

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 фотоэлектронов 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 высокосовременных 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 фононах 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 \mathbf{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

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

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

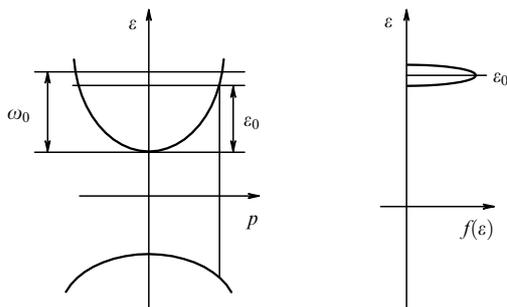


Рис. 1.

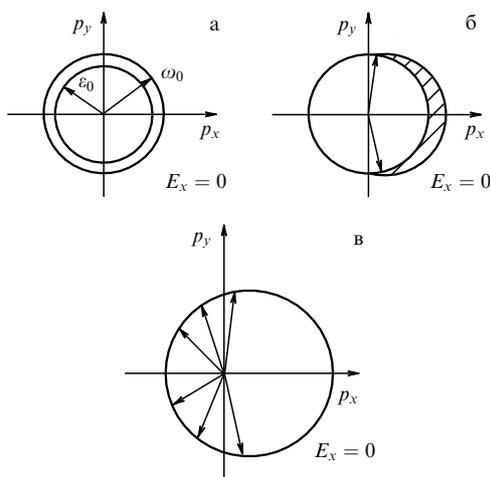


Рис. 2.

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

$$\frac{1}{\tau_{op}(\varepsilon_p)} = A \sqrt{\varepsilon_p - \omega_0} \Theta(\varepsilon_p - \omega_0), \quad (3)$$

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

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. 2а). 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 $e\mathbf{E}t$ (рис. 2б). Электроны, увеличившие свою энергию до ω_0 (на правой полусфере), испускают оптические фононы, почти полностью теряя свой импульс и энергию (рис. 2в). В результате возникает направленный ток электронов (не взаимодействующих с фононами) в противоположном полю направлению 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

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

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

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

где

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

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

Если считать, что время τ не зависит от энергии, то ток $J_2 = 0$, а $J_1 = e^2 E n \tau / m$ (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.

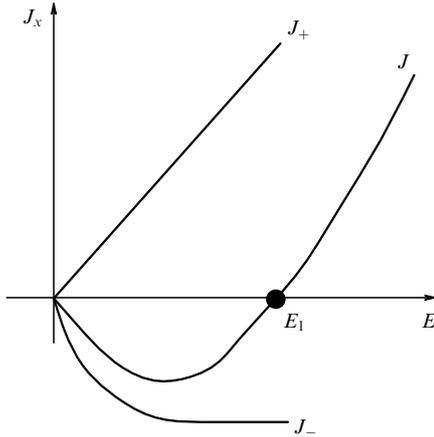


Рис. 3.

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 $e E \tau \sqrt{\varepsilon_0 / m} < \varepsilon_0 - \omega_0$ и

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

для сильного поля $e E \tau \sqrt{\varepsilon_0 / m} > \varepsilon_0 - \omega_0$. Здесь n_1 — концентрация электронов, рождаемых 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 время 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 устраняет локализацию, но меняет энергию электронов вдоль оси x (рис. 4). Рассеяние на примесях приводит к перескоку электронов между центрами орбит на длину, примерно равную $L = (\hbar c / e H)^{1/2}$. 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

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

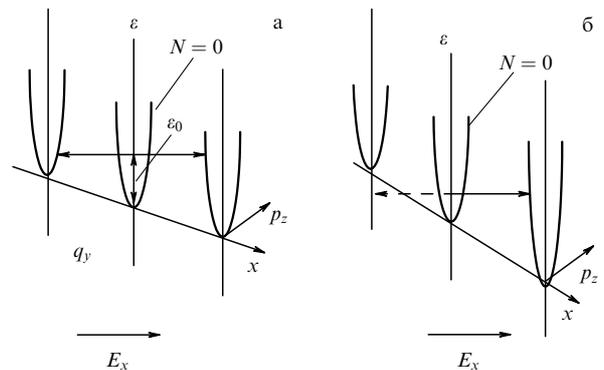


Рис. 4.

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 состоянии 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 фотонами (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 фотона, 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.

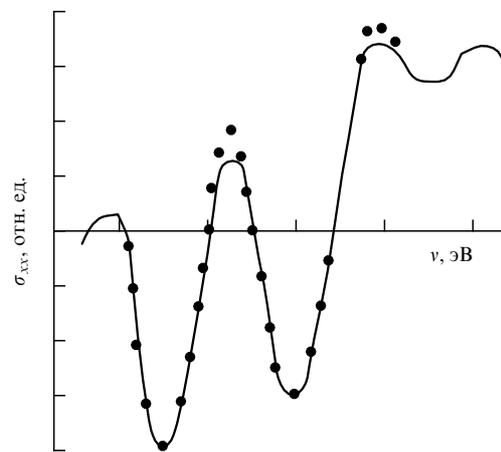


Рис. 5.

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, Манькин 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, Манькин 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. Nabegger M A, Fan N Y *Phys. Rev. Lett.* **12** 99 (1964)
17. Наследов Д Н, Попов Ю Г, Сметанникова 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.Mу, 72.40. + w

Магнитоприемные 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 квантующем 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 $\varepsilon > eEA$ 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 $\varepsilon \leq eEA$. 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, подверженных 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-