

В. Ф. ГАНТМАХЕР, В. Н. ЗВЕРЕВ, С. В. МЕШКОВ
и Э. И. РАШБА

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОПРИМЕСНЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ В ГЕРМАНИИ

1. Основные экспериментальные факты

Фотопроводимость p -Ge при гелиевых температурах и в условиях межзонного возбуждения осциллирует при изменении магнитного поля H (рис. 1). Эти осцилляции, обнаруженные в [1], периодичны в функции H^{-1} , так что

$$(n+\gamma)\hbar\Omega_n = \mathcal{E}, \quad (1)$$

где $\Omega_n = eH_n/mc$, $n=1, 2, 3, \dots$, $|\gamma| < 1$.

Здесь \mathcal{E} — некоторая характерная энергия. Основные экспериментальные факты сводятся к следующему.

1. Из угловой зависимости периода осцилляций

$$\mathcal{P} = \Delta(1/H) = e\hbar/mc\mathcal{E} \quad (2)$$

следует, что m является эффективной массой электронов проводимости. Абсолютная величина \mathcal{E} зависит от химической природы акцепторов, для трех исследованных примесей (В, Ga, In) значения \mathcal{E} совпали [1] с низкими энергиями возбуждения $\Delta E = E_a - E_a^*$ акцепторов. Появление величины $\gamma \neq 0$ в (1), по-видимому, отражает зависимость ΔE от магнитного поля, при этом $\mathcal{E} \approx \Delta E(0)$.

2. Хотя осцилляции сильно выражены (их относительная глубина ~ 1), ни в одном случае не удалось увидеть дополнительные периоды, отвечающие более высоким энергиям возбуждения.

3. В исследованном температурном интервале $T=1,3 \div 2,3^\circ \text{K}$ картина осцилляций сильно зависит от температуры. Из анализа температурной зависимости осцилляций следует [2], что основной вклад в фототок вносят термализованные носители с температурой, близкой к температуре ванны.

4. Концентрация $N_a^{xp} \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ является критической для наблюдения осцилляций. При $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ их относительная амплитуда составляет 30%, а при $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ они полностью исчезают.

5. При одноосном сжатии вдоль [100] экстремумы расщепляются и возникают два периода [2]. Для одного \mathcal{E} совпадает с исходным значением, а для второго — монотонно падает (рис. 2).

2. Физический механизм явления

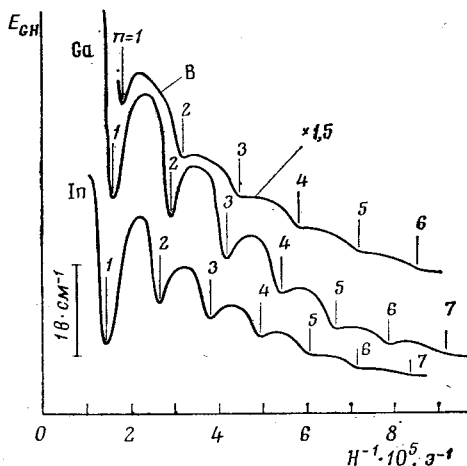
Из перечисленных данных с определенностью следует, что физический механизм явления должен включать дырочные переходы в акцепторах, сопровождаемые переходами электрона между различными магнитными подзонами Ландау (см. п. 1 предыдущего раздела). В связи с этим в [1] было указано на два возможных механизма.

А. Неупругое рассеяние горячих электронов на невозбужденных акцепторах с возбуждением акцепторов.

Б. Неупругое рассеяние термализованных электронов на акцепторах, находящихся в низшем возбужденном состоянии: центр девозбуждается, а энергия уносится электроном.

Экспериментальные факты исключают механизм А. Во-первых, невозможно понять выделение первого уровня возбуждения (п. 2). Во-вторых, поскольку носители термализованы, нельзя согласовать большую величину

Рис. 1. Осцилляции поля $E_{сн}$ фотомагнитного эффекта на образцах германия с разной легирующей примесью. Интенсивность освещения $I = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, $T = 1,65^\circ \text{ K}$, $\mathbf{H} \parallel [100]$. Концентрации акцепторов In, Ga, В равны соответственно 1,4; 2 и 4 в единицах 10^{14} см^{-3}



эффекта с сильной температурной зависимостью (п. 2 и 3): небольшие группы электронов с энергией $\sim \mathcal{E} \gg T$ вносят незначительный вклад в фототок. Наконец, по крайней мере одно из двух расщепившихся значений \mathcal{E} должно расти с увеличением давления (в противоречии с п. 5), поскольку при деформационном расщеплении нижнего уровня акцептора его ниж-

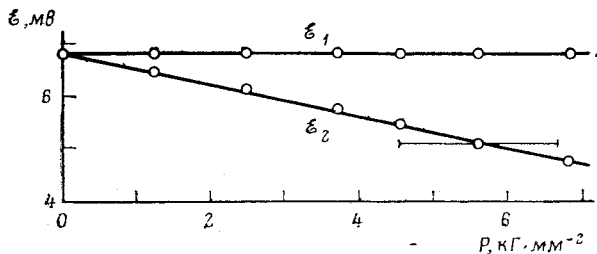


Рис. 2. Зависимость характерных энергий \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 от напряжения P на образце Ge, легированного Ga. Погрешность в определении напряжения, оцениваемая в 20%, показана для одной из экспериментальных точек. Примечание при корректуре. По оси ординат должно быть \mathcal{E} , мэв

няя компонента удаляется от возбужденного терма, а величина расщепления $\delta E > T$.

Механизм Б в целом согласуется с большинством приведенных фактов (см. ниже). Однако процесс Б — не единственно возможная основа для их интерпретации. Если воспользоваться последними данными относительно энергии связи экситона в германии [3] $E_{\text{акс}} = 4,15 \text{ мэв}$ и экспериментальными значениями энергий ионизации акцепторов [4] (для галлия $E_{\text{Ga}} = 11,07 \text{ мэв}$), то величина $\Delta E = E_a - E_a^*$ для всех мелких акцепторов отли-

чается от $\Delta E = E_a - E_{\text{экс}}$ всего на 0,2 мэв. Различие это меньше, чем погрешность определения \mathcal{E} по периоду осцилляций (2), что позволяет предположить также следующий процесс.

В. Распад термализованного экситона на заряженном акцепторе, сопровождающийся захватом дырки в основное состояние акцептора и эмиссией электрона в зону проводимости. Подчеркнем, однако, что хотя Ge — классический объект физики полупроводников, ряд параметров его спектра измерен недостаточно точно. В отличие от величины ΔE , измеряемой непосредственно, величина ΔE является разностью двух величин — измеряемых независимо и притом со значительной погрешностью. Значения $E_{\text{экс}} = 3,8$ мэв [5] или $E_{\text{Ga}} = 11,3$ мэв [6] при нашей точности измерений исключили бы возможность процесса В. Тем не менее мы обсуждали параллельно оба механизма Б и В.

Этому обсуждению необходимо предварить теоретические расчеты вероятностей безызлучательных переходов в акцепторах, позволяющие оценить степень реалистичности механизма Б: он эффективен, если лишь вероятность перехода из первого возбужденного состояния в основное с испусканием фонона не слишком превышает вероятность того же перехода при неупругом рассеянии электрона.

3. Темп электронных переходов в акцепторах

Времена безызлучательных переходов в примесных центрах сильно зависят от параметров; для получения относительно достоверных результатов необходимо использовать реалистическую модель.

Мы использовали сферическую модель акцепторов с гамильтонианом [7]:

$$H = \frac{\hbar^2}{2m} \left[\left(\gamma_1 + \frac{5}{2} \gamma \right) k^2 - 2\gamma (\mathbf{k}\mathbf{J})^2 \right] - \frac{e^2}{\epsilon r}, \quad (3)$$

где γ , согласно [8], выбрано равным $\gamma = (3\gamma_3 + 2\gamma_2)/5$; $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ — параметры Латтинжера. Гамильтониан деформационного потенциала, описывающий взаимодействие дырки с акустическими фононами, также выбирался в сферическом приближении:

$$H_{el-ph} = (a + \sqrt{3}b') \epsilon_{\alpha\alpha} - b' \epsilon_{\alpha\beta} J_{\alpha} J_{\beta}, \quad (4)$$

где $b' = (2b + \sqrt{3}d)/5$, а a, b и d — деформационные потенциалы [7]. Если принять $a = 2$ эв, $b = -2,2$ эв, $d = -4,5$ эв, то $b' = -2,45$ эв. Скорость звука (и продольного, и поперечного) также предполагается изотропной.

Волновые функции дырки (спин $3/2$) определяются формулой

$$\Psi_{nLFM}(\mathbf{r}, \sigma) = \sum_{l,m,s} \langle lm, 3/2s | FM \rangle R_{nLF1}(r) Y_{lm}(\theta, \varphi) \chi_s(\sigma), \quad (5)$$

где F — полный момент, орбитальное число $L = F - 1/2$ либо $F - 3/2$, а $l = L, L+2$; n — порядковый номер. Они представляют собой разложение по собственным функциям орбитального и спинового моментов, окончательные результаты выражаются в виде матричных элементов, содержащих радиальные функции R_{nLF1} .

Окончательное выражение для полной вероятности перехода с уровня $n_2 L_2 F_2 M_2$ в состояния, принадлежащие терму $n_1 L_1 F_1$, с испусканием одного фонона при $T=0$ имеет вид

$$P_{21} = \frac{(2F_1 + 1) q^4}{2\pi \rho \Delta E_{21} u(q)} M_{21}, \quad (6)$$

где q — волновой вектор фонона, определяемый из условия $\hbar\omega(q) = \Delta E_{21}$; ΔE_{21} — разность уровней; $u(q)$ — групповая скорость звука; ρ — плотность. Величина M_{21} билинейна как по деформационным потенциалам a и b' , так и по матричным элементам:

$$M_{l_1 l_2} = \int_0^{\infty} R_{n_1 L_1 F_1 l_1}(r) R_{n_2 L_2 F_2 l_2}(r) j_l(qr) r^2 dr \quad (7)$$

с l_1 , l_2 и l , определяемыми значениями L_1 и L_2 ; здесь j_l — сферические функции Бесселя. В формуле для M_{21} в качестве численных коэффициентов фигурируют $3jm$ -, $6j$ - и $9j$ -символы, зависящие от моментов L_1 , L_2 , F_1 и F_2 .

Вероятность P_{21} максимальна, когда безразмерный параметр $qa_h \approx 1$; a_h — боровский радиус, вычисленный по массе тяжелой дырки. При $qa_h \gg 1$ асимптотика M_{21} определяется поведением подынтегральных выражений в (7) вблизи особой точки $r = 0$; M_{21} убывает не медленнее, чем $(qa_h)^{-8}$. Для перехода с первого возбужденного уровня ($n_2 = 2$, $L_2 = 1$, $F_2 = 3/2$) на основной ($n_1 = 1$, $L_1 = 0$, $F_1 = 3/2$) параметр $qa_h \approx 10$. Используя разложение интегралов (7) при $qa_h \gg 1$ и значения деформационных потенциалов, получаем M_{21} для продольных и поперечных фононов

$$(M_{21})_{long} = 6,7 \cdot 10^2 \frac{A^2}{(q_{long} a_h)^{10}} \varepsilon^2, \quad (M_{21})_{tr} = 0,9 \cdot 10^2 \frac{A^2}{(q_{tr} a_h)^{10}} \varepsilon^2. \quad (8)$$

Здесь

$$A = \left[R_{l_0 \frac{1}{2} 0}(r) \frac{d}{dr} R_{21 \frac{1}{2} 1}(r) \right]_{r=0} \quad (9)$$

(r в единицах a_h), т. е. вероятность определяется поведением радиальных функций R из правой части (5) при $r \rightarrow 0$. Сильная зависимость вероятности от импульса $P_{21} \propto q^{-6}$ приводит к большим временам жизни возбужденных состояний по отношению к переходу в основное. По этой же причине вследствие $q_{tr}/q_{long} \approx 2$ доминирует взаимодействие с продольным звуком. Используя радиальные функции из [9] и данные по $\omega(q)$ [10], получаем

$$\tau_{ph}^{-1} = (P_{21})_{long} \approx 1,5 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}. \quad (10)$$

Функции R представлены в [9] в виде графиков. Поэтому точность последнего результата невелика, однако он хорошо согласуется с недавно измеренным [11] $\tau_{ph}^{-1} \approx 0,5 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$.

Релаксация между возбужденными состояниями происходит за счет переходов с $qa_h \approx 1$. Их вероятность значительно превышает P_{21} , и при $T \rightarrow 0$ дырки задерживаются лишь на первом возбужденном уровне.

Обсудим вероятность перехода акцептора в основное состояние при неупругом рассеянии электрона τ_e^{-1} . Вычисление τ_e крайне сложно, так как связано с решением трехчастичной задачи, в которой пока неизвестен даже энергетический спектр; например, по-видимому, неизвестно, существуют ли в Ge связанные состояния электрона с нейтральным акцептором. Мы оценили τ_e в низшем порядке по взаимодействию электрона с акцептором, используя волновые функции акцептора из [9]. Для $\text{H} \parallel [100]$

$$\tau_e^{-1} \approx 10^2 \frac{e^4 a_h^2 N_e}{\hbar^2 \varepsilon^2} \sqrt{\frac{m_{\perp}}{\Delta E}}. \quad (11)$$

Вблизи n -го резонанса в (11) надо включить дополнительный фактор $0,2 \sqrt{m_{\parallel}/m_{\perp}} n \beta$, где $\beta = \{H_{\parallel}/H\}$ — дробная часть H_{\parallel}/H ; H_{\parallel} — поле, отвечающее

первому резонансу. Здесь N_e — концентрация электронов, $m_{||}$, m_{\perp} — компоненты тензора их эффективной массы, ϵ — диэлектрическая постоянная. Дополнительный фактор связан с сингулярностью в электронном спектре вблизи дна магнитных подзон.

Применительно к параметрам Ge времена τ_e и τ_{ph} вне резонансов сравниваются при $N_e \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Хотя прямые измерения N_e не производились, оценки показывают [1], что это значение близко к экспериментальному. Поэтому в условиях наших экспериментов времена τ_{ph} и τ_e были, по-видимому, одного порядка.

4. Обсуждение

Сопоставим механизмы Б и В с экспериментальными фактами.

1. Попытку различить модели Б и В можно сделать на основе анализа величины γ в (1). Если принять согласно [12], что расщепление основного состояния акцептора в магнитном поле мало, то наблюдавшееся в [13] расщепление линии G обусловлено расщеплением возбужденного состояния. В модели Б зависимость $\Delta E(H)$ обусловлена накоплением дырок на нижнем подуровне расщепившегося возбужденного терма, соответствующем низкочастотной компоненте группы линий [13]. Анализ [1] показал, что этот сдвиг удовлетворительно объясняет наблюдаемую величину γ . В модели В в зависимость $\Delta E(H)$ входят помимо сдвига дна зоны проводимости $1/2\hbar\Omega_e$ абсолютные значения смещений основных состояний акцептора и экситона. Если сдвиг уровня экситона известен [14], то абсолютный сдвиг основного состояния акцептора δE_a практически неизвестен, поскольку одна из определяющих его констант (q_1) не измерена [12].

2. Наличие лишь одного периода осцилляций объясняется в обеих моделях. Что касается амплитуды осцилляций, то следует учесть, что в рассматриваемой многокомпонентной системе сдвиг равновесия может различными путями отражаться на проводимости. Например, изменение количества ионизованных акцепторов может сказаться и на подвижности и — через сдвиг процессов рекомбинации — на концентрации носителей. Можно указать лишь необходимое условие большой амплитуды осцилляций: осцилляции вероятности элементарного процесса должны заметно сдвигать равновесие в какой-то части системы. В модели Б это возможно благодаря тому, что времена τ_{ph} и τ_e одного порядка. В модели В даже при $N_a/N_a^0 \sim 1\%$ и $\sigma \sim 10^{-12} \text{ см}^2$ время распада экситона на заряженном акцепторе $\sim 10^{-6} \text{ сек}$, т. е. сравнивается с временем жизни экситона; поэтому процессы В могут заметно сдвинуть равновесие между экситонами и электронами.

3. Из сказанного выше ясно, что температурные зависимости вряд ли могут служить надежным критерием для различия моделей Б и В, так как в обоих случаях осцилляции вероятности элементарного процесса могут сказаться либо на концентрации, либо на подвижности холодных электронов, т. е. той группы носителей, которая чувствительна к температуре ванны.

4. В модели Б, ответственной за наличие критической концентрации $N_a^{кр}$ могла бы быть перколяция в системе возбужденных акцепторов. Миграция возбуждений должна приводить к уменьшению их времени жизни за счет наличия центров их рекомбинации («концентрационное гашение»). Поскольку экситон имеет примерно такие же размеры, что и возбужденный акцептор, то при $N_a \geq N_a^{кр}$ его волновая функция должна сильно возмущаться нейтральными акцепторами, что существенно меняет условия для процесса В.

5. Зависимость значений \mathcal{E} от деформации, приведенная на рис. 2, в принципе должна позволить различать механизмы Б и В. Однако сейчас нет экспериментальных данных о деформационном расщеплении возбужденного уровня акцептора и основного уровня экситона в исследованной нами области деформаций.

Заключение

Таким образом, из наших расчетов и из экспериментов [11] следуют большие времена релаксации акцепторов через фононы. В результате электронный механизм девозбуждения акцепторов конкурирует с фононным механизмом уже при сравнительно низких концентрациях фотоэлектронов. Это показывает реальность модели Б. Реальность же модели В базируется на величинах E_a и $E_{\text{экс}}$, известных недостаточно точно. Это заставляет отдать пока предпочтение модели Б. Дополнительные данные об энергетическом спектре акцепторов и экситонов должны позволить сделать окончательный выбор между этими двумя моделями.

Мы благодарны Е. М. Гершензону и М. Л. Кагане за дискуссии.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР
Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау
Академии наук СССР

Литература

1. Гантмахер В. Ф., Зверев В. Н., Ж. эксперим. и теор. физ., 69, 695 (1975); 70, 1891 (1976).
2. Зверев В. Н., Физ. твердого тела, 19, 2015 (1977).
3. Altarelli M., Lipari N. O., Phys. Rev. Letts., 36, 619 (1976).
4. Haller E. E., Hansen W. L., Solid State Commun., 15, 687 (1974).
5. Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Птицина Н. Г., Письма в ЖЭТФ, 18, 160 (1973).
6. Baldereschi A., Lipari N. O., Proc. XIII Internat. Conf. Phys. Semicond., Roma, 1976, p. 595.
7. Бир Г. Л., Пижус Г. Е., Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках, «Наука», М., 1972.
8. Baldereschi A., Lipari N. O., Phys. Rev., B8, 2697 (1973).
9. Mendelson K. S., James H. M., J. Phys. Chem. Solids, 25, 729 (1964).
10. Nilsson G., Nelin G., Phys. Rev., B3, 364 (1971); B5, 3151 (1972).
11. Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Орлов Л. А., Птицина Н. Г., см. настоящий номер журнала, стр. 1154.
12. Tokimoto H., Ischiguro T., Phys. Rev., B15, 2099 (1977).
13. Soepangkat H. P., Fisher P., Phys. Rev., B8, 870 (1973).
14. Martin R. W., Störmer H. L., Röhle W., Bimberg D., J. Luminescence, 12/13, 645 (1976).