

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 H 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.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 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 $\varepsilon > eE\lambda$ 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 $\varepsilon \leq eE\lambda$. 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-

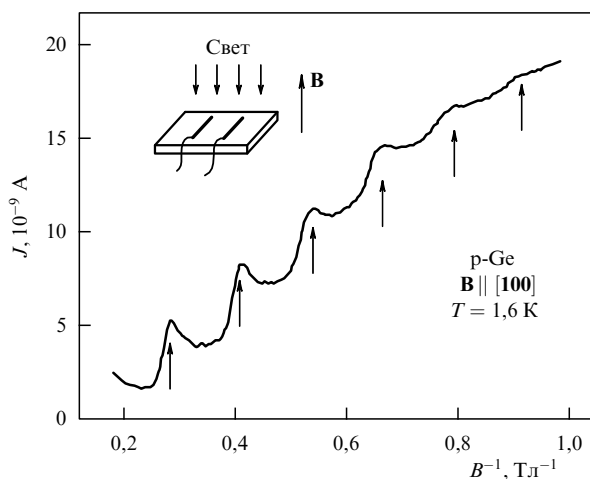


Рис. 1. Магнитопримесные осцилляции фотопроводимости на образце p-Ge, легированном галлием. $N_{\text{Ga}} = 2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, тянущее поле $E = 3,5 \text{ В см}^{-1}$, темп межзонной генерации $G = 10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, длина волны света $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$.

ванном 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-

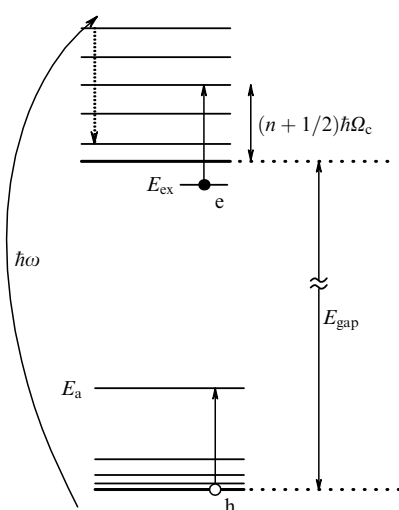


Рис. 2. Энергетическая диаграмма, иллюстрирующая элементарный процесс неупругого рассеяния, приводящий к магнитопримесным осцилляциям в p-Ge, — распад экситона на ионизованном акцепторе.

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 экситонов 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	$\Delta\varepsilon$, мэВ	$E_a - E_{\text{ex}}$, 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 экситонов 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).

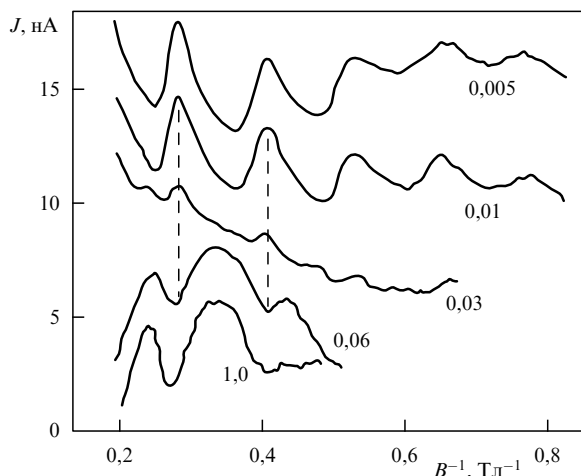


Рис. 3. Инверсия осцилляций фотопроводимости в р-Ge при изменении интенсивности межзонной подсветки. Числами у кривых указан темп генерации G в единицах $10^{20} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$; $T = 1,5 \text{ К}$, тянущее поле $E = 3,5 \text{ В см}^{-1}$. Здесь и ниже монотонный ход $J(B^{-1})$ скомпенсирован.

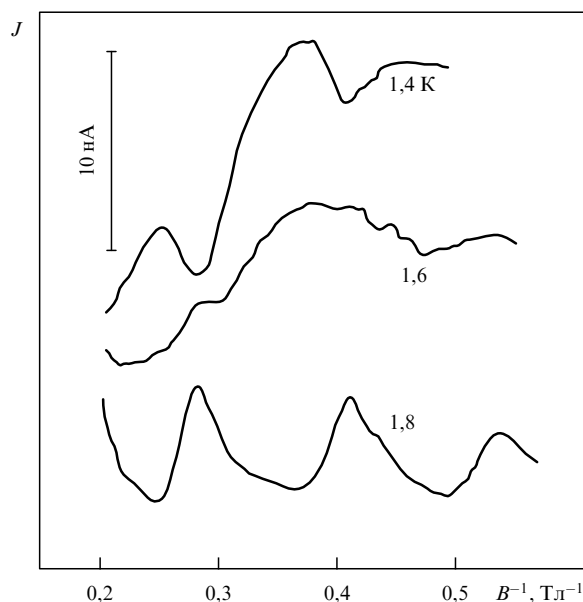


Рис. 4. Инверсия осцилляций фототока при изменении температуры; $G = 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, тянущее поле $E = 5 \text{ В см}^{-1}$.

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

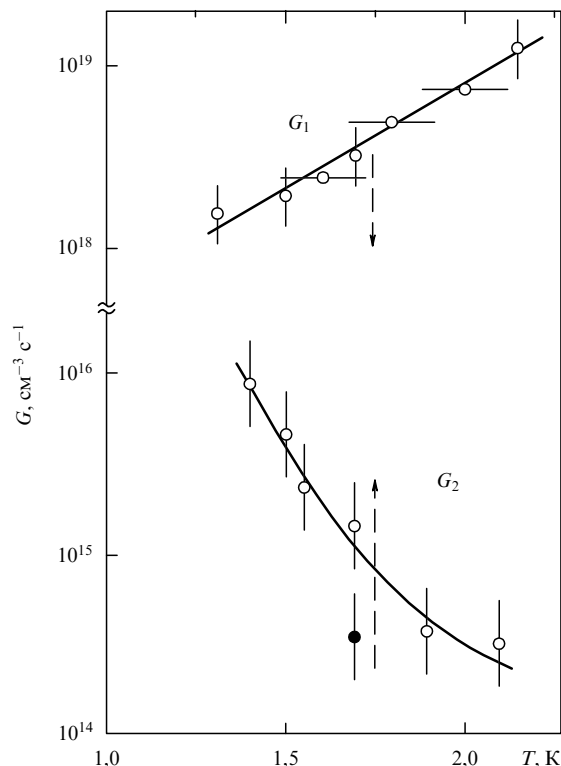


Рис. 5. Связь между значениями G и T , при которых происходит инверсия осцилляций. Точки с вертикальными отрезками получены из серий кривых с разными G при $T = \text{const}$, точки с горизонтальными отрезками — с разными T при $G = \text{const}$. Кривая $G_1(T)$ снята при $E = 5 \text{ В см}^{-1}$. 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: $E = 5 \text{ В см}^{-1}$.

темпа 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 пробоа. 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 пробоа.

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

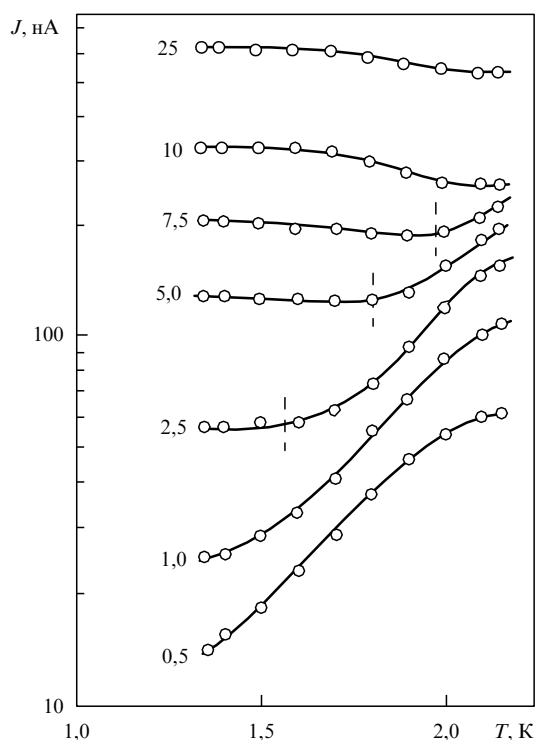


Рис. 6. Зависимость фототока от температуры при разных темпах генерации. Около кривых указана величина G в единицах $10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$; $B = 28,5 \text{ кЭ}$, $E = 5 \text{ В см}^{-1}$. Температуры, при которых при соответствующих значениях G происходит инверсия, отмечены вертикальными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

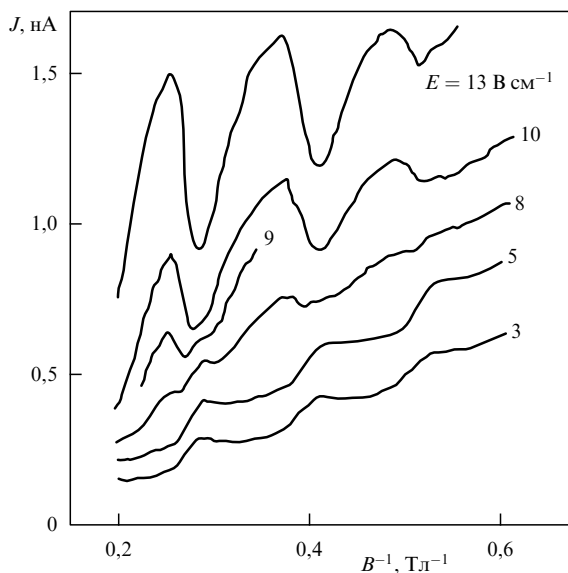


Рис. 7. Инверсия осцилляций фототока при изменении напряженности электрического поля в области малых темпов генерации; $G = 6 \times 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, $T = 1,4 \text{ К}$.

ментах являются фотонесителями — равновесные концентрации электронов и дырок при гелиевых температурах пренебрежимо малы. Электроны с энергией, большей энергии оптического фотона, 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 $\delta\epsilon \approx eEA$, определяется магнитной длиной $A = (ch/eB)^{1/2}$. В полях 7 В см^{-1} , вызывающих инверсию осцилляций при низких темпах генерации (кривая G_2 на рис. 5), величина $\delta\epsilon \approx 0,1 \text{ К}$ при $B \approx 40 \text{ кЭ}$, и разогрев может быть существен 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 бoльцмановской функции распределения электронов $f(\epsilon) = f_0 \exp(-\epsilon/kT_e)$ в области энергий $\epsilon \ll \Delta E$ (возможно даже с электронной температурой $T_e \neq T$) и что превращение их в минимумы происходит при сильном отклонении функции распределения от бoльцмановской.

При бoльцмановской функции $f(\epsilon)$ 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 скрепленных 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 $\partial f / \partial \epsilon > 0$. Это предположение довольно трудно строго обосновать, в частности потому, что пока нет теоретических расчетов процессов, формирующих функцию распределения $f(\epsilon)$ в специфических условиях наших экспериментов. Однако можно привести ряд качественных аргументов.

В первую очередь это относится к электрон-фононному взаимодействию. Поскольку при $B \parallel [100]$ 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 $\hbar\Omega > \epsilon$ 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 остывающих носителей $n_2 \sim G$. Ясно, что при увеличении G наступит момент, когда теплых электронов станет больше, чем холодных: $n_2 > n_1$ при

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

где τ_c — время остывания, а κ — кинетический коэффициент рекомбинации, связанный с временем жизни $\tau = (\kappa n_1)^{-1}$. 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 неравное 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 существуют 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, Ладыжинский Ю П, Мельников А П *ФТП* **7** 1100 (1968)
16. Ладыжинский 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 $\sigma_D = \mathbf{J}\mathbf{E}/E^2 < 0$, что и 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