решеткой, превышает $k_c = 4$, плазменные пики располагаются симметрично справа от области спин-флип-переходов).

По мере приближения к области спиновых переходов плазменный резонанс значительно уменьшается по величине, а спиновый растет. Перекачка сил осцилляторов происходит вследствие экранировки

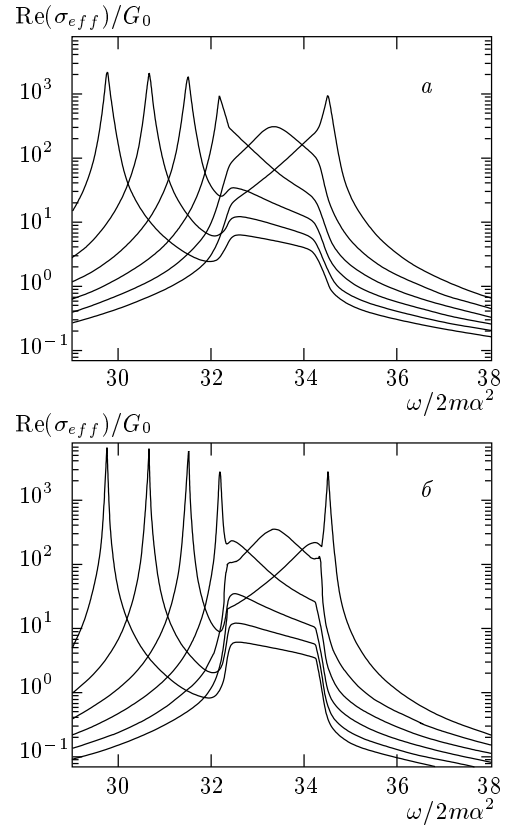


Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения от частоты в области спин-плазменного резонанса для той же системы, что и на рис. 2. Безразмерный волновой вектор пробегает значения $k = 3.2, 3.4, 3.6, 3.8, 4, 4.2$. Этим значениям отвечает перемещение главного максимума поглощения слева направо; рис. а и б соответствуют подвижностям $\mu = 10^6$ см²/В·с и $\mu = 3 \cdot 10^6$ см²/В·с

внешнего поля поляризацией среды, вызванной спиновыми переходами. Когда частота резонанса попадает в область спиновых переходов, узкий плазменный резонанс прижимается к границе этой области в согласии со спектром спин-плазменного резонанса в бесстолкновительном пределе (рис. 2).

Для использованных выше параметров гетероструктуры InAs/GaSb $\hbar\omega_0 = 3.91$ мэВ ($\omega_0 = 5.94 \times 10^{12}$ с⁻¹) и $q_c = 2.44 \cdot 10^4$ см⁻¹ (соответствующий период решетки $a = 2.57$ мкм). Отметим, что значительное увеличение коэффициента поглощения на спиновых переходах вблизи резонанса с плазменными колебаниями облегчает экспериментальное наблюдение этого эффекта.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 99-02-17127, 00-02-17658) и Государствен-

ной программы Российской Федерации «Физика твердотельных наноструктур».

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. И. Магарилл, М. В. Энтин, Письма в ЖЭТФ **72**, 195 (2000).
2. Э. И. Рашба, ФТТ **2**, 1224 (1960).
3. Ю. А. Бычков, Э. И. Рашба, Письма в ЖЭТФ **39**, 66 (1984); E. I. Rashba and V. I. Sheka, in *Landau Level Spectroscopy*, ed. by G. Landwehr and E. I. Rashba, Elsevier (1991), p. 178.
4. Ф. Т. Васько, Письма в ЖЭТФ **30**, 574 (1984).
5. R. Kubo, J. Phys. Soc. Jap. **12**, 570 (1957) (см. пер. в кн. *Вопросы квантовой теории необратимых процессов*, ИЛ, Москва (1961), с. 39).
6. А. В. Чаплик, ЖЭТФ **62**, 746 (1972).
7. R. H. Ritchie, Phys. Rev. **106**, 874 (1957); R. A. Ferrel, Phys. Rev. **111**, 1214 (1958).
8. T. Ando, A. V. Fowler, and F. Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982) (пер. Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн, *Электронные свойства двумерных систем*, Мир, Москва (1985)).
9. О. В. Константинов, В. И. Перель, ЖЭТФ **39**, 197 (1960).
10. Л. Э. Гуревич, Г. М. Недлин, ЖЭТФ **40**, 809 (1961).
11. Е. Л. Ивченко, Ю. Б. Лянда-Геллер, Г. Е. Пикус, ЖЭТФ **98**, 989 (1990).
12. S. S. Allen, Jr., D. C. Tsui, and R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. **38**, 980 (1987).
13. J. Luo, H. Munekata, F. F. Stiles, and P. J. Stiles, Phys. Rev. B **38**, 10142 (1988); Phys. Rev. B **41**, 7685 (1990).