

О ВЛИЯНИИ МАГНИТОПРИМЕСНЫХ РЕЗОНАНСОВ НА ФОТОПРОВОДИМОСТЬ p -Ge

Шовгун Д. В.

Изучены магнитопримесные осцилляции фотопроводимости p -Ge, обусловленные резонансным в магнитном поле распадом экситонов на ионизованных акцепторах, сопровождающимся нейтрализацией акцептора и эмиссией электрона в зону проводимости. Показано, что к осцилляциям проводимости приводит увеличение в резонансах концентрации электронов. Объяснено явление инверсии осцилляций — смены минимумов поперечного магнитосопротивления максимума при включении инфракрасной примесной подсветки.

В работе [1] были обнаружены осцилляции фотопроводимости в магнитном поле образцов p -Ge в условиях межзонного фотовозбуждения при гелиевых температурах. Анализ положения экстремумов осцилляций на основании современных данных по энергетическому спектру акцепторов и экситонов в германии приводит к выводу, что осцилляции обусловлены экситонным механизмом, предложенным в работе [2]. Элементарным процессом, приводящим к осцилляциям фотопроводимости в этом случае, является распад экситона на ионизованном акцепторе, сопровождающийся нейтрализацией акцептора и эмиссией свободного электрона в зону проводимости. Вероятность такого процесса возрастает всякий раз, когда электрон, освободившийся при распаде экситона, попадает точно на уровень Ландау. Положение таких магнитопримесных резонансов описывается уравнением

$$n\hbar\omega = E_a(H) - E_{ex}(H), \quad n = 0, 1, 2 \dots \quad (1)$$

где $\omega = eH/mc$ — циклотронная частота, определяемая циклотронной массой m электронов, $E_a(H)$ и $E_{ex}(H)$ — энергии ионизации соответственно акцептора и экситона в магнитном поле H .

Ранее обсуждение фотокинетики [1, 3] проводилось в предположении, что осцилляции фотопроводимости обусловлены осцилляциями в магнитном поле вероятности неупругого рассеяния электронов на нейтральных акцепторах. Целью настоящей работы было изучение кинетики фотоносителей с учетом того, что магнитопримесные осцилляции обусловлены экситонным механизмом. В основном нас интересовал вопрос, как конкретно процесс распада экситонов проявляется в фотопроводимости. Дело в том, что при увеличении темпа распада экситонов в резонансах не только увеличивается темп генерации электронов, но также возрастают энергия системы неравновесных носителей тока и концентрация нейтральных акцепторов, которые могут участвовать в процессах рекомбинации. Это может приводить как к осцилляциям концентрации электронов и дырок, так и к осцилляциям их подвижности. Нетривиальность влияния магнитопримесных резонансов на фотопроводимость следует и из работы [3], где было показано, что фотопроводимость в резонансах может в зависимости от условий эксперимента иметь как минимумы, так и максимумы. В частности, к смене максимумов фототока минимумами (инверсии осцилляций) приводило включение примесной подсветки дополнительно к межзонному фотовозбуждению.

1. *Методика.* В эксперименте изучалась зависимость поперечного магнитосопротивления ρ_{\perp} и холловской компоненты тензора магнитосопротивления

ρ_H от магнитного поля в условиях фотовозбуждения образцов p -Ge. Образцы были легированы галлием с концентрацией $N_A = 2.3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, концентрация компенсирующих доноров составляла $N_D \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Параметры образцов определялись из температурной зависимости постоянной Холла. Нормаль к поверхности образцов была параллельна кристаллографической оси [100]. После химической полировки на образцах изготавливались контакты «вжиганием» индия в вакууме. Образец помещался непосредственно в сверхтекучий гелий в центре сверхпроводящего соленоида.

В качестве источника межзонного излучения использовался арсенид-галлиевый светодиод с длиной волны $\sim 1 \text{ мкм}$, расположенный в гелии рядом с образцом. Световой поток и магнитное поле были перпендикулярны поверхности образца. Мы использовали образцы толщиной 0.3 мм , меньшей диффузионной длины. В этом случае фотовозбужденные носители, хотя они рождаются вблизи поверхности образца, где поглощается излучение светодиода, из-за диффузии практически равномерно заполняют объем образца. Следовательно, можно характеризовать интенсивность освещения темпом генерации фотоносителей G — количеством пар, рождающихся в секунду в единице объема. Мощность излучения светодиода, а следовательно и G были пропорциональны току через светодиод I . По оценкам интенсивности излучения, току $I_0 = 10 \text{ мА}$ соответствовал темп генерации $G_0 \sim 10^{17} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Далее будем приводить зависимости от G в единицах G/G_0 .

Дополнительно на образец могло попадать инфракрасное излучение от теплых частей криостата. В этом случае образец подвергался комбинации поверхностного межзонного и объемного примесного возбуждений. Интенсивность примесной подсветки можно характеризовать темпом генерации Φ дырок с акцепторов в отсутствие межзонного фотовозбуждения. Темп генерации, определенный по концентрации дырок и времени их жизни, составлял $\Phi \approx 7 \times 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. В опытах, где требовалось только межзонное фотовозбуждение, рядом с образцом в гелии помещалась стеклянная пластинка, выполнявшая роль фильтра, отсекавшего примесную подсветку.

Измерение компонент тензора магнитосопротивления ρ_L и ρ_H проводилось по четырехточечной схеме на постоянном токе. Измерительный ток выбирался достаточно малым, чтобы оставаться в области линейности вольтамперной характеристики. Напряжение измерялось электрометром. В отсутствие измерительного тока на потенциальных и холловских контактах возникала паразитная фотоэдс. Для определения ρ_L и ρ_H эта ЭДС вычиталась из измеряемого напряжения. Для контроля корректности этой процедуры измерения проводились при разных направлениях измерительного тока и магнитного поля.

Запись изучаемых зависимостей осуществлялась в цифровой форме в память ЭВМ СМ-3.

2. *Результаты.* На рис. 1 представлены зависимости ρ_L и ρ_H от темпа межзонной генерации G в присутствии примесной подсветки и для сравнения $\rho_H(G)$ без подсветки. При $G \gg \Phi$ инфракрасная подсветка практически не влияла на величины ρ_L и ρ_H . При малых темпах межзонной генерации присутствие примесной подсветки приводило к кардинальному изменению вида зависимостей ρ_L и ρ_H от G . Обращают на себя внимание смена знака ρ_H при $G_1 = 0.8G_0$ (при $G < G_1$ знак ρ_H соответствует дырочной проводимости, при $G > G_1$ — электронной) и резкий скачок ρ_L и ρ_H сразу после включения межзонного излучения.

Значение G_1 , при котором происходит смена знака ρ_H , будем называть точкой инверсии. Отметим, что G_1 оказывается порядка Φ . Вид кривых $\rho_L(H)$ и $\rho_H(H)$ существенно зависел от того, по какую сторону от точки инверсии выбирался темп генерации G . Зависимости ρ_L и ρ_H от H при двух разных темпах генерации представлены на рис. 2. При $G < G_1$ в резонансах на зависимостях $\rho_H(H)$ были максимумы, а при $G > G_1$ — минимумы.

В отсутствие примесной подсветки вид кривых ρ_L и ρ_H в исследованном нами диапазоне изменения $G < 4G_0$ качественно не зависел от G и совпадал с тем, который наблюдается при $G > G_1$ в ее присутствии.

3. *Обсуждение.* В условиях наших опытов концентрация фотоэлектронов n и фотодырок p были во много раз больше равновесных. Оценка параметров системы неравновесных носителей в этом случае имеется в работе [1]. Согласно

этой работе, основной вклад в кинетику дают термализованные носители с энергией $\sim kT$.

В наших опытах всегда выполнялось условие сильного поля $\omega\tau \gg 1$, где τ — время релаксации импульса. При этом реализовывался ультраквантовый предел по магнитному полю: $kT \ll \hbar\omega$, т. е. термализованные носители практически все находились на нижнем уровне Ландау. В этом случае, согласно формулам работы [4], $\rho_H/\rho_{\perp} \approx \omega\tau$. Нами это условие не выполнялось. Так, в поле $H=21$ кЭ при $T=1.6$ К в условиях примесного фотовозбуждения, когда в образце имеются только дырки (в основном тяжелые), $\omega\tau=28$, при этом $\rho_H/\rho_{\perp}=1.6$. Причина неприменимости теории Адамса и Холстейна состоит, по-видимому, в том, что в ней не учитывается наличие корреляций в рассеянии на ионизованных примесях [5]. Обычно в теории вычисляются компоненты тензора магнито-

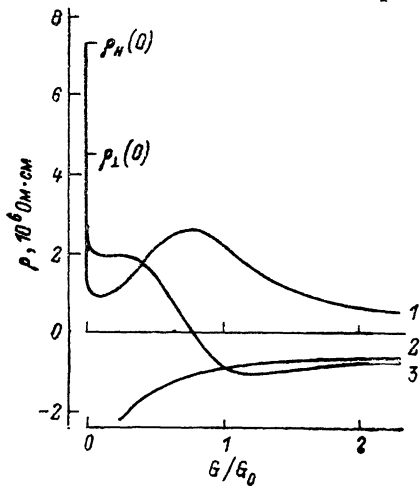


Рис. 1. Зависимости от темпа межзонной генерации ρ_{\perp} (1) и ρ_H (2) в присутствии примесной подсветки и ρ_H (3) без подсветки.

$G_0 \sim 10^{17}$ см $^{-3}$ ·с $^{-1}$, $H=21$ кЭ, $T=1.6$ К.

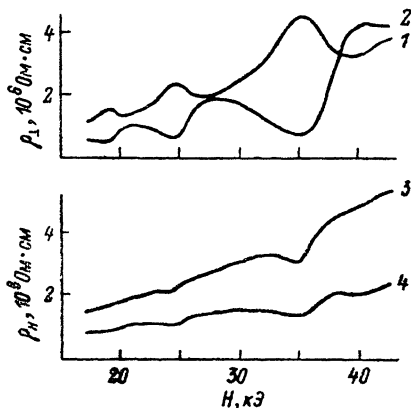


Рис. 2. Осцилляция ρ_{\perp} (1, 2) и ρ_H (3, 4) в магнитном поле в присутствии примесной подсветки.

Знаки ρ_H для 3 и 4 противоположны. Для 3 знак соответствует дырочной проводимости, для 4 — электронной. G : 1, 3 — $0.3G_0$, 2, 4 — $1.5G_0$. $T=1.6$ К.

проводимости σ_{\perp} и σ_H , которые выражаются через измеряемые на опыте величины ρ_{\perp} и ρ_H формулами

$$\sigma_{\perp} = \frac{\rho_{\perp}}{\rho_{\perp}^2 + \rho_H^2}, \quad \sigma_H = \frac{\rho_H}{\rho_{\perp}^2 + \rho_H^2}. \quad (2)$$

Учет корреляций в рассеянии приводит к увеличению поперечной проводимости σ_{\perp} по сравнению с ее классическим значением $\sigma_{\perp} \sim \sigma_0/(\omega\tau)^2$ (σ_0 — проводимость при $H=0$), что качественно согласуется с нашими результатами. К сожалению, последовательной теории для вычисления σ_{\perp} в ультраквантовом пределе нет. Для холловской проводимости остается справедливой классическая формула в пределе сильного поля [4]

$$\sigma_H = (n - p) ec/H. \quad (3)$$

При вычислении концентрации носителей мы будем пользоваться этой формулой.

Важным является вопрос о величине концентрации ионизованных акцепторов N_A^- , на которых происходит распад экситонов. В темноте из-за компенсации донорами $N_A^- = N_D$. В условиях межзонного фотовозбуждения происходит нейтрализация части заряженных акцепторов, так как вероятность захвата носителя на заряженный центр выше, чем вероятность рекомбинации на нейтральном с образованием заряженного [6].

Концентрацию N_A^- можно оценить из величины скачка ρ_{\perp} и ρ_H при включении межзонного излучения (рис. 1). Этот скачок объясняется следующим. В условиях примесного фотовозбуждения при $G=0$ фотопроводимость обусловлена только дырками. Их концентрация $p = \Phi \tau_c$, где время жизни τ_c обратно пропорционально концентрации ионизованных акцепторов: $\tau_c \approx 1/N_A^-$. При включении межзонного излучения происходит нейтрализация части акцепторов, что приводит к увеличению концентрации дырок. При $G \ll \Phi$ это единственная причина влияния межзонного излучения на фотопроводимость. Из величины скачка ρ_{\perp} и ρ_H по формулам (2) и (3) можно определить, что концентрация дырок возросла примерно в 4 раза, а значит, во столько же раз упала концентрация ионизованных акцепторов. Имеем поэтому для величины N_A^- в присутствии межзонного излучения $N_A^- \sim 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Эффективным каналом образования ионизованных акцепторов может служить рекомбинация электронов на A^+ -центрах [6]. Как показывает оценка из работы [2], при концентрации $N_A^- \sim$

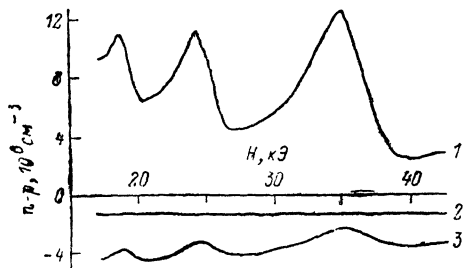


Рис. 3. Зависимость $n-p$ от H в присутствии примесной подсветки.
 G/G_0 : 1 — 1.5, 2 — 0, 3 — 0.3. $T=1.6$ К.

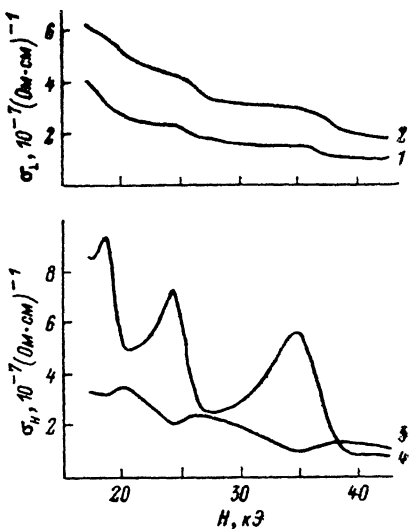


Рис. 4. Зависимости от H σ_{\perp} (1, 2) и σ_H (3, 4), построенные по ρ_{\perp} и ρ_H при помощи формул (2).

Знаки σ_H для 3 и 4 противоположны. Для 3 знак соответствует дырочной проводимости, для 4 — электронной. G/G_0 : 1, 3 — 0.3, 2, 4 — 1.5. $T=1.6$ К.

$\sim 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ время распада экситона на ионизованном акцепторе порядка 10^{-6} с, что сравнимо с временем жизни экситона. Следовательно, процессы распада экситонов могут заметно сдвигать равновесие между экситонами и электронами. Этим объясняется то, что магнитопримесные резонансы проявляются в проводимости.

Обратимся теперь к осцилляциям фотопроводимости в магнитном поле. На рис. 3 представлена зависимость разности концентраций электронов и дырок $n-p$ от H , построенная по ρ_{\perp} и ρ_H при помощи формул (2) и (3). При $G=0$ $n=0$, а концентрация дырок (кривая 2) при примесном фотовозбуждении практически не зависит от магнитного поля. В присутствии межзонного излучения разность $n-p$ испытывает магнитопримесные осцилляции. Независимо от величины G в резонансах величина $n-p$ имеет максимумы. К сожалению, отдельно определить концентрации n и p не удается, однако можно доказать, что разность $n-p$ в резонансах возрастает из-за увеличения концентрации электронов. Это следует из того, что $\sigma_{\perp} = e\mu_n n + e\mu_p p$ (здесь μ_n и μ_p — подвижности соответственно электронов и дырок) в резонансах всегда имела максимумы (рис. 4). Поэтому исключена возможность того, что возрастание величины $n-p$ в резонансах обусловлено уменьшением концентрации дырок. Увеличение концентрации электронов в резонансах объясняется в рамках экситонного механизма увеличением темпа генерации электронов из-за распада экситонов.

В отличие от величины σ_{\perp} поперечное магнитосопротивление ρ_{\perp} в присутствии примесной подсветки испытывает инверсию осцилляций: минимумы в ре-

зонансах при $G > G_1$ сменяются максимумами при уменьшении G (рис. 2). Происходит это по следующей причине. Поперечное сопротивление выражается через σ_{\perp} и σ_{\parallel} формулой

$$\rho_{\perp} = \frac{\sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel}^2 + \sigma_{\perp}^2}. \quad (1)$$

Выше было показано, что $\sigma_{\parallel} \approx n-p$ меняет знак при G_1 . Разность $n-p$ в резонансах всегда имеет максимумы, однако, из-за того что величина $n-p$ имеет разный знак по разные стороны от точки инверсии G_1 , величина $\sigma_{\parallel}^2 \approx (n-p)^2$ максимальна в резонансах при $G > G_1$ и минимальна при $G < G_1$. Вследствие (4) это приводит к инверсии осцилляций $\rho_{\perp}(H)$. Влияние примесной подсветки на концентрацию носителей велико при $G \leq \Phi$, поэтому G_1 оказывается порядка Φ .

В работе [3] изучалась инверсия осцилляций фототока, в частности, при включении примесной подсветки. Считалось, что измеряемый фототок пропорционален σ_{\perp} . Мы провели контрольные опыты с образцами, на которых контакты изготавливались в форме концентрических окружностей, т. е. имели геометрию Корбино. Как известно, в этом случае фототок пропорционален σ_{\perp} . Оказалось, что для образцов, изученных в [3], из-за геометрии контактов фототок не был пропорционален σ_{\perp} , а сложно выражался через σ_{\perp} и σ_{\parallel} . Поэтому вызванная примесной подсветкой инверсия осцилляций фототока, наблюдавшаяся в [3], имеет ту же природу, что и инверсия осцилляций $\rho_{\perp}(H)$.

Из рис. 4 видно, что при $G > G_1$ амплитуда осцилляций σ_{\parallel} гораздо больше амплитуды осцилляций σ_{\perp} . Это связано с тем, что при больших темпах генерации G (а в отсутствие примесной подсветки всегда) $n \approx p$. Поэтому из-за разбаланса электрон-дырочной системы в резонансах величина $\sigma_{\parallel} \approx n-p$ изменяется гораздо сильнее, чем $\sigma_{\perp} = e\mu_n n + e\mu_p p$. Знак величины $n-p$ без примесной подсветки (а в присутствии ее при $G > G_1$) определяется процессами рекомбинации носителей. Если единственным каналом рекомбинации является связывание в экситоны, то $n=p$. Реально в легированном германии при гелиевых температурах процессы рекомбинации идут с участием глубоких и A^+ -центров [6]. В нашем случае это приводит к тому, что $n > p$, хотя разность $n-p$ меньше n и p .

Автор выражает благодарность В. Ф. Гантмахеру, В. Н. Звереву и С. С. Мурзину за советы и полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Гантмахер В. Ф., Зверев В. Н. — ЖЭТФ, 1975, т. 69, в. 8, с. 695—706.
- [2] Гантмахер В. Ф., Зверев В. Н., Мешков С. В., Рашба Э. И. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, т. 42, в. 6, с. 1166—1165.
- [3] Гантмахер В. Ф., Зверев В. Н. — ЖЭТФ, 1976, т. 71, в. 6 (12), с. 2314—2323.
- [4] Adams E., Holstein T. — J. Phys. Chem. Sol., 1959, v. 10, N 4, p. 254—276.
- [5] Мурзин С. С. — Письма ЖЭТФ, 1986, т. 45, в. 5, с. 228—231.
- [6] Гершензон Е. М., Ладыйжинский Ю. П., Мельников А. П. — ФТП, 1973, т. 7, в. 6, с. 1100—1107.

Институт физики твердого тела
АН СССР
Черноголовка

Получена 17.11.1987
Принята к печати 10.02.1988