

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

**Объединенная научная сессия
Отделения физических наук Российской академии наук
и Объединенного физического общества Российской Федерации
"Отрицательная абсолютная проводимость"**

(27 октября 2004 г.)

27 октября 2004 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Объединенная научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук и Объединенного физического общества Российской Федерации "Отрицательная абсолютная проводимость". На сессии были заслушаны доклады:

1. **Елесин В.Ф.** (Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва). *Явления абсолютной отрицательной проводимости в неравновесных трехмерных полупроводниках.*

2. **Гантмахер В.Ф., Зверев В.Н.** (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская обл.). *Магнитопримесные резонансы как индикатор инверсной функции распределения фотозелектронов в полупроводниках.*

3. **Рыжий В.И.** (University of Aizu, Aizu-Wakamatsu, Japan). *Абсолютная отрицательная проводимость, индуцированная микроволновым излучением, и состояния с нулевым сопротивлением в двумерных электронных системах: история и современное состояние.*

4. **Дорожкин С.И.** (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская обл.). *Фотоотклик в магнетопроводимости высокосовершенных двумерных электронных систем на облучение электромагнитными волнами миллиметрового диапазона.*

Краткие содержания докладов публикуются ниже.

PACS numbers: 72.20.-i, 72.20.My, 72.40.+w

Явления абсолютной отрицательной проводимости в неравновесных трехмерных полупроводниках

В.Ф. Елесин

1. Введение

В докладе дан обзор и анализ теоретических и экспериментальных работ по явлениям абсолютной отрицательной проводимости (АОП) в неравновесных трехмерных полупроводниках. Изложены механизмы АОП в полу-

проводниках с сильным взаимодействием "электрон-оптический фонон" и абсолютной отрицательной поперечной проводимости в квантующем магнитном поле.

В конце 2002 г. группами американских, немецких и израильских ученых было обнаружено состояние с равным нулю сопротивлением в двумерном электронном газе на основе полупроводниковой гетероструктуры GaAs/AlGaAs при одновременном воздействии на нее постоянного магнитного поля и электромагнитного излучения [1]. Вначале авторы предполагали, что имеют дело со сверхпроводящим состоянием. Но затем стало ясно, что обнаруженные явления тесно связаны с явлением абсолютной отрицательной проводимости (АОП), при котором постоянный ток течет против внешнего постоянного электрического поля. Хотя уже опубликовано значительное количество теоретических и экспериментальных работ (см. обзоры [2, 3]), полной ясности в природе открытого явления до настоящего времени нет.

Между тем, эффекты АОП были предсказаны более 30 лет назад в трехмерных [4, 5] и двумерных [6] системах и детально исследованы теоретически и экспериментально [7–11]. В частности, были изучены вопросы, связанные с нестабильностью, образованием доменов и др. Поэтому представляет интерес кратко изложить механизмы АОП в неравновесных полупроводниках. Мы ограничимся трехмерными системами.

По-видимому, первый реалистический механизм АОП был предложен в 1966 г. в работе [4] и детально теоретически изучен в [7]. Механизм АОП [4] связан с неравновесностью энергетического распределения электронов и пороговым характером их взаимодействия с оптическими продольными (бездисперсионными) фононами.

В начале 1968 г. было показано [5, 8], что поперечный ток полупроводника, помещенного в квантующее магнитное поле, становится отрицательным, если энергетическое распределение электронов является неравновесным. Предсказанный эффект АОП в магнитном поле позднее был обнаружен экспериментально и детально изучен для InSb p-типа [9–11] и для p-Ge [12].

Следует отметить, что еще раньше Крёмер [13, 14] обсуждал возможность отрицательной проводимости за

счет отрицательной массы электронов полупроводника. Однако он не привел каких-либо конкретных расчетов и формул. В 1960 г. Каган [15] сформулировал условия возможности излучения в циклотронном резонансе на отрицательных массах.

2. Эффект АОП на неравновесных электронах, взаимодействующих с оптическими фононами

Толчком к исследованию сильно неравновесных явлений в полупроводниках стали экспериментальные работы [16, 17] по наблюдению осцилляций в спектрах фотопроводимости. Период осцилляций равнялся энергии оптического фонона. Но самым неожиданным было вообще наличие зависимости фотопроводимости от частоты возбуждающего света. В то время было принято считать, что энергетическое распределение неравновесных фотоэлектронов очень мало отличается от квазиравновесного [18]. Наличие зависимости свидетельствовало о том, что время жизни электрона τ_e в зоне проводимости сопоставимо с временами энергетической релаксации τ_{ak} на акустических фонах и электрон-электронных столкновениях τ_{ee} . В пределе $\tau_e \ll \tau_{ak}, \tau_{ee}$ функция распределения электронов имела бы δ -образный характер, что соответствовало сильно неравновесному состоянию. Оказалось, что такая ситуация реализуется, например, в сурьмянистом индии р-типа [17], где $\tau_e = 10^{-10}$ с, $\tau_{ak} = 10^{-7}$ с.

В работе [4] было показано, что в сильно неравновесном состоянии возможна абсолютная отрицательная проводимость. Рассмотрим, следуя [4, 7], полупроводник при низких температурах ($kT \ll \hbar\omega_0$, ω_0 — частота оптического фонона, далее $\hbar = 1$). Пусть концентрация равновесных электронов мала по сравнению с концентрацией электронов, рождающихся в зоне проводимости с энергией ε_0 под действием внешнего монохроматического источника интенсивности I с распределением $g(\Omega)$ (рис. 1).

Поведение электронов при наличии внешнего электрического поля E описывается обычным кинетическим уравнением для функции распределения электронов $f(\mathbf{p})$

$$-e\mathbf{E} \frac{\partial f(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}} + S_p^- f(\mathbf{p}) = S_p^+ \{f\} \quad (1)$$

и выражением для тока

$$\mathbf{J} = -e \int \frac{2d^3p}{(2\pi)^3} \mathbf{v} f(\mathbf{p}). \quad (2)$$

Операторы "ухода" электронов S_p^- и интегральный оператор "прихода" S_p^+ включают взаимодействие с

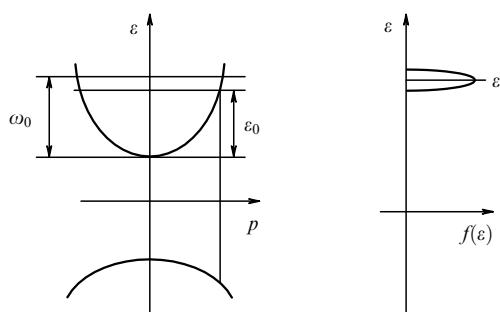


Рис. 1.

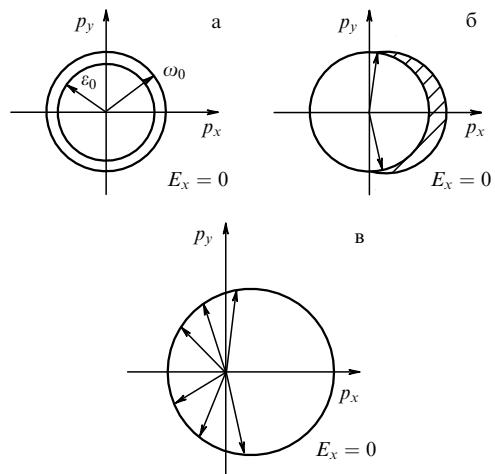


Рис. 2.

оптическими фононами и примесями (время τ_{imp}), а также процессы рекомбинации и рождения электронов. В частности, вероятность "ухода", связанного с испусканием оптических фононов, выражается как

$$\frac{1}{\tau_{op}(\varepsilon_p)} = A \sqrt{\varepsilon_p - \omega_0} \Theta(\varepsilon_p - \omega_0),$$

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1, & x > 0 \\ 0, & x < 0. \end{cases} \quad (3)$$

Будем считать, что $\varepsilon_0 < \omega_0$. Тогда в фазовом пространстве электроны распределены в узком шаровом слое вблизи сферы $p^2/2m = \varepsilon_0 < \omega_0$ (рис. 2a). Поскольку $\varepsilon_0 < \omega_0$, то, согласно закону сохранения энергии, электроны не могут излучать фононы (см. (3)). Включение электрического поля сдвигает сферу по импульсу на $eE\tau$ (рис. 2b). Электроны, увеличившие свою энергию до ω_0 (на правой полусфере), испускают оптические фононы, почти полностью теряя свой импульс и энергию (рис. 2c). В результате возникает направленный ток электронов (не взаимодействующих с фононами) в противоположном направлении с большим импульсом $p \sim \sqrt{m\omega_0}$, что приводит к отрицательному вкладу в ток, \mathbf{J}_- . Естественно, имеется и положительный вклад \mathbf{J}_+ , обусловленный полученным от поля импульсом. В работах [4, 7] показано, что при определенных условиях преобладает отрицательный вклад и имеет место АОП.

Таким образом, возникновение эффекта АОП связано с тем, что поле действует двояко, давая электронам непосредственно импульс или управляя процессами диссипационного взаимодействия (т.е. включая оптические фононы). Эта двойственность ясно проявляется, если, следуя [7], представить ток (2) в виде

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_2,$$

$$\mathbf{J}_1 = \mathbf{E} \frac{e^2}{m} \int \frac{2d^3p}{(2\pi)^3} S_p^+ \{f_0\} \int_0^\infty dt t \exp \left[- \int_0^t \frac{dt'}{\tau(\varepsilon_p - eEt')} \right], \quad (4)$$

$$\mathbf{J}_2 = -\frac{e}{m} \int \frac{2d^3p}{(2\pi)^3} \mathbf{p} S_p^+ \{f_0\} \int_0^\infty dt \exp \left[- \int_0^t \frac{dt'}{\tau(\varepsilon_p - eEt')} \right], \quad (5)$$

где

$$f_0(\varepsilon_p) = \frac{1}{\sqrt{2m\varepsilon_p}} \int \frac{d^3 p'}{4\pi} f(p') \delta(\varepsilon_p - \varepsilon_{p'}) \quad (6)$$

— симметричная часть функции распределения [19], τ — суммарное время релаксации.

Если считать, что время τ не зависит от энергии, то ток $J_2 = 0$, а $J_1 = e^2 E \tau / m$ (n — концентрация электронов). Таким образом, ток J_1 обусловлен импульсом, полученным от поля, и совпадает с J_+ . Ток J_+ растет с полем, как показано на рис. 3.

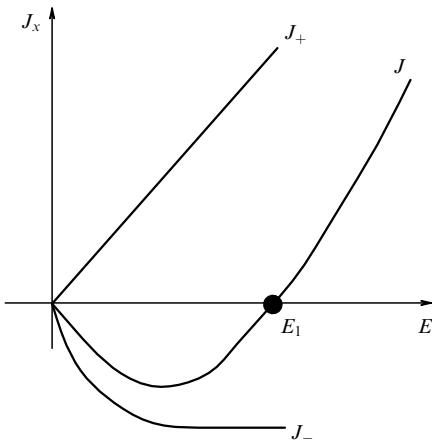


Рис. 3.

Ток J_2 имеет совершенно другую природу. В нем электрическое поле выступает как фактор, регулирующий распределение энергии внешнего источника между электронами и фононами. Для нашего случая $J_2 \simeq J_-$.

Таким образом, если $\tau = \text{const}$ (в этом случае поле не влияет на релаксацию), ток всегда положителен и равен $J = e^2 E \tau n / m$ вне зависимости от вида функции распределения $f_0(\varepsilon)$. (В частности, и при $\partial f_0 / \partial \varepsilon > 0$ в некоторой области энергий.) Конкретное вычисление тока J_- дает

$$J_- \simeq -\frac{e^2 E \tau}{m} n_1 \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_0 - \omega_0} \right)^{1/2} \xi_1, \quad \xi_1 \simeq 1 \quad (7)$$

для слабого поля $eE\tau\sqrt{\varepsilon_0/m} < \varepsilon_0 - \omega_0$ и

$$J_- \simeq -\frac{e^2 E \tau}{m} n_1 \left[\frac{\sqrt{m\varepsilon_0}}{eE\tau} \right]^{1/2} \xi_2, \quad \xi_2 \sim 1 \quad (8)$$

для сильного поля $eE\tau\sqrt{\varepsilon_0/m} > \varepsilon_0 - \omega_0$. Здесь n_1 — концентрация электронов, рожденных светом. С дальнейшим ростом поля ток J_- насыщается, поскольку все электроны, получившие энергию от поля, потеряли энергию. Результирующий ток ведет себя как показано на рис. 3. При $E = E_1$ он обращается в нуль, а затем становится положительным.

Естественно ожидать, что состояние с АОП может быть неустойчивым [20]. Действительно, время Максвелла $\tau_M = 4\pi\sigma/\varepsilon$ при $\sigma < 0$ становится отрицательным, так что вместо подавления флуктуаций заряда будет происходить нарастание его плотности.

Устойчивость АОП исследовалась в [7], где были найдены условия устойчивости и образования неоднородного состояния. В частности, было показано, что может возникать состояние со спонтанным электрическим полем (домен), например, при $E = E_1, J(E_1) = 0$.

3. Эффект АОП в поперечном квантующем магнитном поле

В начале 1968 г. в работах [5, 8] было показано, что в случае моноэнергетического распределения электронов может иметь место эффект АОП в поперечном квантующем магнитном поле H , т.е. ток, перпендикулярный магнитному полю, течет в направлении, обратном приложенному электрическому полю. Эффект связан с влиянием электрического поля на вероятность примесного рассеяния и особенностью плотности состояний электронов в магнитном поле.

Рассмотрим полупроводник в условиях, аналогичных рассмотренным в разделе 2, помещенный в магнитное поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{z}$. Будем считать, что электроны рождаются с энергией ε_0 , меньшей ω_0 , а время жизни τ_e много меньше τ_{ak}, τ_{ee} и рассеяние импульса происходит на примесях. Отметим, что из-за одномерности времени электрон-электронной релаксации равно в нижней зоне Ландау бесконечности [21].

Известно, что в сильном магнитном поле электроны локализованы в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, вблизи центров ларморовских орбит. Электрическое поле не устраивает локализацию, но меняет энергию электронов вдоль оси x (рис. 4). Рассеяние на примесях приводит к перескоку электронов между центрами орбит на длину, примерно равную $L = (\hbar c/eH)^{1/2}$. Ниже будет строго доказано, что вероятность перескока пропорциональна начальной и конечной плотности состояний.

Возникает вопрос: какой перескок будет более вероятен — по полю (электрон забирает энергию у поля) или против поля? Из рисунка 4 очевидно, что для примесного (упругого) рассеяния электрон при перескоке по полю приходит в состояние с меньшей плотностью состояний, чем при перескоке против поля, если энергия $\varepsilon_0 > (\Omega/2) + LE$. То есть для неравновесных электронов с энергией $\varepsilon > \varepsilon_0$ имеет место эффект АОП.

Следуя [8], перейдем к строгому рассмотрению. Выражение для плотности поперечного тока J_x , который возникает под действием электрического поля $E_x \equiv E$, можно представить в форме

$$J_x = \frac{2}{(2\pi)^2} \sum_{N, M, q_x, q_y} \times \times \int \frac{d\varepsilon f(\varepsilon) q_y |V_{q, N, M}|^2}{(\varepsilon - N - 1/2)^{1/2} (\varepsilon - M - 1/2 + q_y F)^{1/2}}. \quad (9)$$

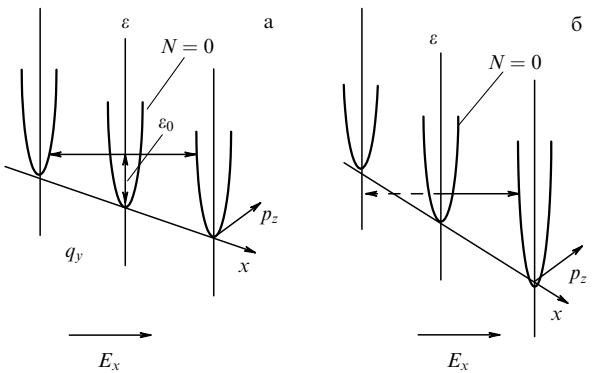


Рис. 4.

Здесь N, M — квантовые числа зон Ландау ($0, 1, 2, \dots$), q_y — расстояние между центрами ларморовских орбит, $f(\varepsilon)$ — функция распределения электронов, $V_{q,N,M}$ — матричный элемент примесного рассеяния; длины измеряются в единицах $L = (\hbar c/eH)^{1/2}$, импульс в \hbar/L , энергия в $\hbar\Omega$, сила F в $\hbar\Omega/L$.

Выражение (9), полученное в [8] обобщением метода Адамса и Голстейна [22], справедливо для сильных магнитных и любых электрических полей. Оно имеет наглядный вид, ясно демонстрирующий механизм поперечной проводимости в квантующем магнитном поле. Из (9) следует, что ток пропорционален вероятности рассеяния, плотности начальных и конечных состояний и функции распределения. Электрическое поле входит в плотность конечных состояний и делает переходы с набором ($q_y > 0$) и потерей ($q_y < 0$) энергии не равновероятными. Это обстоятельство и вызывает поперечный электрический ток.

Если принять $f(\varepsilon) = \delta(\varepsilon - \varepsilon_0)\tau_e$, $N = M = 0$ (т.е. ограничиться нижней зоной Ландау), то ток (9) принимает вид

$$J_x = \frac{2\tau_e}{(2\pi)^2} \sum_{q_y} \frac{q_y |V_{q,0,0}|^2}{(\varepsilon_0 - 1/2)^{1/2} (\varepsilon_0 - 1/2 + q_y F)^{1/2}}. \quad (10)$$

Из (10) и рис. 4а следует, что если энергия $\varepsilon_0 > 1/2 + |q_y|F$, то более вероятным оказывается переход с уменьшением энергии в электрическом поле в состояние с большей плотностью состояний. Таким образом, в широком интервале энергий $\varepsilon_0 > 1/2 + LF$ электрон вносит отрицательный вклад в ток. И только в узком интервале $1/2 < \varepsilon_0 < 1/2 + LF$ (рис. 4б) он вносит положительный вклад, поскольку переходы с отдачей энергии невозможны. Следовательно, если энергия неравновесных электронов превосходит $1/2 + LF$, имеет место эффект АОП.

Приведем результаты вычислений тока для двух предельных случаев. Если электрическое поле мало $F \ll \varepsilon_0 - 1/2$, получаем из (10)

$$J_x = -\frac{\beta F \tau_e}{(\varepsilon_0 - 1/2)^2}, \quad (11)$$

или для поперечной проводимости в размерной форме

$$\sigma_{xx} = -\sigma_0 \left(\frac{3\Omega}{32\varepsilon_0} \right) \frac{\Omega^2}{(\varepsilon_0 - \Omega/2)^2} < 0, \quad (12)$$

где σ_0 — "классическая фотопроводимость" в магнитном поле, β — численный множитель. Отметим, что АОП при $\varepsilon_0 \rightarrow \Omega/2$ значительно превосходит σ_0 . В обратном предельном случае $F \gg \varepsilon_0 - 1/2$ ток

$$J_x = \frac{\gamma \tau_e}{\sqrt{F} \sqrt{\varepsilon_0 - 1/2}} > 0, \quad \gamma \sim 1, \quad (13)$$

становится положительным.

Качественный характер поведения $J_x(E)$ изображен на рис. 3. Отметим, что зависимость тока J_x от поля аналогична зависимости тока электронов, взаимодействующих с оптическими фононами (см. раздел 2). Поэтому анализ неустойчивости, проведенный в [7], применим и здесь. В частности, когда $E_x = E_1$, $J_x(E_1) = 0$ и мы имеем состояние с $\sigma_{xx} = 0$. Как известно, в сильном магнитном поле σ_{xx} пропорциональна сопротивлению R_{xx} , которое также оказывается

равным нулю, $R_{xx}(E_1) = 0$ (что и ввело в заблуждение авторов работы [1]).

Следует отметить, что полученный результат не зависит от конкретной модели создания неравновесного состояния. Необходимо лишь, чтобы неравновесные электроны были распределены в области $\varepsilon > 1/2 + LF$.

4. Эксперимент. Заключение

Эффект АОП, как и предсказывалось в [5], был обнаружен в p-InSb в 1970 г. [9] и детально исследован в работах [10, 11]. Типичный график зависимости σ_{xx} от частоты монохроматора (т.е. от энергии ε_0) приведен на рис. 5 ($T = 4.2$ К, $H = 39$ кЭ) [10]. Два резких отрицательных пика соответствуют резонансам на первом ($\varepsilon_0 = \Omega/2$) и втором ($\varepsilon_0 = 3\Omega/2$) уровнях Ландау. Далее энергия сравнивается с энергией оптического фонона, излучение которого приводит к уширению резонанса и положительной проводимости. В работах [11] АОП была исследована в широком интервале магнитных полей вплоть до 150 кЭ, что позволило, в частности, извлечь уникальную информацию о параметрах полупроводника.

Эксперименты [9–12] доказали существование эффекта АОП на фотоэлектронах и помогли выяснить механизм поперечной проводимости. Однако полную АОП получить не удалось из-за сравнительно высокого вклада равновесных дырок и малой интенсивности монохроматора. За прошедшие тридцать лет достигнут замечательный прогресс в технологии и экспериментальной технике, о чем свидетельствует, в частности, открытие явления АОП в двумерных системах. Представляется целесообразным продолжить исследования на трехмерных системах, поскольку величина эффекта в них значительно превосходит эффект в двумерных.

Дело в том, что в двумерных системах вклад в АОП идет за счет одновременного поглощения фотона и рассеяния на примеси. Этот процесс является слабым и аналогичен непрямым переходам в полупроводниках, когда для поглощения фотона требуется участие фононов. Следует отметить, что пока не удалось построить законченную теорию для двумерных гетероструктур. Поэтому использование развитой ранее теории, подтвержденной экспериментом, может помочь получить полную интерпретацию обнаруженных в [1] явлений.

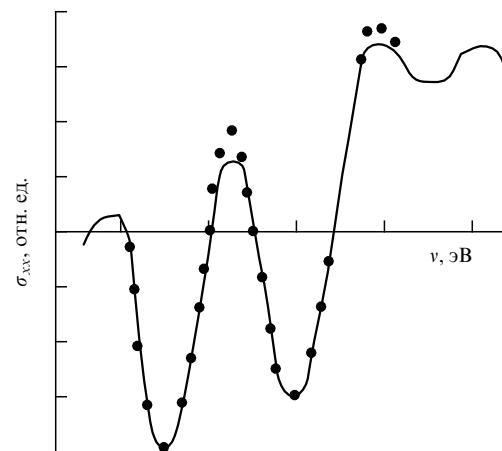


Рис. 5.

Список литературы

1. Mani R G et al. *Nature* **420** 646 (2002); Zudov M A et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 046807 (2003)
2. Fitzgerald R *Phys. Today* **56** 24 (2003)
3. Durst A C, Girvin S H *Science* **304** 1762 (2004)
4. Елесин В Ф, Маныкин Э А *Письма в ЖЭТФ* **3** 26 (1966)
5. Елесин В Ф *Письма в ЖЭТФ* **7** 229 (1968)
6. Рыжий В Н *Письма в ЖЭТФ* **7** 28 (1968); *ФТТ* **11** 2577 (1969)
7. Елесин В Ф, Маныкин Э А *ЖЭТФ* **50** 1381 (1966); *ФТТ* **8** 2945 (1966); *ФТТ* **8** 3621 (1966)
8. Елесин В Ф *ЖЭТФ* **55** 792 (1968)
9. Александров А С и др. *Письма в ЖЭТФ* **12** 57 (1970)
10. Александров А С и др. *ЖЭТФ* **64** 231 (1973)
11. Александров А С и др. *ФТТ* **19** (6) 231 (1977)
12. Гантмахер В Ф, Зверев В Н *ЖЭТФ* **71** 2314 (1976); *Письма в ЖЭТФ* **25** 44 (1977)
13. Krömer H *Phys. Rev.* **109** 1856 (1958)
14. Krömer H *Proc. IRE* **47** 231 (1959)
15. Каган Ю *ЖЭТФ* **38** 1854 (1960)
16. Habegger M A, Fan H Y *Phys. Rev. Lett.* **12** 99 (1964)
17. Наследов Д Н, Попов Ю Г, Сметаникова Ю С *ФТТ* **6** 3728 (1964)
18. Рывкин С М *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М.: Физматгиз, 1963)
19. Келдыш Л В Дисс. ... докт. физ.-мат. наук (М.: ФИАН, 1965)
20. Захаров А Л *ЖЭТФ* **38** 665 (1960)
21. Александров А С, Елесин В Ф *ЖЭТФ* **58** 1067 (1970)
22. Adams E N, Holstein T D *J. Phys. Chem. Solids* **10** 254 (1959)

PACS numbers: 72.20.-i, 72.20.My, 72.40.+w

Магнитопримесные резонансы как индикатор инверсной функции распределения фотоэлектронов в полупроводниках

В.Ф. Гантмахер, В.Н. Зверев

Механизм абсолютной отрицательной проводимости, обусловленный специфическими особенностями поведения электронов в скрещенных электрическом и квантующим магнитном полях был предсказан Елесиным в 1968 г. [1] и наблюдался экспериментально в работе Александрова и др. [2]. Согласно [1], из-за того, что плотность состояний в магнитной подзоне $g(\varepsilon) \sim \varepsilon^{-1/2}$ — убывающая функция энергии, электрон, находящийся достаточно высоко над дном подзоны, при упругих и квазиупругих столкновениях рассеивается преимущественно таким образом, что его потенциальная энергия увеличивается за счет кинетической. Закон сохранения энергии при таких столкновениях имеет вид

$$eE\Delta X + \Delta\varepsilon \pm u = 0, \quad (1)$$

где первые два члена — изменение потенциальной и кинетической энергий электрона, ΔX — смещение центра ларморовской орбиты, а u — энергия поглощаемого или испускаемого акустического фонона. (Величина u добавляется в (1) при рассеянии на фононах; условие квазиупругости при этом выражается неравенством $\varepsilon \gg u$.)

Для электронов с энергией $\varepsilon > eE\Delta X$ среднее значение $eE\Delta X > 0$. При равновесной функции распределения этот отрицательный вклад в проводимость компенсируется положительным вкладом электронов, находящихся вблизи дна подзоны в области энергий $\varepsilon \leq eE\Delta X$. Если же

по каким-то причинам вблизи дна подзоны электронов слишком мало, то в сильном магнитном и перпендикулярном ему электрическом поле суммарная проводимость этой группы носителей может оказаться отрицательной.

В эксперименте [2] неравновесные электроны рождались за счет межзонной монохроматической подсветки в прямозонном полупроводнике p-InSb при гелиевых температурах. Из-за того, что время жизни фотоэлектронов было значительно меньше характерного времени релаксации по энергии, функция распределения электронов оказывалась существенно неравновесной и определялась формой линии источника света. Поэтому всякий раз, когда электроны рождались вблизи краев магнитных подзон, в спектре фототока возникал отрицательный минимум, обусловленный эффектом абсолютной отрицательной проводимости.

Необходимым (но, конечно, не достаточным) условием существования эффекта абсолютной отрицательной проводимости является наличие участка с положительной производной $\partial f/\partial\varepsilon > 0$ у функции распределения. По-видимому, впервые на это обстоятельство было указано в теоретической работе [3] при анализе отклика циклотронного резонанса в проводимости полупроводников с отрицательными эффективными массами. Для низкочастотного транспорта в скрещенных электрическом и магнитном полях это проще всего показать в рамках модели, в которой процессы обмена энергии электронной системы описываются на языке диффузии электронов в энергетическом пространстве [4, 5]. Энергия, получаемая от электрического поля, $(\partial U/\partial t)_E$ в этой модели равна

$$\left(\frac{\partial U}{\partial t} \right)_E = - \int_0^\infty D_\varepsilon \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} g \, d\varepsilon, \quad (2)$$

где D_ε — коэффициент диффузии вдоль ε -оси, определяемый смещениями центра ларморовской орбиты при столкновениях [5]. Из формулы (2) видно, что неравенство $(\partial U/\partial t)_E < 0$ возможно лишь при наличии участка с $\partial f/\partial\varepsilon > 0$. Кроме того, видно, что при заданной функции $f(\varepsilon)$ интеграл (2) может быть положительным для одной функции D_ε , т. е. для одного типа рассеивающих центров, и отрицательным для другого типа.

В приложении к двумерным системам механизмы абсолютной отрицательной проводимости при неупругих процессах теоретически исследовал Рыжий [6]. Экспериментальная реализация сделанных им предсказаний задержалась на 30 лет. Сравнительно недавно в GaAs/AlGaAs — гетероструктурах с высокоподвижными двумерными электронами, подверженными интенсивному микроволновому облучению [7], были обнаружены состояния образца с нулевым сопротивлением. Все существующие теоретические модели [8], описывающие обнаруженное явление, в той или иной степени базируются на механизме абсолютной отрицательной проводимости при возникновении существенной неравновесности в функции распределения электронов под действием микроволнового излучения [1, 6].

Эксперименты с гетероструктурами стимулировали возрождение интереса к данной тематике. В связи с этим представляется целесообразным вернуться к нашим старым экспериментам по низкотемпературному магнитотранспорту в фотовозбужденном германии, легиро-

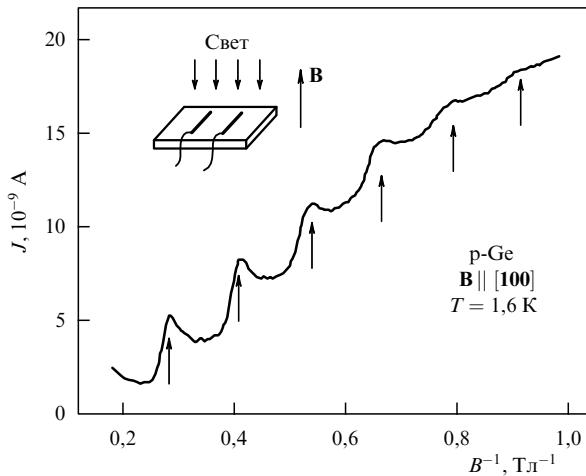


Рис. 1. Магнитопримесные осцилляции фотопроводимости на образце p-Ge, легированном галлием. $N_{\text{Ga}} = 2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, тянущее поле $E = 3,5 \text{ В см}^{-1}$, темп межзонной генерации $G = 10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, длина волны света $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$.

ванных мелкими акцепторными примесями [9]. В этих экспериментах удалось при исследовании магнитопримесных осцилляций зарегистрировать отрицательный вклад в проводимость в скрещенных электрическом и квантующем магнитном полях, обусловленный искажением функции распределения фотоэлектронов. Магнитопримесные осцилляции представляют собой периодические в шкале обратного магнитного поля максимумы фототока (рис. 1), обусловленные резонансами в процессах неупругого рассеяния, когда расстояние между уровнями Ландау сравнивается с характерной энергией примесных центров. Резонансные процессы неупругого рассеяния и входящие в них характерные энергии могут быть довольно разнообразными [10]. В частности, в p-Ge резонансными являются процессы распада экситона на ионизованном акцепторе [11]. При таком распаде, являющемся разновидностью оже-процесса (рис. 2), дырка переходит на уровень основного состояния акцеп-

тора, а электрон уходит в зону проводимости с избыточной энергией $\Delta\varepsilon = E_a - E_{\text{ex}}$, равной разности энергий связи акцептора и экситона в германии. В квантующем магнитном поле распад экситона на ионизованных акцепторах носит резонансный по магнитному полю характер, т.е. его вероятность резко возрастает всякий раз, когда электрон оказывается на одном из уровней Ландау. В резонансе

$$\hbar\Omega_c(n + 1/2) = \Delta\varepsilon, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (3)$$

где $\Omega_c = eB/m^*c$ — циклотронная частота электрона. Из соотношения (3) следует периодичность осцилляций в шкале обратного магнитного поля с периодом $P_{1/B} = e\hbar/m^*c\Delta\varepsilon$, зависящим от величины характерной энергии $\Delta\varepsilon \approx \Delta\varepsilon(0) = E_a(0) - E_{\text{ex}}(0)$, передающейся электрону при неупругом процессе. Отметим, что линейный по магнитному полю член в зависимости $\Delta\varepsilon(B)$, как и слагаемое $1/2$ в правой части уравнения (3), не влияет на период осцилляций, приводя лишь к фазовому сдвигу в шкале $1/B$, а нелинейные члены малы и практически не нарушают периодичности осцилляций.

Таблица.

Акцептор	$\Delta\varepsilon, \text{ мэВ}$	$E_a - E_{\text{ex}}, \text{ мэВ}$
In	7,5	7,57
Ga	6,85	6,92
B	6,25	6,42

Как видно из приведенной таблицы, величины характерных энергий $\Delta\varepsilon$, полученные из периода магнитопримесных осцилляций на образцах с разными акцепторными примесями, с высокой точностью совпадают с соответствующими значениями $E_a(0) - E_{\text{ex}}(0)$, известными из спектроскопических измерений. Вывод о том, что наблюдаемые осцилляции обусловлены именно процессом резонансного распада экситона на ионизованных акцепторах [11], был сделан главным образом на основании этих совпадений, хотя первоначально у этих резонансов были и иные объяснения [12]. Этот выбор был подтвержден и специальными экспериментами под давлением [13].

Несмотря на то, что исследуемая неравновесная система довольно сложна и включает в себя, помимо электронов, неравновесные дырки и экситоны, а также нейтральные и ионизованные акцепторы, главное изменение в резонансах — это увеличение концентрации неравновесных электронов, что и проявляется в виде максимумов фототока (см. рис. 1). Такая форма резонансов сохраняется в широком диапазоне темпов межзонной генерации G , однако при увеличении G в определенный момент наступает инверсия осцилляций — максимумы превращаются в минимумы, как это видно из рис. 3. Инверсия магнитопримесных осцилляций была обнаружена и подробно исследована нами в [9]. Было установлено, что инверсия возникает в интервале темпов генерации $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Оказалось, что ее можно наблюдать не только при изменении темпа генерации G , но и при изменении температуры (рис. 4). Критические значения G_1 и T связаны между собой: чем выше температура T , тем больше темп генерации G_1 , при котором происходит инверсия (см. верхнюю кривую на рис. 5).

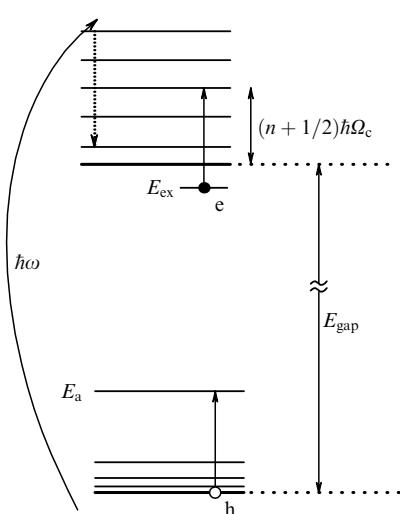


Рис. 2. Энергетическая диаграмма, иллюстрирующая элементарный процесс неупругого рассеяния, приводящий к магнитопримесным осцилляциям в p-Ge, — распад экситона на ионизованном акцепторе.

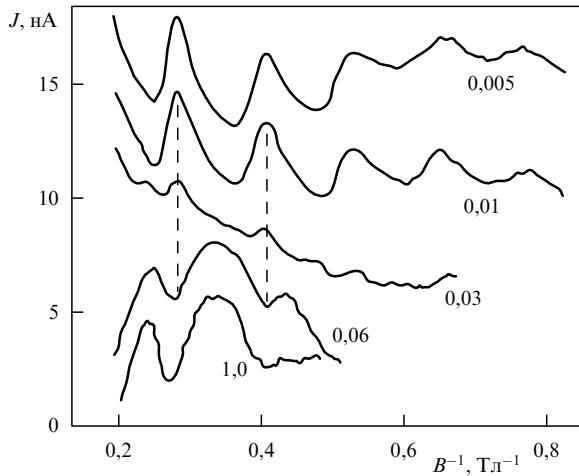


Рис. 3. Инверсия осцилляций фотопроводимости в p-Ge при изменении интенсивности межзонной подсветки. Числами у кривых указан темп генерации G в единицах $10^{20} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$; $T = 1,5 \text{ К}$, тянущее поле $E = 3,5 \text{ В см}^{-1}$. Здесь и ниже монотонный ход $J(B^{-1})$ скомпенсирован.

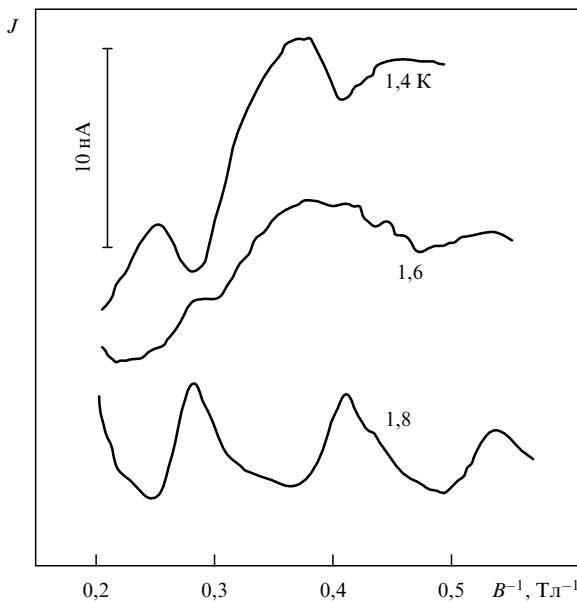


Рис. 4. Инверсия осцилляций фототока при изменении температуры; $G = 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, тянущее поле $E = 5 \text{ В см}^{-1}$.

Измеряя зависимости фототока от температуры $J(T)$ при постоянном магнитном поле, удалось установить корреляцию между моментом инверсии магнитопримесных осцилляций фототока и характером зависимости $J(T)$. Инверсия происходит при тех же значениях T и G , при которых на кривых $J(T)$ наблюдаются изломы, разделяющие области сильной и слабой температурной зависимости фототока (рис. 6). Там, где фототок практически не зависит от температуры, резонансы имеют форму минимумов, а в области сильного роста фототока с повышением температуры — форму максимумов.

Относительная амплитуда осцилляций A при уменьшении темпа генерации ниже G_1 сначала слабо возрастает, достигая максимальной величины при значениях G , лежащих для разных образцов в интервале от 2×10^{16} до $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. При дальнейшем уменьшении

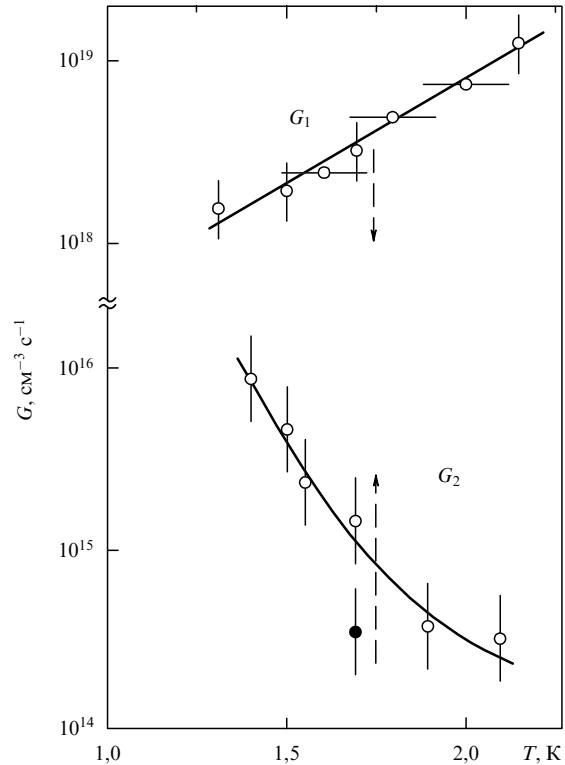


Рис. 5. Связь между значениями G и T , при которых происходит инверсия осцилляций. Точки с вертикальными отрезками получены из серии кривых с разными G при $T = \text{const}$, точки с горизонтальными отрезками — с разными T при $G = \text{const}$. Кривая $G_1(T)$ снята при $E = 5 \text{ В см}^{-1}$. При увеличении E она начинает смещаться в сторону, указанную стрелкой. Кривая $G_2(T)$ снята при $E = 7 \text{ В см}^{-1}$. Ее смещение с полем тоже показано стрелкой. Черная точка: $E = 5 \text{ В см}^{-1}$.

темперы генерации величина A падает, и осцилляции пропадают при $G \approx 10^{15} - 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$.

Такая зависимость $A(G)$ имеет место лишь при достаточно малых электрических полях E . При низких темпах генерации, однако, даже сравнительно небольшое увеличение поля E снова приводило к инверсии осцилляций (рис. 7). Появление этой второй инверсии отображено на рис. 5 кривой $G_2(T)$. При уменьшении E кривая $G_2(T)$ смещается вниз и выходит на уровень исчезновения осцилляций (т.е. при малых E осцилляции пропадают, не испытав инверсии). Смещение кривой $G_2(T)$ вверх при увеличении E ограничено: в области $G \approx 10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ электрическое поле уже вообще не вызывает инверсии, а максимумы фототока в резонансах сохраняются вплоть до низкотемпературного пробоя. Наконец, при еще больших значениях G (но несколько меньших G_1) электрическое поле снова стимулирует инверсию, приводя к сдвигу кривой $G_1(T)$ вниз. Практически этот сдвиг заметен в полях порядка 10 В см^{-1} .

Таким образом, увеличение электрического поля приводит к инверсии осцилляций при низком и высоком темпах генерации G ; при промежуточных значениях G магнитопримесные резонансы сохраняют форму максимумов, несмотря на несомненный нагрев электронной системы, приводящий даже к низкотемпературному пробою.

В дальнейших рассуждениях будем исходить из следующих положений. Все носители в наших экспери-

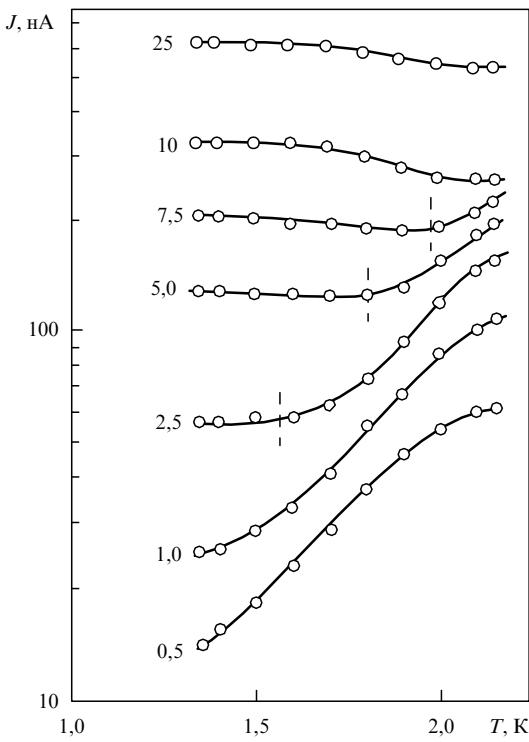


Рис. 6. Зависимость фототока от температуры при разных темпах генерации. Около кривых указана величина G в единицах $10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$; $B = 28,5 \text{ кЭ}$, $E = 5 \text{ В см}^{-1}$. Температуры, при которых при соответствующих значениях G происходит инверсия, отмечены вертикальными линиями.

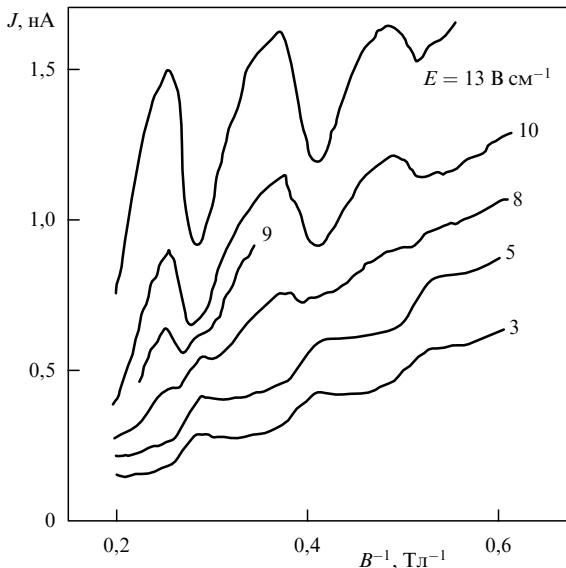


Рис. 7. Инверсия осцилляций фототока при изменении напряженности электрического поля в области малых темпов генерации; $G = 6 \times 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, $T = 1,4 \text{ К}$.

ментах являются фотоносителями — равновесные концентрации электронов и дырок при гелиевых температурах пренебрежимо малы. Электроны с энергией, большей энергии оптического фонона, не играют существенной роли в кинетике, так как и суммарный коэффициент диффузии вдоль магнитного поля B , и суммарная подвижность поперек поля B определяются электронами с

меньшей энергией. Носители распределены равномерно по глубине образца.

Характерная энергия, передаваемая электрическим полем электронам $\delta\varepsilon \approx eEL$, определяется магнитной длиной $L = (ch/eB)^{1/2}$. В полях 7 В см^{-1} , вызывающих инверсию осцилляций при низких темпах генерации (кривая G_2 на рис. 5), величина $\delta\varepsilon \approx 0,1 \text{ К}$ при $B \approx 40 \text{ кЭ}$, и разогрев может быть существенен лишь для холодных носителей с малой кинетической энергией ε в подзоне Ландау. Поэтому инверсия осцилляций в сравнительно слабых электрических полях, а также ее зависимость от T (кривая G_2) подтверждают, что основной вклад в фототок вносят именно холодные носители.

Все изложенные экспериментальные результаты хорошо укладываются в единую схему, если предположить, что максимумы фототока в резонансах наблюдаются при больцмановской функции распределения электронов $f(\varepsilon) = f_0 \exp(-\varepsilon/kT_e)$ в области энергий $\varepsilon \ll \Delta E$ (возможно даже с электронной температурой $T_e \neq T$) и что превращение их в минимумы происходит при сильном отклонении функции распределения от больцмановской.

При больцмановской функции $f(\varepsilon)$ максимумы фототока в резонансах объясняются довольно естественно — за счет увеличения концентрации неравновесных электронов. Превращение их в минимумы может быть связано с механизмом отрицательной проводимости в скрещенных электрическом и магнитном полях в ультраквантовом случае, предложенном Елесиным [1]. Таким образом, наше предположение о причинах инверсии означает, что при увеличении темпа генерации G и при увеличении поля E при малых G у функции распределения появляется участок с $\partial f/\partial\varepsilon > 0$. Это предположение довольно трудно строго обосновать, в частности потому, что пока нет теоретических расчетов процессов, формирующих функцию распределения $f(\varepsilon)$ в специфических условиях наших экспериментов. Однако можно привести ряд качественных аргументов.

В первую очередь это относится к электрон-фононному взаимодействию. Поскольку при $\mathbf{B} \parallel [100]$ поступательное движение электронов в германии описывается эффективной массой $m^* = 1,43m_0$, а скорость продольного звука $s \approx 5 \times 10^5 \text{ см с}^{-1}$, то величина $m^*s^2 \approx 2,5 \text{ К}$. Условие

$$m^*s^2 > kT \quad (4)$$

означает, что тепловая скорость $v_T = (kT/m^*)^{1/2} < s$, так что термализованные электроны не только не могут испускать фононы, но определенные ограничения накладываются и на их поглощение. Это приводит к резкому уменьшению обмена энергией между электронами и фононами, что чрезвычайно существенно, так как именно в фононную систему должна уходить энергия электрона на последней стадии его термализации, а также энергия, получаемая им от электрического поля. Заметим, что парные электрон-электронные столкновения в ультраквантовом пределе по магнитному полю $\hbar\Omega > \varepsilon$ не влияют на функцию распределения (см. [14]).

Приведем теперь экспериментальные доводы. Сначала по поводу инверсии G_1 . Наиболее вероятные каналы рекомбинации — это связывание в экситоны и захват электронов на A^+ -центры [15]. Вероятность обоих процессов растет с уменьшением ε , поскольку оба они

основаны на кулоновском взаимодействии. Кроме того, оба являются процессами квадратичной рекомбинации (последний — при не слишком низких температурах). Поэтому количество холодных носителей $n_1 \sim G^{1/2}$, в то время как количество теплых, еще оставающихся носителей $n_2 \sim G$. Ясно, что при увеличении G наступит момент, когда теплых электронов станет больше, чем холодных: $n_2 > n_1$ при

$$G > G_1 \approx \tau_c^{-2} \chi^{-1}, \quad (5)$$

где τ_c — время остывания, а χ — кинетический коэффициент рекомбинации, связанный с временем жизни $\tau = (\chi n)^{-1}$. При $G > G_1$ в функции распределения может возникнуть максимум при энергии, определяемой из уравнения $\tau_c(\varepsilon) = \tau(\varepsilon)$ [16].

Естественно, что складывающееся при этом неравновесное распределение уже не должно зависеть от T . Поэтому наличие изломов на кривых рис. 6 подтверждает правильность предложенного объяснения. (Слабая температурная зависимость левее излома может объясняться, например, изменениями в системе рассеивателей.)

С этой точки зрения понятно и действие электрического поля при темпах генерации $G \leq G_1$. Нагрев полем приводит к тому же эффекту (инверсии), что и понижение температуры: увеличить τ_c можно как включив нагрев и замедлив этим скорость охлаждения электронов, так и понизив конечную температуру охлаждения.

Механизм искажения функции распределения, приводящий к инверсии под влиянием электрического поля при низких темпах генерации G (инверсия G_2 , см. рис. 5), вероятно, несколько иной. Из-за большой величины $m^* s^2$ электроны с малыми ε могут отдавать приобретаемую от поля энергию в основном при электрон-экситонных или тройных электрон-электронных столкновениях. Если эти столкновения слишком редки из-за низкой концентрации возбуждений, то под действием электрического поля должно произойти эффективное обеднение дна подзоны Ландау.

При больших темпах генерации электрон-электронные столкновения стабилизируют функцию распределения, делают ее больцмановской и сводят роль разогрева к отрыву эффективной электронной температуры T_e от температуры ванны T . Поэтому инверсия осцилляций не наступает вплоть до низкотемпературного пробоя.

Может возникнуть вопрос, почему, эффективно выполняя перемешивание электронов в области $G \sim 10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, электрон-электронные столкновения не справляются с этой задачей при больших накачках $G \geq G_1$, когда плотность возбуждений выше. Возможно, дело в том, что в этих случаях существенны разные интервалы энергий. Электрическое поле при $G \approx G_2$ искажает распределение вблизи самого дна подзоны, в то время как при $G \geq G_1$ функция распределения искажается в области $\varepsilon > kT$.

Список литературы

1. Елесин В Ф *ЖЭТФ* **55** 792 (1968)
2. Александров А С и др. *ЖЭТФ* **64** 231 (1973)
3. Каган Ю *ЖЭТФ* **38** 1854 (1960)
4. Левинсон И Б *ФТТ* **6** 2113 (1964)
5. Yamada E, Kurosawa T *J. Phys. Soc. Jpn.* **34** 603 (1973)
6. Рыжий В И *ЖЭТФ* **64** 643 (1973)
7. Mani R G et al. *Nature* **420** 646 (2002); Zudov M A et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 046807 (2003); Yang C L et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 096803 (2003); Dorozhkin S I *Письма в ЖЭТФ* **77** 681 (2003); Willett R L, Pfeiffer L N, West K W *Phys. Rev. Lett.* **93** 026804 (2004)
8. Dorozhkin S I *Письма в ЖЭТФ* **77** 681 (2003); Dmitriev I A et al., cond-mat/0310668; Dietel J et al., cond-mat/0407298
9. Гантмахер В Ф, Зверев В Н *ЖЭТФ* **71** 2314 (1976)
10. Gantmakher V F, Zverev V N, in *Landau Level Spectroscopy* Vol. 2 (Modern Problems in Condensed Matter Sci., Vol. 27.2, Eds G Landwehr, E I Rashba) (Amsterdam: North-Holland, 1991) p. 1135
11. Гантмахер В Ф и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* **42** 1160 (1978); Гантмахер В Ф, Зверев В Н, Шовкун Д В *ФТП* **22** 575 (1988)
12. Гантмахер В Ф, Зверев В Н *ЖЭТФ* **69** 695 (1975)
13. Зверев В Н *ФТТ* **19** 2015 (1977)
14. Коган Ш М, Шадрин В Д, Шульман А Я *ЖЭТФ* **68** 1377 (1975)
15. Гершензон Е М, Ладыгинский Ю П, Мельников А П *ФТП* **7** 1100 (1968)
16. Ладыгинский Ю П *ФТТ* **11** 2282 (1969)

PACS numbers: 72.20.-i, 72.20.My, 72.40.+w

Абсолютная отрицательная проводимость, индуцированная микроволновым излучением, и состояния с нулевым сопротивлением в двумерных электронных системах: история и современное состояние

В.И. Рыжий

1. Введение

Приведен краткий обзор истории эффекта абсолютной отрицательной проводимости в полупроводниковых структурах и результатов последнего времени. Основное внимание уделено проявлению этого эффекта в двумерных электронных системах, помещенных в магнитное поле и подверженных микроволновому излучению. Обсуждаются состояния с нулевой проводимостью (zero-conductance) и нулевым сопротивлением (zero-resistance), которые были обнаружены в недавних экспериментах.

На возможность появления отрицательной проводимости на постоянном токе в неравновесной электронной системе, т.е. на ситуацию, когда ток \mathbf{J} течет в направлении, противоположном электрическому полю \mathbf{E} , впервые указал Крёмер в конце 1950-х годов [1] в связи с отрицательной электронной массой. В этом случае обычная проводимость $\sigma_D = \mathbf{JE}/E^2 < 0$, что означает, фактически, эффект абсолютной отрицательной проводимости (АОП). Этот эффект следует отличать от эффекта отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), который проявляется во многих полупроводниковых структурах, в частности, в диодах Ганна. Разнообразные и вполне реалистические механизмы АОП в двумерных и трехмерных электронных системах (ДЭС и ТЭС, соответственно), в которых существенное отклонение от равновесия было вызвано внутризонным и межзонным поглощением света, были предложены более 30 лет назад [2–7] (см. также [8]). Механизм АОП в ДЭС, помещенной в магнитное и микроволновое поля, связанный с примесным рассеянием двумерных электронов, сопровождающимся поглощением микроволновых фотонов, был впервые предложен автором настоящего

доклада в [9]. Было показано, что диссипативная проводимость на постоянном токе (диагональная компонента тензора проводимости) является осциллирующей функцией отношения частоты микроволнового излучения Ω к циклотронной частоте $\Omega_c = eH/mc$, где $e = |e|$ — заряд электрона, m — эффективная масса электрона, H — напряженность магнитного поля, c — скорость света. При частоте излучения, несколько превосходящей Ω_c или ее гармоники, фотостимулированное примесное рассеяние электронов с переходами между уровнями Ландау приводит к вкладу в диссипативный ток, который направлен против электрического поля. При достаточной мощности излучения этот механизм рассеяния может преобладать и приводить к АОП, когда $\Omega \geq \Lambda\Omega_c$, где $\Lambda = 1, 2, 3, \dots$. Возможные изменения вольт-амперной характеристики ДЭС при увеличении мощности излучения представлены на рис. 1.

Ранние попытки экспериментального наблюдения эффекта АОП, связанного с различными механизмами его возникновения, оказались безуспешными, хотя некоторые особенности в транспортных процессах в ДЭС и ТЭС, изучаемые в то время, могли быть отнесены именно к косвенному проявлению этих механизмов. Затем наступила эра квантового эффекта Холла, и исследования АОП надолго ушли в тень.

Но вот недавно Мани и др. [10] и Зудов и др. [11] экспериментально обнаружили эффект исчезающего электрического сопротивления холловского мостика в ДЭС с высокой подвижностью ($\mu \sim 10^7 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$) при низкой температуре ($T \sim 0,1 \text{ К}$), помещенного в весьма слабое магнитное поле и облучаемого микроволновым излучением с частотой несколько десятков ГГц. Измеренные зависимости продольного сопротивления R_{xx} от магнитного поля представлены на рис. 2 [10, 11]. При достаточно высокой мощности излучения сопротивление R_{xx} пропадает в некоторых диапазонах магнитного поля. Ввиду известного соотношения между продольным удельным сопротивлением ρ_{xx} и продольной проводимостью σ_{xx} , т.е. диссипативной проводимостью, нулевые значения $R_{xx} \propto \rho_{xx}$ соответствуют нулевым значениям σ_{xx} . Из этого следует, что измерения проводимости ДЭС, выполненные на диске Корбино, должны также давать ее нулевые значения в некотором интервале магнитных полей. И действительно, вскоре после обнаружения состояний с нулевым сопротивлением (НС) Янг и др. [12] обнаружили состояния с нулевой проводимостью (НП) (рис. 3). Несколько позднее указанные

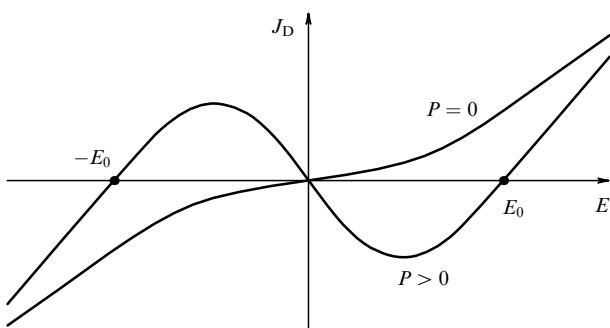


Рис. 1. Схематический вид вольт-амперной характеристики в отсутствие микроволнового излучения ($P = 0$) и в присутствии излучения ($P > 0$).

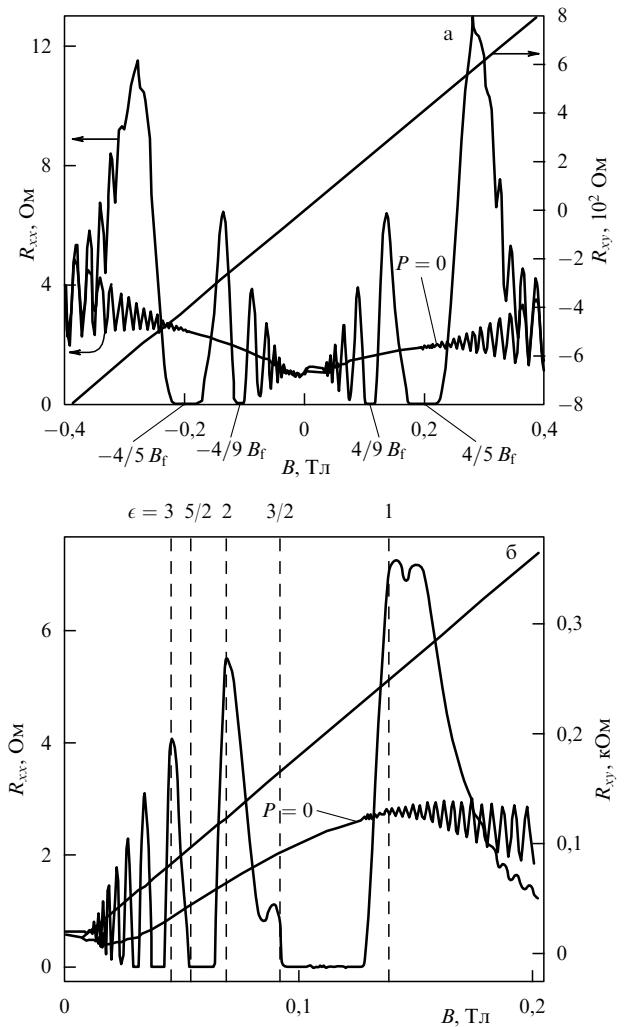


Рис. 2. Зависимость сопротивления ДЭС от магнитного поля без микроволнового излучения ($P = 0$) и с излучением. Из работы Мани и др. [10] (а) и из работы Зудова и др. [11] (б). Гладкая, почти прямая линия соответствует холловскому сопротивлению.

явления наблюдали и другие экспериментальные группы.

Как было отмечено Захаровым [13] и рассматривалось в ранних работах по АОП в ТЭС [14] и ДЭС [7, 15], однородное состояние систем с АОП является неустойчивым вследствие того, что вольт-амперная характеристика (ВАХ) с АОП, например, такая, как на рис. 1, имеет область с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП) около нулевого значения поля $E = 0$. Эта неустойчивость обычно приводит к образованию доменов электрического поля и стратификации линий тока (см., например, обзор Волкова и Когана [16]). Именно это обстоятельство позволило Андрееву и др. [17] и Волкову и др. [18] предположить, что состояния с НС и НП являются пространственно-неоднородными и возникают вследствие развития неустойчивости в исходных однородных состояниях с АОП. Само же возникновение АОП связывалось с рассеянием двумерных электронов на примесях, сопровождаемым взаимодействием с фотонами, т.е. как раз с тем механизмом, который был предложен в [9, 19]. Пространственное распределение электрического поля и плотности тока, отвечающее

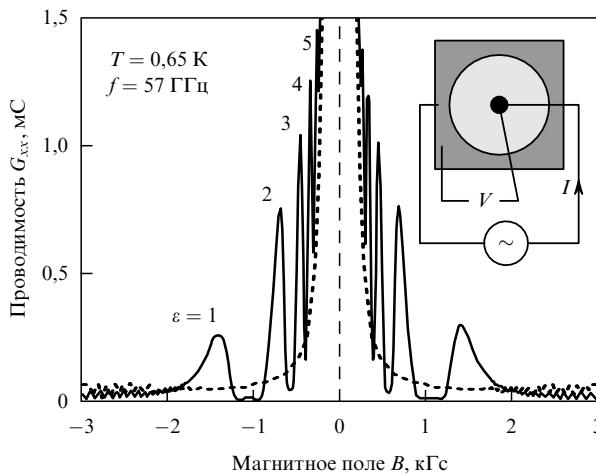


Рис. 3. Проводимость ДЭС, измеренная на диске Корбино без излучения (пунктир) и с излучением (сплошная линия), в зависимости от магнитного поля [12].

состояниям НС и НП и возникающее в результате неустойчивости, определяется видом ВАХ, в частности, величиной E_0 , и параметрами диффузионных процессов. Примеры подобных структур схематически представлены на рис. 4 [20]. Недавние экспериментальные находки [10–12] вызвали шквал как экспериментальных (например, [21–25]), так и теоретических работ (например, [26–34]). В частности, ранние теоретические исследования АОП, основанной на примесном рассеянии при взаимодействии с фотонами, были обобщены с учетом уширения уровней Ландау и большой мощности излучения [28–30] (см. также [19, 35]). Квазиклассическая модель, справедливая для больших факторов заполнения и достаточно сильного электрического поля (когда длинномасштабные флуктуации определяют диссипативный ток), была развита Вавиловым и Алейнером [31]. Была выяснена также возможная роль рассеяния на акустических фононах [32–34]. В настоящей работе предпринята попытка воссоздать целостную картину

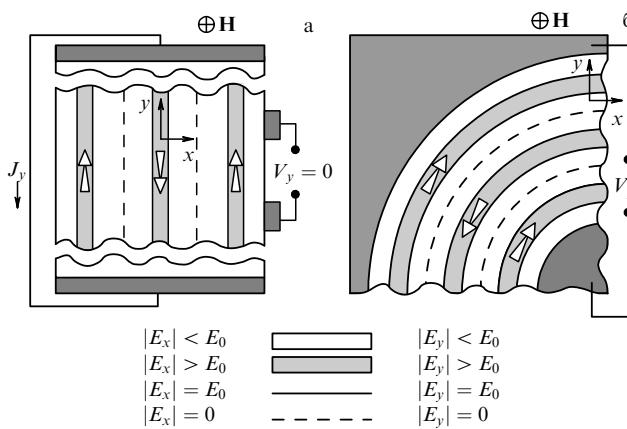


Рис. 4. Схематический вид возможных доменных структур в ДЭС [20], соответствующий состояниям с нулевым сопротивлением в конфигурации холловского мостика (J_y — входной ток, V_y — измеряемое напряжение) (а) и состояниям с нулевой проводимостью в диске Корбино (V_y — приложенное напряжение) (б). Стрелки указывают направление холловского тока.

наблюдаемых эффектов, основанную как на ранних, так и на недавних теоретических изысканиях, а также последних экспериментальных фактах [36–40].

2. Магнитотранспорт

и осцилляции Шубникова – де Гааза

Гамильтониан невзаимодействующих электронов в скрещенных однородных и постоянных электрических и магнитных полях $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ без учета спина может быть представлен в виде

$$\mathcal{H}_0 = -\frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \left(\frac{\partial}{\partial \xi} + i \frac{e}{c\hbar} H\rho \right)^2 \right] + eE\rho. \quad (1)$$

Здесь \hbar — постоянная Планка; оси ρ и ξ лежат в плоскости ДЭС, они направлены, соответственно, вдоль суммарного (полного) электрического поля \mathbf{E} , которое включает как приложенное, так и холловское поле, и перпендикулярно обоим полям \mathbf{E} и \mathbf{H} , т.е. в направлении холловского дрейфа. Энергетический спектр, задаваемый гамильтонианом (1), определяется квантовыми числами N и ρ_k (или N и k) и дается (без учета зеемановского расщепления) следующей формулой:

$$\varepsilon_{N, \rho_k} = \left(N + \frac{1}{2} \right) \hbar\Omega_c + eE\rho_k. \quad (2)$$

Здесь $N = 0, 1, 2, \dots$ — номер уровня Ландау, $\rho_k = -L^2 k + F/m\Omega_c^2$ — координата центра электронной орбиты в направлении полного электрического поля, $F = -eE$, $L = (c\hbar/eH)^{1/2}$ — квантовый ларморовский радиус. Первое слагаемое в правой части выражения (2) — это кинетическая энергия, а второе — потенциальная энергия. Волновая функция представляется в виде

$$\psi_{N, \rho_k}(\rho, \xi) \propto \exp(i k \xi) \varphi_N \left(\frac{\rho - \rho_k}{L} \right), \quad (3)$$

где $\varphi_N(x/L)$ — волновая функция квантового осциллятора. Естественно, уравнения (1)–(3) справедливы, если приближение эффективной массы применимо для ДЭС, т.е. когда отношение E/H не слишком велико: $E/H \ll \sqrt{\epsilon_g/2mc^2}$ [41], где ϵ_g — ширина запрещенной зоны.

Диссипативное перемещение электронов в направлении электрического поля происходит в результате прыжков центров ларморовских орбит, вызванных рассеянием. Эти прыжки сопровождаются изменением потенциальной энергии на величину $\delta\varepsilon = -F\delta\rho$, где $\delta\rho = \rho_k - \rho'_k$ — смещение центра орбиты. Когда доминирует примесное рассеяние и уширение уровней Ландау несущественно, длина прыжка при переходе между состояниями N , ρ_k и N' , ρ'_k определяется из закона сохранения энергии (без учета процессов с переворотом спина):

$$F\delta\rho = \Lambda\hbar\Omega_c, \quad (4)$$

где $\Lambda = N' - N$. Матричные элементы переходов и, следовательно, вероятности процессов рассеяния определяются перекрытием волновых функций (3), отвечающих разнесенным в пространстве состояниям (т.е. с различным положением центра ларморовской орбиты ρ_k). Для переходов между нижними уровнями Ландау

соответствующие матричные элементы убывают экспоненциально для длины прыжка $\delta\rho > L$, поскольку тогда $|\mathcal{M}_i|^2 \propto \exp(-\delta\rho^2/2L^2)$. Благодаря этому вклад каждого отдельного акта рассеяния на примесях дает вклад в диссипативный ток, равный

$$\delta J_D^{\text{inter}} \propto -e\delta\rho \exp\left(-\frac{\delta\rho^2}{2L^2}\right). \quad (5)$$

В реалистических ситуациях, когда $|E| < E_c = \hbar\Omega_c/eL$, существенны только переходы между ближайшими уровнями Ландау. В этом случае, рассматривая уравнения (4), (5) и используя борновское приближение для описания примесного рассеяния, можно прийти к формуле, полученной Тавгером и Ерухимовым [42], для диссипативного тока, вызванного межуровневыми переходами в невырожденной ДЭС:

$$J_D^{\text{inter}} \propto \frac{\Gamma_i \Omega_c}{e^2 |E| EL^2} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\hbar\Omega_c}{eEL}\right)^2\right] \propto \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{E_c}{E}\right)^2\right]. \quad (6)$$

Здесь Γ_i характеризует частоту электрон-примесного рассеяния. Экспоненциальная зависимость от электрического поля в (6) возникает именно для переходов между уровнями Ландау, которые и определяют проводимость в достаточно сильном поле. Подобные переходы могли бы быть названы зинеровским туннелированием [43]. Если это туннелирование происходит через резонансные уровни на примесях [44], то рассчитанная ВАХ остается экспоненциальной. Недавно теория межуровневых переходов в сильном поле была вновь использована для объяснения новых осцилляций магнетосопротивления в относительно слабом магнитном поле [43]. Очень важно отметить неаналитическую зависимость тока от электрического поля в выражении (6). В слабых полях диссипативная проводимость $\sigma_D = J_D/E$ стремится к нулю, в сильных полях, превосходящих E_c , она резко возрастает [42]. В вырожденной ДЭС, когда энергия Ферми ε_F значительно превосходит расстояние между уровнями Ландау $\hbar\Omega_c$, иными словами, когда заполнено много уровней Ландау, перескоки электронов с $\delta\rho \sim L_F = L\sqrt{2N_F + 1}$ могут дать основной вклад в диссипативный ток. Здесь $N_F = \varepsilon_F/\hbar\Omega_c$ — фактор заполнения. В этом случае существенный рост в диссипативном токе наступает при $E \geq E_c^{(F)} = \hbar\Omega_c/L_F \approx E_c/\sqrt{2N_F}$.

Однако в относительно слабых полях, когда $E < E_b = \hbar\Gamma/eL$ или $E < E_b^{(F)} = \hbar\Gamma/eL_F$, где Γ есть уширение уровней Ландау, вклад внутриподзонных переходов может стать существенным, так что диссипативный ток $J = J^{\text{intra}} + J^{\text{inter}}$. Более того, в достаточно слабых полях роль переходов внутри уровней Ландау становится определяющей, и уширение уровней Ландау необходимо учитывать. Диссипативная проводимость ДЭС, связанная с рассеянием на примесях, была рассмотрена автором настоящего доклада [45] (см. также [15]). В работе [45] предполагалось, что уширение уровней Ландау вызвано преимущественно электрон-электронным взаимодействием ($\Gamma \approx \Gamma_{ee} > \Gamma_i$). Это может быть оправдано, по крайней мере, в тех случаях, когда поверхностная концентрация электронов в ДЭС того же порядка, что и поверхностная концентрация доноров. Надо к тому же учесть, что доноры отделены от ДЭС довольно толстым

спейсером. С помощью метода функций Грина, в котором взаимодействие электронов с примесями рассматривалось как возмущение, а электрическое поле учитывалось точно при использовании волновых функций (3), было получено следующее выражение для диссипативного тока, вызванного внутриподзонными переходами, при выполнении условий $\Gamma_i < \Gamma \ll \Omega_c$ и $E < E_b$ [45]:

$$J_D^{\text{intra}} \propto E\Gamma_i \sum_N b_N^{(i)} \left(-\frac{\partial f_N}{\partial \zeta_F} \right). \quad (7)$$

Здесь $f_N = [\exp(N\hbar\Omega_c/T - \zeta_F) + 1]^{-1}$ — фермиевская функция распределения, $\zeta_F = \varepsilon_F/T$ — нормированная на температуру T энергия Ферми, коэффициенты $b_N^{(i)}$ зависят от матричных элементов примесного потенциала.

В случае $E \geq E_c \gg E_b$ модели, использованные в [42], а также в [15, 45], приводят к той же формуле для диссипативного тока. Таким образом, формула (7) соответствует примесному рассеянию с переходами внутри уровней Ландау (см. также [46]). В слабых полях $E \ll E_c$, $E_c^{(F)}$ для переходов между уровнями Ландау требуется довольно большая величина смещения центра ларморовской орбиты $\delta\rho$. Такие прыжки характеризуются экспоненциально малой вероятностью из-за малого перекрытия волновых функций начального и конечного состояний. Это обуславливает большую роль электрон-электронного рассеяния для реализации переходов внутри уровней Ландау. Хотя подобное рассеяние не изменяет полный импульс системы и непосредственно не приводит к диссипативной проводимости, оно выступает посредником в передаче импульса рассеивающим центрам и таким образом существенно влияет на проводимость [47, 48]. Имея в виду упомянутый механизм внутриуровневого примесного рассеяния при участии межэлектронного рассеяния, легко понять связь диссипативного тока с джоулевым нагревом. Действительно, изменение потенциальной энергии, вызванное смещением центра ларморовской орбиты, приводит к росту кинетической энергии электронной системы. Насколько я представляю, эта задача не может быть решена с учетом только примесного рассеяния (даже вне борновского приближения). Аналогичных затруднений не возникает в трехмерном случае, когда потенциальная энергия, приобретенная от электрического поля в результате смещения центров орбит, идет на увеличение кинетической энергии движения вдоль магнитного поля.

Когда $\Omega_c \gg \Gamma_i$, величины характерных полей E_c и E_b значительно различаются: $E_b \ll E_c$. Например, для ДЭС в гетероструктуре AlGaAs/GaAs, полагая $H = 0,2$ Тл и $\Gamma = 10^{10}$ с⁻¹, можно получить $E_b \approx 1$ В см⁻¹ и $E_c \approx 60$ В см⁻¹. Для числа заполненных зон $N_F = 50$ соответствующие значения на уровне Ферми равны $E_b^{(F)} \approx 0,1$ В см⁻¹ и $E_c^{(F)} \approx 6$ В см⁻¹.

Диссипативная проводимость в слабых полях, когда переходы между уровнями Ландау (зинеровское туннелирование) подавлены, может быть обусловлена также рассеянием на акустических фонах [20, 49–51]. Главный результат этих работ состоит в том, что акустическое рассеяние электронов внутри уровня Ландау "включается" только в том случае, если электрическое поле превосходит пороговое значение $E_a = sH/c$, где s и c — скорости звука и света, соответственно. Это условие соответствует скорости холловского дрейфа $v_H = eE/H$, превосходящей скорость звука s . Для $E > E_a$ переходы

внутри уровней Ландау, вызванные рассеянием на акустических фонах, могут давать существенный вклад в диссипативную проводимость.

Используя соотношение (7) и принимая в расчет, что

$$\frac{\partial f_N}{\partial \zeta_F} = \frac{\exp(N\hbar\Omega_c/T - \zeta_F)}{[1 + \exp(N\hbar\Omega_c/T - \zeta_F)]^2},$$

диссипативную проводимость в слабом поле можно представить как

$$\sigma_D \propto \Gamma_i \sum_N \frac{b_N^{(i)} \exp(N\hbar\Omega_c/T - \zeta_F)}{[1 + \exp(N\hbar\Omega_c/T - \zeta_F)]^2}. \quad (8)$$

Как видно из выражения (8), для температуры $T < \hbar\Omega_c$ диссипативная проводимость является сильно осциллирующей функцией как циклотронной частоты Ω_c , так и фермиевской энергии ζ_F . Это и есть хорошо известные осцилляции Шубникова – де Гааза в ДЭС, которые в начале 1960-х наблюдали Фаулер и др. [52] (обзор ранних экспериментальных работ приведен в [46]). Из уравнения (8) видно, что σ_D достигает максимума при $\varepsilon_F = N\hbar\Omega_c$, в то же время, минимум достигается при условии $\varepsilon_F = (N + 1/2)\hbar\Omega_c$, причем в минимуме

$$\sigma_D \propto \exp\left(-\frac{\hbar\Omega_c}{2T}\right). \quad (9)$$

Таким образом, диссипативная проводимость в слабых полях обусловлена электронными переходами внутри уровней Ландау и имеет активационную зависимость от температуры с энергией активации $\varepsilon_A = \hbar\Omega_c/2$. Для достаточно низких температур диссипативная проводимость проявляет гигантские осцилляции Шубникова – де Гааза, имея экспоненциально малые значения в минимумах, отвечающих квантовому эффекту Холла, когда $\varepsilon_F \approx (N + 1/2)\hbar\Omega_c$.

3. АОП, вызванная рассеянием электронов с участием фотонов

Микроволновое излучение с частотой Ω , близкой к циклотронной частоте Ω_c или ее гармоникам, может значительно влиять на диссипативную проводимость ДЭС. Поскольку диссипативная проводимость зависит от распределения электронов по энергии, которое часто может характеризоваться некоей эффективной электронной температурой, поглощение фотонов может заметно изменять проводимость. Однако, как было предсказано в [9], микроволновое излучение может эффективно влиять также и на процессы рассеяния электронов, в частности на примесное рассеяние. Более того, процессы такого рассеяния, в которых электрон поглощает или излучает некоторое количество фотонов, могут изменить не только величину диссипативной проводимости, но и ее знак, т.е. приводить к АОП при достаточно большой мощности излучения. Это утверждение проиллюстрировано на рис. 5 (левая часть), где представлены переходы между уровнями Ландау, рассмотренные в [19, 26, 40]. Эффект АОП обусловлен следующими обстоятельствами [9, 19]. Если центр электронной орбиты смещается в направлении электрической силы ($\delta\rho > 0$, $\delta\varepsilon < 0$), то потенциальная энергия уменьшается. В равновесии преобладают именно подобные перемещения, и ток течет в направлении электрического поля. Однако в

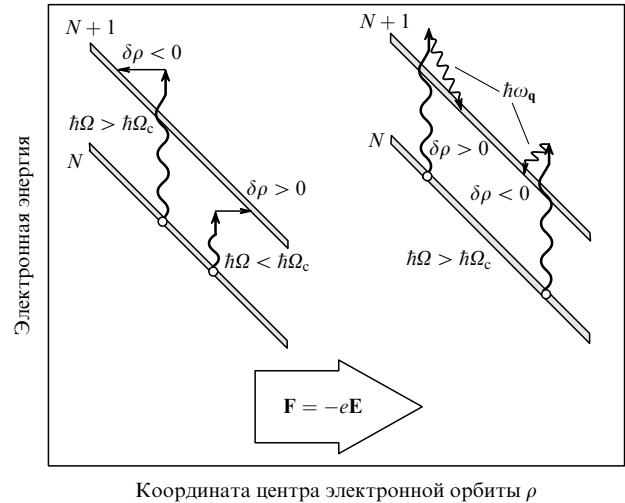


Рис. 5. Переходы между уровнями Ландау с поглощением одиночных фотонов. Слева: фотостимулированное примесное рассеяние для $\Omega > \Omega_c$ и $\Omega < \Omega_c$; справа: фотостимулированное рассеяние на акустических фонах (показаны переходы только для $\Omega > \Omega_c$).

некоторых случаях преобладают перемещения в противоположном направлении ($\delta\rho < 0$, $\delta\varepsilon > 0$), приводя к возникновению тока в противоположном направлении. Действительно, при поглощении Λ фотонов и переходе на более высокий уровень Ландау часть поглощенной энергии идет на увеличение кинетической энергии, тогда как часть, пошедшая на увеличение потенциальной энергии, равна $\delta\varepsilon = \hbar(\Omega - \Lambda\Omega_c)$. Таким образом, в каждом акте поглощения или излучения фотона происходит смещение центра $\delta\rho$, задаваемое выражением (ср. с (4))

$$F\delta\rho = \Lambda\hbar\Omega_c \pm \hbar\Omega. \quad (10)$$

Как отсюда следует, для процессов примесного рассеяния с поглощением $\Lambda = 1, 2, 3, \dots$ фотонов при $\Omega > \Lambda\Omega_c$ величина $\delta\rho < 0$. Поскольку падающее микроволновое излучение является сильно неравновесным, иными словами, его "температура" значительно выше температуры электронов и решетки, процессы с поглощением фотонов преобладают над процессами испускания. В результате этого перемещение электронных орбит происходит в направлении, противоположном электрической силе, и возникает АОП.

Чтобы рассчитать вклад процессов примесного рассеяния с участием фотонов в проводимость, можно воспользоваться гамильтонианом

$$\mathcal{H}_\varepsilon = -\frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \left(\frac{\partial}{\partial \xi} + i \frac{e}{c\hbar} H\rho \right)^2 \right] + eE\rho + e\mathcal{E}(t)(e_\rho\rho + e_\xi\xi). \quad (11)$$

Здесь $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E} \cos \Omega t$ — переменное электрическое поле микроволнового излучения, которое учитывается в дипольном приближении, e_ρ , e_ξ — компоненты комплексного вектора поляризации.

Гамильтониан (11) приводит к квазистационарным состояниям, которые характеризуются квазиэнергиями. Вероятность перехода электрона из состояния (N, ρ_k) в состояние (N', ρ'_k) при рассеянии на примеси с поглоще-

нием M реальных фотонов пропорциональна величине

$$|\mathcal{M}_i^{(M)}|^2 = J_M^2(\xi_\Omega) |\mathcal{M}_i|^2. \quad (12)$$

Здесь $J_M(x)$ — функция Бесселя, $\xi_\Omega \propto L_E$, где $L_E = (e/m\Omega^2)\sqrt{\Phi(\Omega/\Omega_c)}$ — амплитуда классических осцилляций центра электронной орбиты в скрещенных постоянных электрическом и магнитном полях под действием переменного электрического поля E , $\Phi(\omega) = \omega(1 + \omega^2)/(1 - \omega^2)$. В действительности функция Бесселя в (12) возникает в результате вычисления матричного элемента рассеяния при использовании точных волновых функций электронов в обоих, переменном и статическом, электрических полях. Каждый акт подобного рассеяния учитывает поглощение и испускание произвольного числа виртуальных фотонов и M реальных фотонов. Уравнение (12) выражает две особенности рассеяния с участием фотонов [53]. Во-первых, величина $|\mathcal{M}_i^{(M)}|^2$, а следовательно, и вероятность процессов с участием M реальных фотонов, не пропорциональна $|E|^{2M}$, а является более сложной функцией. Естественно, для малой мощности излучения справедлив подход по теории возмущений, например, матричный элемент с участием одного реального фотона становится равным $|\mathcal{M}_i^{(1)}|^2 \propto J_i^2(\xi_\Omega) \propto \xi_\Omega^2 \propto |E|^2$. Во-вторых, даже вероятность рассеяния без поглощения или излучения реальных фотонов ($M = 0$), тем не менее, зависит от микроволнового поля.

Выражение (12) было использовано в различных работах [27–30, 35] для вычисления диссипативной проводимости. Функция $\Phi(\Omega/\Omega_c)$ имеет особенность при $\Omega = \Omega_c$. Эта особенность устраняется благодаря свойству функции Бесселя ($J_M(x)$ стремится к нулю, если $x \rightarrow 0$) или влиянию столкновений на движение электрона по циклотронной орбите.

Для достаточно сильного поля, когда $E > E_b$, $E_b^{(F)}$, уширением уровней Ландау можно пренебречь. В этом случае можно получить выражение для диссипативного тока, вызванного примесным рассеянием с участием фотонов, аналогичное выражению, полученному в работе [9]:

$$\begin{aligned} j_D^{\text{inter}} \propto & \Gamma_i \sum_{A, M > 0} \left| I_A^M \left[\mathcal{E}, T, \frac{\hbar(N\Omega_c - M\Omega)}{e|E|L} \right] \right|^2 \times \\ & \times \frac{\hbar(A\Omega_c - M\Omega)}{e|E|EL} \exp \left[-\frac{\hbar^2(A\Omega_c - M\Omega)^2}{2e^2 E^2 L^2} \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь множитель $|I_A^M|^2$ определяет вклад переходов с изменением номера уровня Ландау на величину A и испусканием или поглощением M реальных фотонов. Естественно, для малой мощности излучения $P \propto E^2$ величина $|I_A^M|^2 \propto E^{2M} \propto P^M$. В частности, для ДЭС с малым фактором заполнения при $E \ll E_c$, когда переходы между уровнями Ландау без поглощения или испускания фотонов имеют экспоненциально малую вероятность, для умеренной мощности излучения следует учитывать только однофотонные процессы ($M = 1$), что дает следующее простое выражение для диссипативного тока (ср. с выражением (6)):

$$j_D^{\text{inter}} \propto P \frac{\Gamma_i(\Omega_c - \Omega)}{e^2 |E| EL^2} \exp \left[-\frac{\hbar^2(\Omega_c - \Omega)^2}{2e^2 E^2 L^2} \right]. \quad (14)$$

Уравнение (13) приводит к осцилляциям в зависимости диссипативного тока от циклотронной частоты Ω_c и частоты излучения Ω . Осцилляции вызваны преобладающим вкладом окрестности циклотронного резонанса или его гармоник: $A\Omega_c \approx M\Omega$. Следует, однако, отметить, что все резонансные слагаемые обращаются в нуль в точном резонансе. Тем не менее в окрестности резонанса имеется максимум фотопроводимости при значении $A\Omega_c$, несколько превышающем $M\Omega$, и минимум при значении $A\Omega_c$, несколько меньшем, чем $M\Omega$. Как следует из (13), фототок в минимуме отрицателен, следовательно, если по абсолютной величине он превосходит вклад нерезонансных переходов, включая переходы внутри уровней Ландау, то полный ток направлен против электрического поля, т.е. возникает АОП. Положения максимумов и минимумов показаны на вставке на рис. 6 [9]. Для полей $E \ll E_c$, $E_c^{(F)}$ максимумы и минимумы особенно отчетливы. Для малых факторов заполнения максимумы и минимумы фотопроводимости соответствуют отстройке частоты, равной $A\Omega_c - M\Omega \approx \pm eEL_F/\hbar$. Рассматривая зависимость матричных элементов и, следовательно, зависимость $|I_A^M(\epsilon, T, \eta)|^2$ от указанных аргументов, можно прийти к выводу, что для вырожденной ДЭС и при большом факторе заполнения $N_F \gg 1$ наиболее важными являются пересеки центров ларморовских орбит с $\delta\rho \sim L_F \gg L$. В результате этого положения максимумов и минимумов определяются соотношением $A\Omega_c - M\Omega \approx \pm eEL_F/\hbar$.

В случае слабого электрического поля $E \ll E_b$, $E_b^{(F)}$ форма осцилляций, в частности, положение экстремумов, определяется уширением уровней Ландау. Тогда диссипативный ток в присутствии излучения может быть записан в виде

$$j_D^{\text{inter}} \propto E \Gamma_i \sum_{A, M} \frac{|\bar{I}_A^M(\mathcal{E}, T)|^2 (A\Omega_c - M\Omega)}{[(A\Omega_c - M\Omega)^2 + \Gamma^2]^2}, \quad (15)$$

где величина $|\bar{I}_A^M|^2$ играет ту же роль, что и величина $|I_A^M|^2$ в выражении (13).

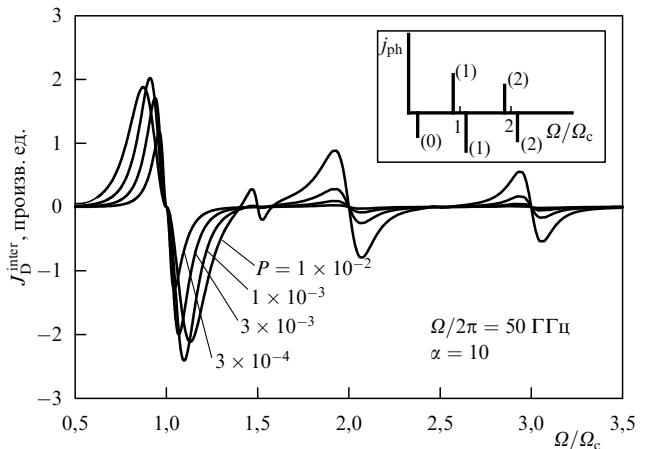


Рис. 6. Фототок при микроволновом облучении как функция обратной циклотронной частоты Ω/Ω_c , вычисленный для нормированной мощности излучения P и частоты излучения $\Omega/2\pi = 50$ ГГц для параметра уширения уровня Ландау $\alpha = 10$ [28]. На вставке показаны положения максимумов и минимумов при поглощении одного фотона ($M = 1$) [9]. Числа в скобках соответствуют порядку резонансов A .

На рисунке 6 представлены рассчитанные зависимости фототока от частоты излучения, близкой к циклотронной частоте, для переходов, изображенных на рис. 5а. Заметны небольшие максимумы и минимумы около $\Omega/\Omega_c \approx 1,5$, соответствующие поглощению двух фотонов. Эти максимумы и минимумы становятся более отчетливыми при увеличении мощности излучения. Подобные осциллирующие зависимости были получены также в [26, 29, 30]. Как хорошо видно на рис. 6, увеличение амплитуды осцилляций происходит в довольно большом диапазоне мощности излучения. В результате при определенной мощности фототок, обусловленный рассеянием между уровнями Ландау с участием фотонов, может превысить ток, вызванный переходами внутри уровней Ландау. Тогда вблизи минимумов возникает АОП со всеми вытекающими из этого последствиями. При дальнейшем увеличении мощности излучения нарастание максимумов и минимумов замедляется, может даже наступить их уменьшение. Теоретические зависимости на рис. 6 близки к экспериментальным данным.

Как было отмечено выше, микроволновое излучение может влиять на упругое примесное рассеяние внутри уровней Ландау в ДЭС (даже когда в процессах не участвуют реальные фотонны). Этот эффект обсуждался недавно в работе [28]. Математически подобный случай для ТЭС был рассмотрен много лет назад [53]. Объяснить эффект можно следующим образом. Увеличение амплитуды переменного поля приводит к увеличению ларморовской орбиты и тем самым к "расплыванию" волновой функции электрона. В результате этого матричный элемент примесного рассеяния уменьшается, приводя к уменьшению вероятности такого рассеяния. Действительно, матричный элемент примесного рассеяния без поглощения или излучения реальных фотонов есть $|\mathcal{M}_i^{(0)}|^2 = J_0^2(\xi_\Omega)|\mathcal{M}_i|^2$. Этот матричный элемент уменьшается при увеличении ξ_Ω и даже становится равным нулю при $\xi_\Omega = 2,4$. Из этого следует, что микроволновое излучение способно подавлять примесное рассеяние, приводя к подавлению диссипативной проводимости вне циклотронного резонанса и его гармоник (ср. с эффектом подавления туннелирования между квантовыми ямами в присутствии излучения [54]). Этот эффект может быть особенно важным для относительно малых частот излучения $\Omega < \Omega_c$ в условиях, когда диссипативная проводимость определяется преимущественно примесным рассеянием внутри уровней Ландау. Подобное подавление диссипативной проводимости и осцилляций Шубникова – де Гааза в ДЭС с весьма высокой подвижностью недавно наблюдалось в экспериментах [55, 56]. Модуляции осцилляций Шубникова – де Гааза, вызванные микроволновым излучением, наблюдали и другие авторы (см., например, [57]). Можно показать, что в этом случае диссипативная проводимость может быть представлена в виде

$$\sigma_D \simeq \sigma_D^0 \left[1 - \left(\frac{P}{\bar{P}} \right) \mathcal{F} \left(\frac{\Omega_c}{\Omega} \right) \right]. \quad (16)$$

Здесь σ_D^0 — диссипативная проводимость в отсутствие излучения, даваемая, например, формулой (8) и проявляющаяся осцилляции Шубникова – де Гааза; $\bar{P} = m\Omega^4 \hbar / 4\pi \alpha e_F$ — характерная микроволновая мощность, $\alpha = e^2 / \hbar c = 1/137$ — постоянная тонкой структуры. Согласно выражению (16), диссипативная прово-

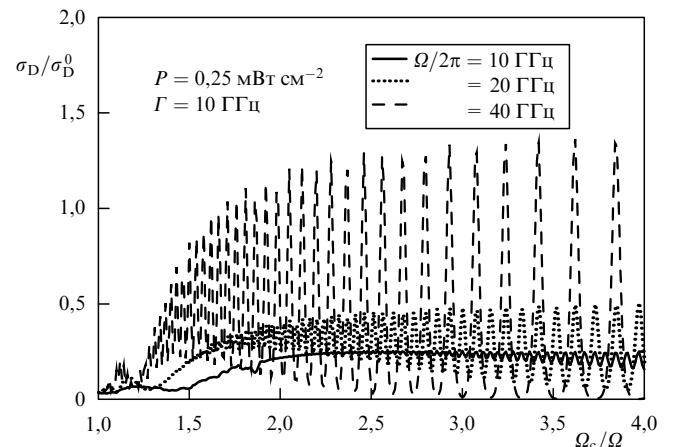


Рис. 7. Зависимость проводимости, определяемой переходами внутри уровней Ландау, от магнитного поля для различной частоты микроволнового излучения.

димость и амплитуда осцилляций Шубникова – де Гааза значительно уменьшаются, если мощность излучения P приближается к \bar{P} . Как следует из (16) и показано на рис. 7, эффект подавления диссипативной проводимости и ее осцилляций при фиксированном магнитном поле (т.е. при фиксированной циклотронной частоте) усиливается с уменьшением частоты микроволнового излучения. Подставляя эффективную массу $m = 6 \times 10^{-29}$ г (GaAs) и поверхностную концентрацию электронов $\Sigma = 3 \times 10^{11}$ см⁻² (как в [56]), для частоты излучения $f = \Omega/2\pi = 20$ ГГц (при этом $\varepsilon_F/\hbar\Omega = 125$), получаем $\bar{P} = 0,7$ мВт см⁻². Естественно, формула (16) справедлива при не слишком высоких интенсивностях излучения. При большой мощности излучения зависимость σ_D от P/\bar{P} становится нелинейной.

Рассеяние на фононах может влиять на процессы переноса в ДЭС с высокой подвижностью. Из-за этого рассеяние на акустических фононах при участии фотонов может также давать вклад в фотопроводимость. Этот механизм был рассмотрен недавно [32–34] как возможная альтернатива рассеянию на примесях. Необходимость его рассмотрения была вызвана высокой чувствительностью к температуре осцилляций фотопроводимости и состояний с нулевым сопротивлением и проводимостью. Некоторые возможные переходы, связанные с рассеянием на акустических фононах при участии фотонов, схематически представлены на рис. 5 (правая часть). Как было показано в [33, 34], рассеяние на фононах также приводит к осциллирующей зависимости фотопроводимости от циклотронной частоты и частоты излучения с максимумами и минимумами около циклотронного резонанса и его гармоник. Более того, этот механизм может приводить к отрицательному вкладу в проводимость (в минимумах). Однако положение максимумов и минимумов противоположно тому, которое получается для примесного рассеяния и наблюдается в экспериментах, а именно, для рассеяния на фононах максимумы и минимумы расположены соответственно при $\Lambda\Omega_c \leq M\Omega$ и $\Lambda\Omega_c \geq M\Omega$. Из этого можно заключить, что акустическое рассеяние не ответственно за возникновение АОП и состояний с нулевой проводимостью и сопротивлением, наблюдавшихся в экспериментах. Тем не менее рассеяние на фононах может быть причиной

подавления АОП при увеличении температуры, когда максимумы примесной проводимости подавляются минимумами акустической проводимости и наоборот.

4. Обсуждение результатов

Подавление осцилляций фотопроводимости, приводящее к исчезновению АОП (и, следовательно, состояний с нулевой проводимостью и сопротивлением) при увеличении температуры, а также нелинейная зависимость амплитуды максимумов и минимумов от мощности излучения, могут быть отнесены к увеличению уширения уровней Ландау с ростом температуры и усилением процессов рассеяния, включающих стимулированное испускание фотонов [39, 40].

Как было отмечено выше, диапазон изменения напряженности электрического поля в доменных структурах и величина среднего поля существенно зависят от значения $E = E_0$, при котором полный диссипативный ток обращается в нуль (см. рис. 1). Можно сказать, что существует два возможных механизма резкого нарастания локального тока при увеличении локального электрического поля. Одним из них является "включение" примесного рассеяния с переходами между уровнями Ландау, в этом случае $E_0 \approx E_c$ при небольшом числе заполненных уровней и $E_0 \approx E_c^{(F)}$ при большом факторе заполнения. Другой возможностью является "включение" рассеяния внутри уровней Ландау с испусканием акустических фононов, которое наступает, когда скорость холловского дрейфа превышает скорость звука, в этом случае $E_0 \approx E_a$. Независимо от причины изменения знака диссипативного тока среднее поле $\langle E \rangle$ меньше или даже гораздо меньше локального поля в домене.

В рамках представленной модели можно предложить правдоподобное объяснение того, почему эффект АОП, приводящий к возникновению состояний с нулевой проводимостью, наблюдается в экспериментах именно при условиях $\mu \sim 10^7 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, $T \sim 1 \text{ К}$, $H \sim 0,1 \text{ Тл}$. На наш взгляд, причины этого следующие:

(а) *Слабое рассеяние на акустических фонах и удаленных донорах, а также малая величина отношения T/ε_F .* Это приводит к малому уширению уровней Ландау, малой величине темновой проводимости, связанной с переходами внутри уровней Ландау, и отчетливому разделению уровней даже в слабом магнитном поле.

(б) *Циклотронный резонанс при весьма малой частоте микроволнового излучения, обусловленный малым, но отчетливым разделением уровней Ландау.* Это обеспечивает сильное влияние микроволнового поля на движение электронов.

(в) *Большой циклотронный радиус из-за слабого магнитного поля и большого фактора заполнения.* Это приводит к длинным перескокам центров ларморовских орбит при примесном рассеянии, особенно на остаточных примесях в слое ДЭС. Это же обстоятельство обуславливает сильное влияние микроволнового поля на такие перескоки.

(г) *Сильное примесное рассеяние с участием фотонов вследствие факторов (б) и (в).* В результате АОП возникает при сравнительно малой мощности излучения, поскольку требуемая мощность $\sim \Omega^3$, т.е. она резко возрастает при увеличении частоты.

Хотя представленный сценарий возникновения состояний с нулевой проводимостью и сопротивлением в ДЭС, основанный на концепции АОП, обусловленной

примесным рассеянием с участием фотонов, выглядит вполне правдоподобным, необходимы дальнейшие как теоретические, так и экспериментальные исследования. Прежде всего, требуется тщательное измерение остаточного сопротивления в состояниях с нулевым сопротивлением и остаточной проводимости в состояниях с нулевой проводимостью. Необходимы исследования фотопроводимости, АОП и состояний с НС и НП в ДЭС при более высоких магнитных полях, что потребует больших частот и, соответственно, мощностей излучения. Наконец, необходимы прямые наблюдения доменной структуры. Вероятно, эти структуры можно наблюдать по сдвигу межзонного магнитопоглощения в электрическом поле [41].

5. Заключение

Основные имеющиеся в настоящее время экспериментальные факты, касающиеся осциллирующей зависимости микроволновой фотопроводимости от частоты излучения (или магнитного поля) и возникновения состояний с нулевой проводимостью и нулевым сопротивлением в двумерных электронных системах с высокой подвижностью, могут быть объяснены с привлечением теории возникновения абсолютной отрицательной проводимости при фотостимулированном примесном рассеянии, на которое оказывает влияние электрон-электронное рассеяние и рассеяние на акустических фонах.

Автор признателен Р.А. Сурису, А.В. Чаплику, А. Satou и В.В. Вьюркову за сотрудничество, К. von Klitzing, В.А. Волкову, С.А. Студеникину, R.G. Mani, R.R. Du, С.И. Дорожкину, X.L. Lei, М.И. Дыкману и И.А. Алейнеру за дискуссию, а также М. Cohen и И. Хмыровой за замечания к статье.

Список литературы

1. Krömer H *Phys. Rev.* **109** 1856 (1958)
2. Елесин В Ф, Маныкин Э А *Письма в ЖЭТФ* **3** 26 (1966)
3. Елесин В Ф, Маныкин Э А *Письма в ЖЭТФ* **50** 1381 (1966)
4. Рыжий В И *Письма в ЖЭТФ* **7** 28 (1968)
5. Елесин В Ф *Письма в ЖЭТФ* **7** 229 (1968)
6. Елесин В Ф *ЖЭТФ* **55** 792 (1968)
7. Гладун А Д, Рыжий В И *ЖЭТФ* **57** 978 (1969)
8. Эпштейн Э М *Письма в ЖЭТФ* **5** 235 (1967)
9. Рыжий В И *ФТТ* **11** 2577 (1969)
10. Mani R G et al. *Nature* **420** 646 (2002)
11. Zudov M A et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 046807 (2003)
12. Yang C L et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 096803 (2003)
13. Захаров А Л *ЖЭТФ* **38** 665 (1960)
14. Елесин В Ф, Маныкин Э А *ФТТ* **8** 3621 (1966)
15. Рыжий В И, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (М.: МФТИ, 1970)
16. Волков А Ф, Коган Ш М *УФН* **96** 633 (1968)
17. Andreev A V, Aleiner I L, Millis A J *Phys. Rev. Lett.* **91** 056803 (2003)
18. Bergeret F S, Hückestein B, Volkov A F *Phys. Rev. B* **67** 241303(R) (2003)
19. Рыжий В И, Сурис Р А, Щамхалова Б С *ФТП* **20** 2078 (1986)
20. Ryzhii V, Satou A J. *Phys. Soc. Jpn.* **72** 2718 (2003)
21. Dorozhkin S I *Письма в ЖЭТФ* **77** 681 (2003)
22. Studenikin S A et al. *Solid State Commun.* **129** 341 (2004)
23. Mani R G et al. *Phys. Rev. B* **69** 161306(R) (2004)
24. Willett R L, Pfeiffer L N, West K W *Phys. Rev. Lett.* **93** 026804 (2004)
25. Studenikin S A et al. *IEEE Trans. Nanotechnol.* (2005) (in press)
26. Durst A C et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 086803 (2003)
27. Shi J, Xie X C *Phys. Rev. Lett.* **91** 086801 (2003)
28. Ryzhii V, Suris R J. *Phys.: Condens. Matter* **15** 6855 (2003)
29. Lei X L, Liu S Y *Phys. Rev. Lett.* **91** 226805 (2003)
30. Lei X L. *J. Phys.: Condens. Matter* **16** 4045 (2004)

31. Vavilov M G, Aleiner I L *Phys. Rev. B* **69** 035303 (2004)
32. Шикин В *Письма в ЖЭТФ* **77** 281 (2003)
33. Ryzhii V, Vyurkov V *Phys. Rev. B* **68** 165406 (2003)
34. Ryzhii V *Phys. Rev. B* **68** 193402 (2003)
35. Шамхалова Б С, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (М.: МФТИ, 1987)
36. Fitzgerald R *Phys. Today* **56** 24 (2003)
37. Ryzhii V, Suris R, Shchamkhalova B *Physica E* **22** 13 (2004)
38. Durst A C, Girvin S M *Science* **304** 1752 (2004)
39. Ryzhii V *Physica E* **24** 96 (2004)
40. Ryzhii V, Chaplik A, Suris R *Письма в ЖЭТФ* **80** 412 (2004)
41. Аронов А Г, Пикус Г Е *ЖЭТФ* **51** 281 (1966)
42. Тавгер Б А, Ерухимов М Ш *ЖЭТФ* **51** 528 (1966)
43. Yang C L et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 076801 (2002)
44. Pokrovsky V L, Pryadko L P, Talapov A L *J. Phys.: Condens. Matter* **2** 1583 (1990)
45. Рыжий В И *ФТП* **3** 1704 (1969)
46. Ando T, Fowler A B, Stern F *Rev. Mod. Phys.* **54** 437 (1982)
47. Dykman M I, Fang-Yen C, Lea M J *Phys. Rev. B* **55** 16249 (1997)
48. Dykman M I, Pryadko L P *Phys. Rev. B* **67** 235104 (2003)
49. Ерухимов М Ш *ФТП* **3** 194 (1969)
50. Streda P, von Klitzing K *J. Phys. C: Solid State Phys.* **17** L483 (1984)
51. Балев О Г *ФТТ* **32** 871 (1990)
52. Fowler A B et al. *Phys. Rev. Lett.* **16** 901 (1966)
53. Малов А Д, Рыжий В И *ФТТ* **14** 2048 (1972)
54. Keay B J et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 4102 (1995)
55. Dorozhkin S I et al., cond-mat/0409228
56. Mani R G, cond-mat/0410227
57. Du R R et al., cond-mat/0409409; to be publ. in *Int. J. Mod. Phys. B*

PACS numbers: 72.20.-i, 73.40.-e, 73.43.Qt

Фотоотклик в магнетопроводимости высокосовершенных двумерных электронных систем на облучение электромагнитными волнами миллиметрового диапазона

С.И. Дорожкин

1. Обзор современного состояния проблемы

В докладе сделан обзор современного состояния исследований фотоотклика в магнетопроводимости двумерных электронных систем с акцентом на экспериментальных особенностях этого явления, включая самые последние результаты, недавно появившиеся в архиве препринтов cond-mat, а также изложена модель фотоотклика, основывающаяся на неравновесной функции распределения электронов, которая может возникнуть в результате облучения. Высказана гипотеза возникновения состояний с близким к нулю магнетосопротивлением в результате быстрой релаксации инверсного по энергии распределения электронов, происходящей в пределах одного уширенного уровня Ландау.

Большой интерес к исследованию поведения магнетосопротивления высокосовершенных двумерных электронных систем в высокочастотном электромагнитном поле обусловлен открытием в 2002 г. [1] стимулированных излучением гигантских осцилляций магнетосопротивления (ГОМ) с близкими к нулю значениями сопротивления в основных минимумах (пример таких осцилляций приведен на рис. 1). Положение осцилляций в магнитном поле примерно соответствует положению гармоник циклотронного резонанса $\omega = n\omega_c^{(n)}$. Здесь ω — частота излучения, $n = 1, 2, 3, \dots$, $\omega_c^{(n)} = eH^{(n)}/m^*$ — циклотронная частота в поле $H^{(n)}$ (m^* — эффективная

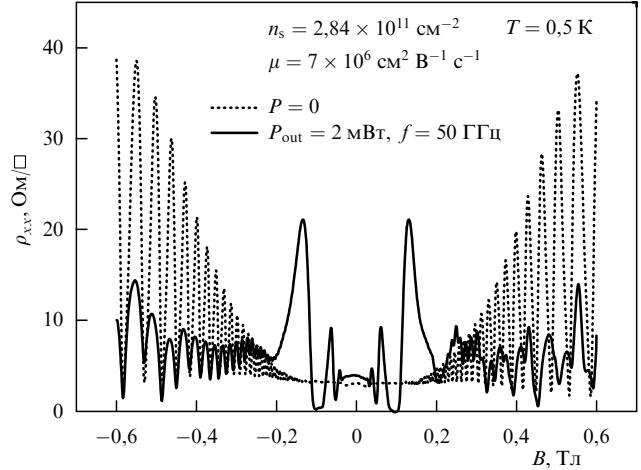


Рис. 1. Магнетосопротивление ρ_{xx} двумерной электронной системы около одиночного гетероперехода GaAs/AlGaAs в отсутствие (точечная кривая) и в присутствии (сплошная кривая) излучения частотой 50 ГГц. Параметры эксперимента указаны на рисунке. Мощность излучения здесь (2 мВт) и везде далее приведена для выхода из генератора.

масса электронов). Таким образом гигантские осцилляции магнетосопротивления оказываются периодическими по обратному магнитному полю. Существенным внешним отличием ГОМ от осцилляций Шубникова — где Гааза и квантового эффекта Холла является отсутствие, соответственно, осцилляций и квантованных плато в холловском сопротивлении, которое практически не меняется под облучением (рис. 2а). Наблюдение состояний с близким к нулю магнетосопротивлением послужило основанием для авторов работы [1] предположить возникновение сверхпроводимости в условиях эксперимента. Гигантские осцилляции и состояния с близким к нулю магнетосопротивлением почти одновременно наблюдались в работе [2] и через короткое время были воспроизведены в работе [3]. Надо сказать, что подобные ГОМ осцилляции фототока для двумерных систем, находящихся в квантующем магнитном поле, были предсказаны много лет назад в нелинейном по электрическому полю режиме [4], а позже это предсказание было распространено и на магнетосопротивление [5] (подробнее см. материалы доклада В.И. Рыжия в этом номере журнала). Так что сразу после опубликования работы [1], в общем, было понятно, что нет необходимости привлекать идею сверхпроводимости для объяснения этих экспериментов. В появившейся вскоре работе [6] были выполнены одновременные измерения диагональной ρ_{xx} и холловской ρ_{xy} компонент тензора магнетосопротивления, а также диссипативной компоненты σ_{xx} тензора магнетопроводимости, и было показано, что между компонентами этих тензоров выполняется обычная связь $\sigma_{xx} = \rho_{xx}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2)$, так что в условиях эксперимента ($\rho_{xx} \ll \rho_{xy}$) в минимумах ГОМ к нулю одновременно идут величины магнетосопротивления ρ_{xx} и магнетопроводимости σ_{xx} . В результате сопротивление образцов геометрии Корбино (кольцо из двумерной системы с омическими контактами по внутренней и внешней окружностям), использовавшихся в экспериментах [6], в состояниях с близким к нулю значением ρ_{xx} , напротив, сильно возрастает (так как сопротивление образца геометрии Корбино пропорционально σ_{xx}^{-1}),

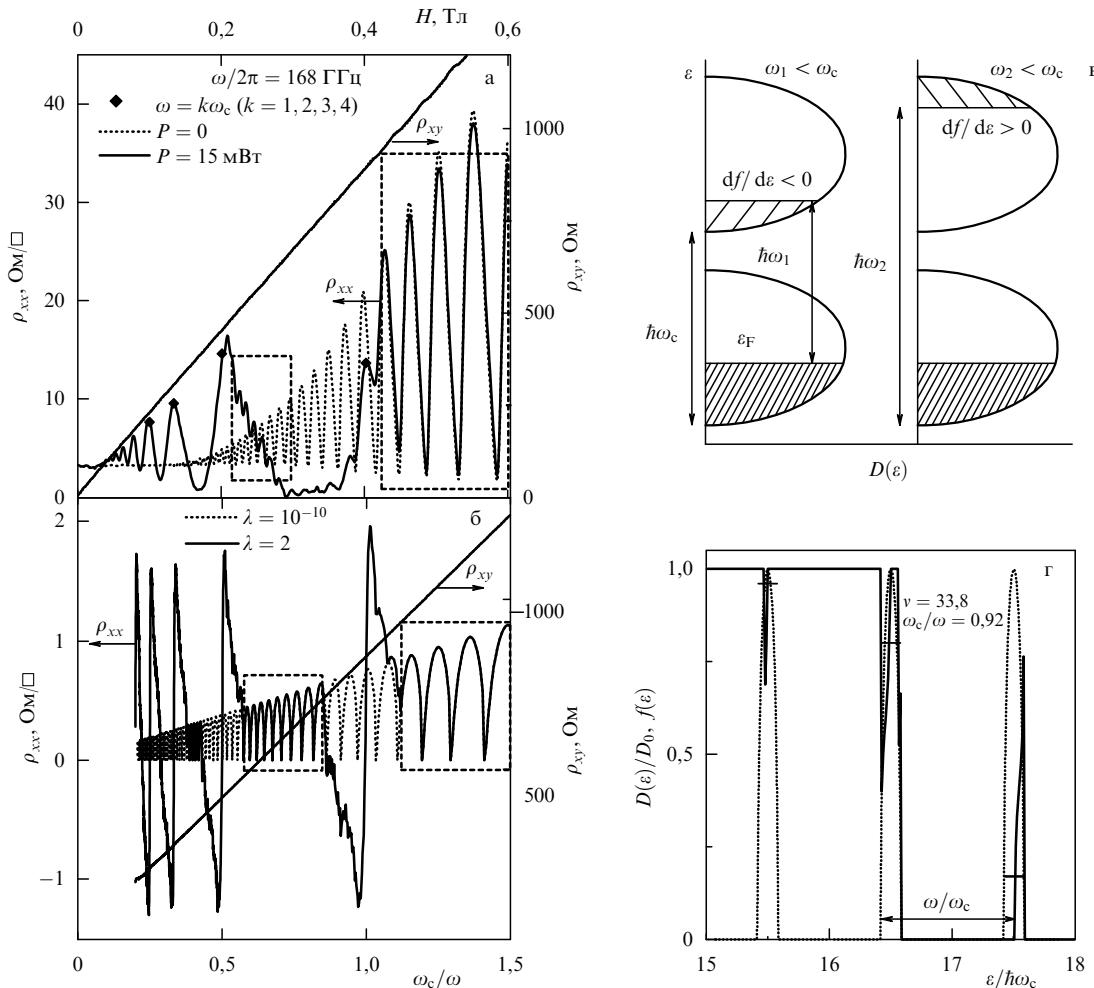


Рис. 2. Измеренные (а) и расчетные (б) зависимости удельного магнетосопротивления ρ_{xx} и холловского сопротивления ρ_{xy} от магнитного поля. Теоретические кривые на рис. б приведены как функция отношения ω_c/ω , пропорционального магнитному полю. Точечные кривые на обоих рисунках соответствуют отсутствию излучения. Точечные и сплошные кривые для холловского сопротивления на обоих рисунках практически неразличимы. Сплошные кривые на рис. а измерены под облучением частотой 168 ГГц и мощностью 15 мВт. Штриховыми линиями на обоих рисунках выделены области малой чувствительности амплитуды осцилляций Шубникова – де Гааза к излучению. Сплошные расчетные кривые на рис. б получены по формулам [20] для длиннопериодных флуктуаций потенциала и для следующих значений параметров: $\lambda = 2$, $\hbar\omega \approx 6,6 \times 10^{-2}\epsilon_F$, $\Gamma_n \approx 4,9 \times 10^{-3}\epsilon_F \approx 7,5 \times 10^{-2}\hbar\omega$, $\Gamma_n^{xx} \approx 0,15(\omega/\omega_c)^{1/2}\Gamma_n$. На рис. в схематически изображена плотность состояний полуэллиптической формы на уширенных уровнях Ландау, получающаяся в рамках самосогласованного борновского приближения. Редкой штриховкой выделены области частично заполненных состояний, возникающие в результате облучения. Густой штриховкой отмечены состояния под уровнем Ферми, полностью заполненные в отсутствие облучения. Стрелками обозначены переходы на края областей частично заполненных состояний для случаев $\omega_1 < \omega_c$ и $\omega_2 > \omega_c$, а также показана энергия циклотронного перехода $\hbar\omega_c$. На рис. г приведены плотность состояний на трех уровнях Ландау, ближайших к уровню Ферми (нормированная на ее максимальную величину $D_0 = 4N_0/\pi\Gamma_n$), а также неравновесная функция распределения $f(\epsilon)$, вычисляемая для параметров, использованных при расчете кривых на рис. б и при значениях $\omega_c/\omega \approx 0,918$, соответствующем $v = 33,8$ и $\epsilon_F/\hbar\omega_c \approx 16,56$. Величина ω/ω_c показана на рисунке стрелкой. Функция распределения под облучением отличается от равновесной только для трех показанных на рисунке уровней. Жирные горизонтальные отрезки представляют в пределах уровней Ландау гипотетическую функцию распределения, обеспечивающую нулевое магнетосопротивление.

что, очевидно, плохо согласуется с идеей сверхпроводимости. Появившиеся для объяснения ГОМ теоретические работы [7–9] основывались главным образом на идеи [4] непрямых оптических переходов, сопровождающихся изменением импульса электрона за счет упругого рассеяния на примеси. Одновременно в работе автора [3] было предложено альтернативное объяснение этих осцилляций, основанное на неравновесном заполнении электронных состояний на уширенных за счет беспорядка уровнях Ландау. Эта идея была развита в работах [10, 11], где дополнительно был включен в рассмотрение эффект энергетической релаксации, что не привело к качественному изменению результатов (роль неравновесного распределения электронов кратко обсуждалась некоторыми из этих авторов в работе [12]). Однако все

эти подходы, правильно объясняя положение особых точек ГОМ (минимумов, максимумов и нулей фотопотока), сами по себе оказались не в состоянии объяснить близкие к нулю значения магнетосопротивления в минимумах. Вместо этого все перечисленные теории давали отрицательные значения магнетосопротивления для основных минимумов ГОМ при достаточно большой интенсивности облучения (см., например, рис. 2б). Сейчас принято считать это противоречие следующим образом: как хорошо известно [13], однородные состояния с отрицательным сопротивлением неустойчивы. В результате следует ожидать разбиения однородной системы на домены, такие, что при S-образном типе вольт-амперной характеристики однородного состояния сопротивление образца с доменами будет близко к

нулю (см., например, обзор [14]). Применительно к двумерным электронным системам под облучением и в условиях, когда холловская проводимость значительно превышает диссипативную, разбиение на домены впервые было рассмотрено в работе [15]. На основании всего сказанного выше следует признать, что одним из наиболее важных вопросов, стоящих сегодня перед экспериментаторами, является проверка идеи возникновения доменной структуры. Поиски такой структуры проводились автором данной работы, но успеха пока не имели. По-видимому, исследования в этом направлении ведутся и другими группами, однако сообщения о наблюдении доменов в настоящее время отсутствуют. Один сценарий возникновения состояний с близким к нулю магнетосопротивлению, альтернативный образованию доменной структуры, будет рассмотрен в конце этой статьи.

Положение ГОМ около гармоник циклотронного резонанса легко вписывается в картину одночастичного энергетического спектра в магнитном поле и является совершенно неожиданным фактом с точки зрения кол-

лективных мод в ограниченных образцах (объемных и краевых магнетоплазмонов), так как поглощение СВЧ-излучения для типичных параметров образцов, использовавшихся при исследованиях ГОМ, ожидается и наблюдается (см., например, работу [16] и ссылки в ней) на частотах, существенно отличающихся от частот циклотронного резонанса и его гармоник. Насколько известно автору, в настоящее время не существует ответа на вопрос, почему гигантские осцилляции магнетосопротивления доминируют в магнитотранспортных измерениях над эффектами, связанными с возбуждением коллективных мод.

Недавно было установлено [17, 18], что гигантское подавление магнетосопротивления вследствие облучения может наблюдаться не только в минимумах ГОМ, расположенных около гармоник циклотронного резонанса, но и (при сравнительно невысоких частотах облучения) в широкой области магнитных полей, где выполнено соотношение $\omega \ll \omega_c$ (рис. 3). В этой области однофотонные переходы между уровнями Ландау не

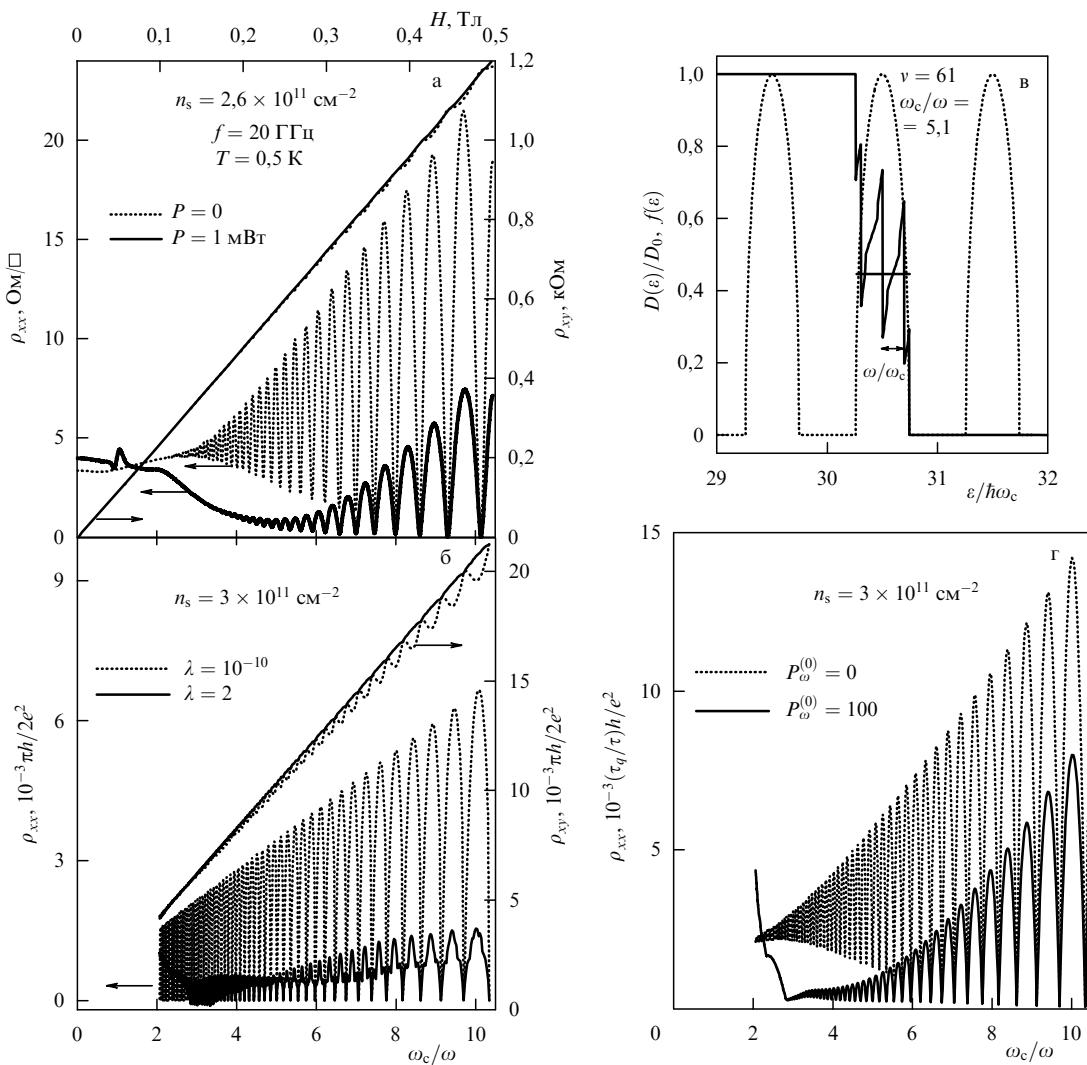


Рис. 3. Основные обозначения на этом рисунке совпадают с обозначениями рис. 2. (а) Экспериментальные зависимости $\rho_{xx}(H)$ и $\rho_{xy}(H)$, полученные для частоты облучения 20 ГГц. (б) Результаты вычислений для $\rho_{xx}(\omega_c/\omega)$ и $\rho_{xy}(\omega_c/\omega)$ в рамках модели [3] для случая короткопериодных флуктуаций потенциала и следующих значениях параметров: $\hbar\omega \approx 6,6 \times 10^{-3}\epsilon_F$, $\Gamma_n/\hbar\omega_c \approx 0,55(\omega_c/\omega)^{-1/2}$, $\Gamma_n^{xx} = (n + 1/2)^{1/2}\Gamma_n$. (в) Плотность состояний и неравновесная функция распределения для случая переходов внутри уровня Ландау при $\omega_c/\omega \approx 5,1$, соответствующем $v = 61$ и $\epsilon_F/\hbar\omega_c \approx 30,5$. (г) Результаты расчета для конечной температуры $T \approx 4,0 \times 10^{-3}\epsilon_F$ из работы [17] для тех же значений параметров энергетического спектра и частоты, что и данные на рис. 6.

происходит. Гигантское подавление магнетосопротивления также не сопровождается изменением холловского сопротивления (рис. 3а). Существенно, что магнетосопротивление может уменьшаться под влиянием облучения более чем на порядок величины, становясь значительно меньше значений в минимумах темновых осцилляций Шубникова – де Гааза. Оказалось, что расчет [17], основанный на неравновесной функции распределения, хорошо описывает и этот эффект (рис. 3б, г). В работе [17] также экспериментально обнаружено, что в определенных условиях амплитуда осцилляций Шубникова – де Гааза не меняется под влиянием облучения небольшой мощности. Этот эффект появляется пороговым образом по частоте облучения вблизи второй субгармоники $\omega_0 = \omega_c/2$ циклотронного резонанса на пороговой частоте ω_0 . Данный результат удается объяснить количественно [17] как изменение режима индуцированных излучением переходов от междууровневых к переходам внутри уширенного уровня Ландау. При частотах излучения, меньших пороговой, и сравнительно большой мощности излучения вблизи второй субгармоники наблюдается дополнительный минимум гигантских осцилляций магнетосопротивления [1–3]. Представляется естественным связать появление этого минимума с двухфотонными процессами.

2. Характеристики гигантских осцилляций магнетосопротивления

Важным вопросом является точное положение особых точек (минимумов, максимумов и др.) гигантских осцилляций магнетосопротивления, которое нужно знать как для понимания этого явления, так и для его использования с целью измерения частоты электромагнитного излучения. Большинство теорий предсказывает существование только одного типа точек с хорошо определенным положением — точек, в которых фотоотклик отсутствует (т.е. магнетосопротивление не меняется в результате облучения). Эти точки, согласно теории, соответствуют циклотронному резонансу и его гармоникам. По-видимому, лучшие экспериментальные исследования этого вопроса выполнены в работе [19], в которой были проведены точные измерения величин магнитных полей, соответствующих особым точкам ГОМ. Из этих данных следует, что, действительно, наиболее характерной точкой осцилляций (в частности, практически не зависящей от мощности облучения) является точка вблизи положения циклотронного резонанса, в которой отсутствует влияние излучения на магнетосопротивление (см. рис. 1 и 2). Согласно результатам работы [19], эта точка сдвинута примерно на 2 % в сторону меньших магнитных полей от положения циклотронного резонанса, рассчитанного по известной величине эффективной массы электронов $m^* = 0,067m_0$ в GaAs. Сдвиг аналогичных точек от положений соответствующих гармоник циклотронного резонанса для ГОМ с большими номерами возрастает с номером осцилляции. Причина такого отличия от теоретических предсказаний скорее всего связана с неэквивалентностью проводимости по различным уровням Ландау (например, вследствие зависимости ширины уровня от его номера [20]). Положение минимумов ГОМ по магнитному полю сдвинуто в сторону более слабых, а максимумов — в сторону более сильных полей относительно положений циклотронного резонанса и его гармоник $\omega = n\omega_c$. Уве-

личение мощности излучения приводит к смещению максимумов и минимумов к положению гармоник (см., например, работу [3]).

Большой интерес представляют вид вольт-амперной характеристики и абсолютные значения магнетосопротивления в минимумах ГОМ. Как хорошо установлено (см., например, [1]), магнетосопротивление в минимумах быстро (примерно по активационному закону) падает при понижении температуры, однако практически все авторы сообщают о выходе магнетосопротивления при низких температурах на конечные значения. Наблюдавшееся при низких температурах уменьшение магнетосопротивления под влиянием облучения доходило до двух порядков величины. Сопротивление в минимумах оказывается омическим в широком диапазоне измерительных токов (примерно до 80 мА в работе [21]). Надо упомянуть также о наблюдении отрицательного напряжения на потенциальных контактах в минимумах ГОМ, о котором сообщалось в работе [22]. Этот эффект не воспроизводится при изменении знака магнитного поля и, по-видимому, связан с детектированием излучения на контактах, в котором могут принимать участие краевые магнетоплазмоны [23]. Значительная асимметрия фотоотклика относительно знака магнитного поля наблюдается, в частности, и на рис. 1 при $|H| > 0,2$ Тл.

3. Проводимость в квантующих магнитных полях и роль беспорядка в гигантских осцилляциях магнетосопротивления

Существенным условием наблюдения ГОМ является высокая величина подвижности μ двумерных электронов, которая, как свидетельствуют все существующие данные, должна превышать значение $3 \times 10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Фактически наблюдение гигантских осцилляций магнетосопротивления явилось развитием аналогичных работ [24, 25], выполненных на менее совершенных образцах, следствием чего были значительно меньшая амплитуда осцилляций и отсутствие состояний с близким к нулю магнетосопротивлением. Еще более ранние эксперименты [26], выполненные на образцах с подвижностью $1,2 \times 10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, продемонстрировали лишь одиночные особенности в магнетосопротивлении, расположенные около ожидаемых положений (зависящих от плотности двумерных электронов и размеров образцов) магнетоплазменных резонансов, существенно отличающихся от положений циклотронного резонанса или какой-либо его гармоники. Из описанной эволюции фотоотклика с изменением подвижности исследованных образцов, по-видимому, следует, что для наблюдения ГОМ требуются хорошо разрешенные уровни Ландау.

С другой стороны, очевидно, что для наблюдения гигантских осцилляций необходим беспорядок в системе двумерных электронов. Это обусловлено двумя фундаментальными причинами. Во-первых, положение ГОМ около гармоник циклотронного резонанса указывает на роль стимулированных излучением переходов между уровнями Ландау, номера которых отличаются более чем на единицу. В идеальных системах такие переходы запрещены правилами отбора, которые, однако, перестают работать при наличии беспорядка с пространственным масштабом, меньшим циклотронного радиуса. В связи с этим представляется важным обсудить ожидаемый характер случайного потенциала в исследовавшихся образцах. Указанные выше подвижно-

сти, необходимые для наблюдения ГОМ, удается получать только в селективно-легированных гетероструктурах GaAs/AlGaAs, в которых донорная примесь, поставляющая электроны в двумерную систему, отделена от двумерного слоя номинально нелегированым барьером (спейсером), типичная толщина которого d_s составляет около 800 Å. Широко принято мнение, что в таких структурах доминирующий рассеивающий потенциал возникает в результате флуктуаций концентрации заряженных доноров за спейсером, в результате чего минимальный пространственный размер флуктуаций потенциала в плоскости двумерной электронной системы λ_{\min} оказывается примерно равным толщине спейсера. Верхний предел пространственного масштаба флуктуаций имеет порядок размера образца. Вследствие уменьшения циклотронного радиуса r_c при увеличении магнитного поля один и тот же случайный потенциал имеет короткопериодную составляющую ($r_c > \lambda_{\min}$) в слабых магнитных полях, которая исчезает, когда циклотронный радиус становится меньше толщины спейсера. В этой связи полезно привести оценки для циклотронного радиуса $r_c = \sqrt{2\pi n_s(\hbar c/eH)}$, соответствующего уровню Ландау, ближайшему к уровню Ферми. В типичных экспериментальных условиях ($n_s \sim 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$) радиус $r_c \approx d_s = 800 \text{ Å}$ в поле около 1 Тл. Следовательно, в более слабых магнитных полях в исследованных образцах присутствует короткопериодная компонента флуктуационного потенциала, которая снимает правила отбора и делает возможными любые переходы с поглощением фотона, удовлетворяющие законам сохранения. И, наоборот, в более сильных магнитных полях наблюдение ГОМ становится невозможным, а может наблюдаться лишь циклотронный резонанс.

Во-вторых, роль беспорядка является определяющей для диссипативной проводимости двумерных электронных систем, находящихся в магнитном поле. Как хорошо известно, в магнитном поле в отсутствие рассеяния электронов ток вдоль электрического поля вообще не возникает. В этом случае классическое движение двумерного электрона складывается из циклотронного вращения в плоскости электронной системы с циклотронной частотой $\omega_c = eH_z/m^*c$ (здесь H_z — компонента магнитного поля, перпендикулярная двумерной системе) и прямолинейного движения со скоростью cE/H_z в направлении, перпендикулярном электрическому полю E , лежащему в плоскости системы. В результате электрон движется по циклоиде. Это движение соответствует нулевым значениям диагональных (диссипативных) компонент тензоров магнетопроводимости и магнетосопротивления. Ток вдоль электрического поля появляется только за счет рассеяния электронов, сопровождающегося смещением линии дрейфа вдоль электрического поля. При низких температурах обычно доминирует упругое рассеяние электронов на примесях. При рассеянии возможно смещение линии дрейфа как в направлении электрического поля, так и против него. Акты рассеяния, приводящие к смещению линии дрейфа вдоль (против) электрического поля дают отрицательный (положительный) вклад в диссипативную проводимость. В классическом рассмотрении диссипативная проводимость оказывается положительной в результате преимущественного рассеяния против электрического поля, которое является следствием того факта, что при движении по циклоиде электрон большую часть времени движется в направле-

нии дрейфа. При квантово-механическом рассмотрении преимущественное смещение линии дрейфа (центра орбитали Ландау) определяется функцией распределения электронов по энергии. В результате диссипативная проводимость имеет вид

$$\sigma_{xx} \sim \int \sigma_{xx}(\epsilon) \left(-\frac{df}{d\epsilon} \right) d\epsilon$$

(для равновесных функций распределения формула такого вида впервые была получена в работе [27], для неравновесных можно сослаться на работы [28, 29]). Очевидно, что в случае равновесной функции распределения всегда $(-df/d\epsilon) > 0$ и $\sigma_{xx} > 0$. Наличие в симметричной по импульсам части неравновесной функции распределения областей с инверсным заполнением $(-df/d\epsilon < 0)$ приводит к появлению отрицательного вклада в диссипативную проводимость. В случае двумерных электронных систем энергетический спектр состоит из уширенных уровней Ландау. Как демонстрирует рис. 2в, для такого спектра можно ожидать возникновения областей инверсной заселенности в случаях, когда энергия фотона несколько превосходит значение, кратное циклотронной энергии, а также, когда энергия фотона меньше ширины уровня Ландау (в последнем случае появление областей с инверсной заселенностью будет зависеть от положения уровня Ферми в пределах уширенного уровня Ландау). Несомненно, что возможность возникновения инверсного распределения определяется скоростью установления равновесия в электронной системе, а также скоростью ухода энергии из нее. Рассмотрение соответствующих процессов в системе со спектром Ландау, тем более при наличии в ней беспорядка, фактически отсутствует в силу их сложности.

4. Модель гигантских осцилляций

магнетосопротивления, основанная на неравновесной функции распределения

В этом разделе мы продемонстрируем потенциальные возможности описания гигантских осцилляций магнетосопротивления и гигантского подавления магнетосопротивления при $\omega < \omega_c$ в терминах неравновесной функции распределения. С этой целью мы подробнее остановимся на результатах работы [3], в которой для расчета неравновесной функции распределения была использована модель, учитывающая только стимулированные и спонтанные переходы между уровнями, отличающимися по энергии на $\hbar\omega$. Для случая гигантского подавления магнетосопротивления мы также приведем результаты численных расчетов [17], основанных на уравнении (2) работы [10] для функции распределения, в котором энергетическая релаксация была описана в рамках приближения времени энергетической релаксации. В обоих случаях были использованы формулы для проводимости, полученные в рамках самосогласованного борновского приближения для случая неперекрывающихся уровней Ландау. При этом мы оставим за кадром вопрос о степени применимости этого приближения и использованных нами формул из работ [20, 10] к условиям обсуждаемого эксперимента, сконцентрировавшись на тех изменениях в проводимости, которые возникают в результате неравновесного распределения электронов по энергии.

Использованные в работе [3] формулы для плотности состояний $D(\epsilon)$ и компонент тензора проводимости

имеют вид [20]

$$D(\epsilon) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2N_0}{\pi \Gamma_n} \left[1 - \left(\frac{\epsilon - \epsilon_n}{\Gamma_n} \right)^2 \right]^{1/2} \equiv \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2N_0}{\pi \Gamma_n} Z_n^{1/2}(\epsilon), \quad (1)$$

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2}{\pi^2 \hbar} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\Gamma_n^{xx}}{\Gamma_n} \right)^2 \int_{\epsilon_n - \Gamma_n}^{\epsilon_n + \Gamma_n} \left(-\frac{df}{d\epsilon} \right) Z_n(\epsilon) d\epsilon, \quad (2)$$

$$\sigma_{xy} = -\frac{n_s e c}{H} + \frac{e^2}{\pi^2 \hbar} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\Gamma_n^{xy})^4}{\Gamma_n^3 \hbar \omega_c} \int_{\epsilon_n - \Gamma_n}^{\epsilon_n + \Gamma_n} \left(-\frac{df}{d\epsilon} \right) Z_n^{3/2}(\epsilon) d\epsilon. \quad (3)$$

Здесь $\epsilon_n = \hbar \omega_c (n + 1/2)$ — энергия вырожденного по спину уровня Ландау с номером n , имеющего ширину Γ_n и полное число состояний на уровне $N_0 = 2eH/hc$ (на единицу поверхности). Вклад этого уровня в σ_{xx} и σ_{xy} характеризуется параметрами Γ_n^{xx} и Γ_n^{xy} , соответственно. Единственной нашей модификацией формул (1)–(3) является использование неравновесной функции распределения $f(\epsilon)$, которая вычисляется для случая нулевой температуры в указанном выше приближении (спонтанные и индуцированные переходы с изменением энергии на $\hbar\omega$). В таких предположениях из условия стационарности нетрудно написать рекуррентное соотношение для функции распределения:

$$f(\epsilon) = \frac{\lambda f(\epsilon - \hbar\omega)}{\lambda + 1 - f(\epsilon - \hbar\omega)}. \quad (4)$$

Здесь параметр λ пропорционален мощности излучения (числу фотонов). Приведенное соотношение справедливо при $D(\epsilon) \neq 0$ и $D(\epsilon - \hbar\omega) \neq 0$. Мы полагаем $f(\epsilon) = f_0(\epsilon)$ при $D(\epsilon - \hbar\omega) = 0$ и $\epsilon > \epsilon_F$, а также при $D(\epsilon + \hbar\omega) = 0$ и $\epsilon < \epsilon_F$, где $f_0(\epsilon)$ — функция распределения Ферми при нулевой температуре. Условие сохранения числа электронов в рамках используемого приближения имеет вид

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} [f(\epsilon + n\hbar\omega) - f_0(\epsilon + n\hbar\omega)] D(\epsilon + n\hbar\omega) = 0, \quad (5)$$

причем это соотношение справедливо для любого значения энергии ϵ . Решения уравнений (4) и (5), которые были получены численно, определяют неравновесную функцию распределения. Пример такой функции приведен на рис. 2г для значений параметров, соответствующих рис. 2б. Результаты расчета компонент тензора магнетосопротивления для случая длиннопериодного флуктуационного потенциала приведены на рис. 2б. Эти результаты правильно описывают положение гигантских осцилляций магнетосопротивления и их асимметричную форму, отсутствие эффекта в холловском сопротивлении, слабую зависимость амплитуды ГОМ от магнитного поля, а также положение областей по магнитному полю, где излучение слабо влияет на амплитуду осцилляций Шубникова – де Гааза. Как уже отмечалось, главное различие между экспериментом и расчетом состоит в значениях магнетосопротивления в минимумах гигантских осцилляций (отрицательные в расчете и близкие к нулю в эксперименте).

Результаты аналогичных вычислений для случая короткопериодных флуктуаций потенциала приведены на рис. 3, где представлена область сравнительно сильных магнитных полей ($\omega < \omega_c$). В этой области на рис. 3б

наблюдается значительное подавление максимумов осцилляций Шубникова – де Гааза, приводящее к существенному уменьшению средних значений магнетосопротивления, что качественно объясняет гигантское подавление магнетосопротивления, демонстрируемое экспериментальными результатами на рис. 3а. Использование в расчетах уравнения (2) для функции распределения из работы [10], применимого при ненулевых температурах и включающего процессы релаксации, значительно улучшает согласие расчета с экспериментом (рис. 3г). Как видно из функции распределения, приведенной на рис. 3в, в области гигантского подавления магнетосопротивления излучение вызывает переходы внутри уширенных уровней Ландау.

В заключение нам хотелось бы обсудить один сценарий возникновения состояний с близким к нулю магнетосопротивлением, отличный от возникновения доменов, до сих пор не обнаруженных. Этот сценарий заключается в быстром уравнивании функции распределения в пределах отдельного уровня Ландау в ситуациях, когда в отсутствие релаксации должна возникнуть функция распределения с областями инверсного заполнения. Пример такой гипотетической функции распределения приведен на рис. 2г и 3в. Очевидно, что для такой функции распределения магнетопроводимость однородного состояния будет равна нулю, что соответствовало бы экспериментальным наблюдениям.

Автор благодарен своим коллегам и соавторам J.H. Smet и K. von Klitzing за плодотворное сотрудничество в экспериментальных исследованиях, а V. Umansky за предоставление гетероструктур GaAs/AlGaAs высокого качества. Данная работа была частично поддержана грантами РФФИ и ИНТАС.

Список литературы

1. Mani R G et al. *Nature* **420** 646 (2002)
2. Zudov M A et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 046807 (2003)
3. Dorozhkin S I *Письма в ЖЭТФ* **77** 681 (2003)
4. Рыжий В И *ФТТ* **11** 2577 (1969)
5. Рыжий В И, Сурик Р А, Щамхалова Б С *ФТП* **20** 2078 (1986)
6. Yang C L et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 096803 (2003)
7. Durst A C et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 086803 (2003)
8. Ryzhii V, Suris R J. *Phys.: Condens. Matter* **15** 6855 (2003)
9. Lei X L, Liu S Y *Phys. Rev. Lett.* **91** 226805 (2003)
10. Dmitriev I A et al., cond-mat/0310668
11. Dmitriev I A et al., cond-mat/0409590
12. Dmitriev I A, Mirlin A D, Polyakov D G *Phys. Rev. Lett.* **91** 226802 (2003)
13. Захаров А Л *ЖЭТФ* **38** 665 (1960)
14. Волков А Ф, Коган Ш М *УФН* **96** 633 (1968)
15. Andreev A V, Aleiner I L, Millis A J *Phys. Rev. Lett.* **91** 056803 (2003)
16. Kukushkin I V et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 156801 (2003)
17. Dorozhkin S I et al., cond-mat/0409228
18. Du R R et al., cond-mat/0409409; to be publ. in *Int. J. Mod. Phys. B*
19. Mani R G et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 146801 (2004)
20. Ando T, Fowler A B, Stern F *Rev. Mod. Phys.* **54** 437 (1982)
21. Mani R G et al. *Phys. Rev. B* **70** 155310 (2004)
22. Willett R L, Pfeiffer L N, West K W *Phys. Rev. Lett.* **93** 026804 (2004)
23. Kukushkin I V et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 236803 (2004)
24. Zudov M A et al. *Phys. Rev. B* **64** 201311 (2001)
25. Ye P D et al. *Appl. Phys. Lett.* **79** 2193 (2001)
26. Vasiliadou E et al. *Phys. Rev. B* **48** 17145 (1993)
27. Titeica S *Ann. Phys. (Leipzig)* **22** 128 (1935)
28. Казаринов Р Ф, Скобов В Г *ЖЭТФ* **42** 1047 (1962)
29. Елесин В Ф *Письма в ЖЭТФ* **7** 229 (1968)