

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ОХЛАЖДЕНИЯ И НАГРЕВА ДЫРОК СВЕТОМ В p -Ge

Дедулевич С., Канцлерис Ж.

Расчитаны спектральные, концентрационные и температурные зависимости изменения электропроводности и средней энергии в p -Ge при возбуждении дырок инфракрасным светом. Расчеты проведены с помощью двухчастичного метода Монте-Карло с учетом рассеяния дырок друг на друге. Получено удовлетворительное согласие между расчетными и экспериментальными данными.

Введение. В экспериментальных работах [1, 2] было показано, что под воздействием инфракрасного излучения электропроводность p -Ge может как уменьшаться, так и увеличиваться, что связывалось с нагревом или охлаждением возбуждаемых светом дырок. Причина возникновения столь необычного эффекта может быть объяснена следующим образом [1-4]. Поглотив квант света $h\nu$, тяжелая дырка с энергией ϵ_i переходит в легкую зону, приобретая при этом энергию $\epsilon_f = \epsilon_i + h\nu$. Так как плотность состояний в тяжелой зоне больше, любое столкновение фотодырки выбрасывает ее из легкой зоны в тяжелую, в которой и происходит ее термализация за счет испускания каскада оптических фононов. После испускания n фононов разность между конечной энергией ϵ_f и ϵ_i будет,

$$\epsilon_f - \epsilon_i = h\nu - n\epsilon_0, \quad (1)$$

где ϵ_0 — энергия оптического фонона. Видно, что в зависимости от $h\nu$ разность $\epsilon_f - \epsilon_i$ может быть как положительной, так и отрицательной, т. е. возбуждение фотодырок может привести как к увеличению, так и к уменьшению их средней энергии по сравнению с равновесной.

Несмотря на то что физическая причина возникновения эффекта известна, при теоретическом его рассмотрении было достигнуто лишь качественное соответствие между рассчитанной и измеренной спектральными зависимостями, а концентрационную и температурную зависимости, обнаруженные в эксперименте, описать не удалось [4]. Отметим, что расчет в [4] проведен в приближении электронной температуры, а исследования эффекта охлаждения, возникающего в электрическом поле, показали, что форма функции распределения при этом существенно отличается от максвелловской [5].

В настоящей работе рассчитаны спектральные, концентрационные и температурные зависимости изменения электропроводности и средней энергии в p -Ge при линейном по интенсивности инфракрасного света возбуждении без упрощающих предположений о форме функции распределения тяжелых дырок и с учетом их рассеяния друг на друге.

1. Теория

При теоретическом рассмотрении данного эффекта ограничимся, как в [3, 4], однозонным приближением. Дело в том, что при линейном возбуждении [2] интенсивность света мала, а из-за большей плотности состояний в тяжелой зоне любой акт рассеяния легкой фотовозбужденной дырки переводит ее в тяжелую зону. Следовательно, вероятность ухода легкой дырки в тяжелую зону

будет гораздо больше, нежели вероятность ее прихода в результате поглощения кванта света. Это обстоятельство позволяет пренебречь накоплением легких дырок и записать замкнутое кинетическое уравнение для тяжелой зоны, в котором поглощение света тяжелой дыркой, переход ее в легкую зону и последующее возвращение в тяжелую рассматриваются как некий составной механизм рассеяния, перебрасывающий тяжелую дырку из состояния с энергией ϵ в состояние с ϵ_1 .¹ Это кинетическое уравнение имеет следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} f + eE \frac{\partial}{\partial p_x} f - S(f) = IS(e, f), \quad (2)$$

где в столкновительном операторе, записанном в правой части уравнения и описывающем взаимодействие дырок со светом, явно выделена интенсивности света I . Остальные обозначения в (2) общепринятые, а внешнее тянущее электрическое поле $E \parallel 0p_x$.

Наша цель — решить уравнение (2), определить функцию распределения f и рассчитать коэффициент β :

$$j = \sigma_0 E (1 + \beta I), \quad (3)$$

определяющий изменение тока в образце при его освещении. Здесь σ_0 — температурная электропроводность.

Для нахождения решения (2) воспользуемся, как обычно, приближением малой анизотропии функции распределения и представим ее в следующем виде [6]:

$$f(p, t) = \Phi(\epsilon, t) + \frac{p_x}{p} \varphi(\epsilon, t), \quad (4)$$

где Φ и φ — симметричная и антисимметричная части функции распределения соответственно. В решаемой задаче импульсом фотона можно пренебречь, следовательно, оператор электрон-фотонного взаимодействия является симметричным и непосредственно на величину φ не влияет. Учитывая это, легко убедиться в том, что связь между φ и Φ выразится в стандартной форме (см., например, [6]):

$$\varphi(x) = eE \left(\frac{2}{m_h k T} \right)^{1/2} \tau(x) \sqrt{x} \frac{d}{dx} [-\Phi(x)]. \quad (5)$$

При написании (5) мы предположили, что тяжелая зона является параболической с эффективной массой m_h , перешли к безразмерной энергии $x = \epsilon/kT$, где T — температура решетки, и учли тот факт, что p -Ge является ковалентным полупроводником, для которого справедливо приближение времени релаксации импульса $\tau(x)$. С учетом (5) выражение для линейного по E тока запишем следующим образом:

$$j = \frac{2}{3} \frac{ep_0}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2kT}{m_h} \right)^{1/2} \int_0^{\infty} dx x \varphi(x), \quad (6)$$

где p_0 — концентрация дырок. Функция $\Phi(x)$, необходимая для расчета j , должна быть определена из кинетического уравнения для симметричной части функции распределения. Указанное уравнение получим, усредняя (2) с учетом (4) по угловым переменным. В итоге имеем

$$\frac{\partial}{\partial t} \Phi(x, t) = S_0(\Phi) + IS_0^{(e, f)}(\Phi). \quad (7)$$

Отметим, что полевой член уравнения (2) в (7) учитывать не надо, ибо его вклад в ток пропорционален E^3 .

Разложим теперь Φ в ряд по малому параметру I :

$$\Phi(x, t) = \Phi_0(x) + \frac{I}{I^*} \Phi_2(x, t), \quad (8)$$

¹ Для определенности будем полагать, что дырка возвращается в тяжелую зону без потерь энергии, однако это ограничение не является принципиальным.

где I^* — нормирующий множитель. Подставляя (8) в (7), видим, что $\Phi_0 = Ce^{-x}$, а в уравнение для Φ_2 входит оператор $S_0^{(ef)}$ от функции Φ_0 . Указанный оператор должен содержать как член ухода, так и член прихода. В первый из них входит константа, характеризующая интенсивность взаимодействия дырок со светом. Ее легко связать с коэффициентом поглощения дырками инфракрасного света α . Так как возвращение дырки в тяжелую зону определяется составным механизмом рассеяния, определить член прихода можно только косвенным путем, пользуясь законом сохранения частиц. Нетрудно убедиться в том, что оператор $S_0^{(ef)}$ может быть представлен в следующем виде:

$$S_0^{(ef)}(\Phi_0) = -\frac{\sqrt{\pi} \alpha}{2h\nu p_0 \sqrt{x_i}} \left[\delta(x - x_i) - \sqrt{\frac{x_i}{x_i}} \delta(x - x_i) \right], \quad (9)$$

где множитель перед членом прихода учитывает изменение плотности состояний в точке x_i энергетической оси. Для определения x_i , входящей в (9), будем пользоваться законом сохранения энергии. Импульсом фотона при этом можно пренебречь и принять, что обе зоны изотропные: тяжелая — параболическая, а легкая — кейновская.

Подставляя теперь (9) и (8) в (7), введя обозначение

$$I^* = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{h\nu p_0}{\alpha} \quad (10)$$

и переходя к функции $F(x, t) = \sqrt{x} \Phi_2(x, t)$, определяющей плотность частиц на энергетической оси, получаем окончательное кинетическое уравнение

$$\frac{\partial}{\partial t} F(x, t) = \sqrt{x} S_0 \left(\frac{F}{\sqrt{x}} \right) - [\delta(x - x_i) - \delta(x - x_i)] \quad (11)$$

для поправки к симметричной части функции распределения, возникающей из-за взаимодействия дырок со светом.

Подставляя (8) в (5), а далее в (6) и сравнивая с (3), получаем следующее выражение для коэффициента β :

$$\beta = \frac{1}{I^* I_0} \int_0^{\infty} dx F(x) \left[\frac{3}{2} \tau(x) + x \frac{d}{dx} \tau(x) \right], \quad (12)$$

где

$$I_0 = \int_0^{\infty} dx x^3 I_2 \tau(x) e^{-x}. \quad (13)$$

Средняя энергия дырок при фотовозбуждении описывается соотношением

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{3}{2} kT \left[1 + \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \frac{I}{I^*} I_2 \right], \quad (14)$$

где

$$I_2 = \int_0^{\infty} dx x F(x). \quad (15)$$

Уравнение (11), которое необходимо решить для определения β и I_2 , является аналогом уравнения, описывающего поведение электронов в слабо греющем электрическом поле [7]. Для его решения мы пользовались двухчастичным методом Монте-Карло, который описан в [7]. В операторе S_0 учитывалось рассеяние на акустических и оптических фононах и рассеяние дырок друг на друге. Метод учета последнего механизма в двухчастичной процедуре Монте-Карло описан в [8]. При расчете $\tau(x)$ было учтено рассеяние на фононах и ионизованных примесях. Выражения для операторов и соответствующих времен релаксации можно найти в [6, 7].

2. Результаты расчетов и их обсуждение

При расчете были использованы следующие параметры: $m_h = 0.36m_0$, эффективная масса на дне легкой зоны $m_l = 0.04m_0$, коэффициент непараболичности 2 эВ^{-1} , скорость звука $5.4 \cdot 10^3 \text{ м/с}$, плотность $5.33 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, константа дефор-

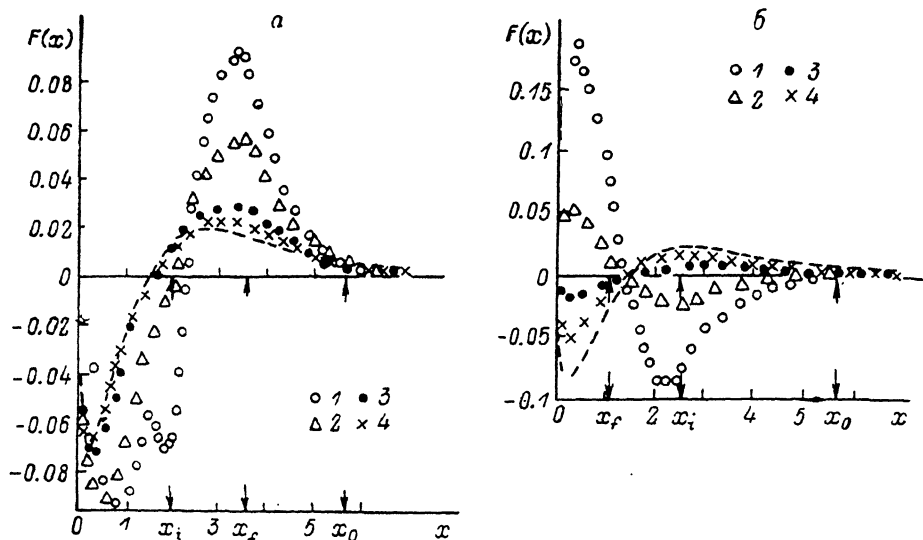


Рис. 1. Функция распределения при фотовозбуждении дырок инфракрасным светом с различной длиной волны в некомпенсированном p -Ge при $T=77 \text{ К}$ и различной концентрации дырок.

Штриховая кривая — расчет в приближении электронной температуры. a — 14.1 ($h\nu=85 \text{ мэВ}$), b — 12.1 мкм ($h\nu=102 \text{ мэВ}$). $p_0, \text{ см}^{-3}$: a — $1 \cdot 10^{13}$, $2 \cdot 10^{14}$, $3 \cdot 6 \cdot 10^{14}$, $4 \cdot 10^{15}$; b — $1 \cdot 10^{14}$, $2 \cdot 6 \cdot 10^{14}$, $3 \cdot 4 \cdot 10^{14}$, $4 \cdot 4 \cdot 10^{15}$.

мационного потенциала 6 эВ , константа связи с оптическими фононами $9 \cdot 10^{10} \text{ эВ/м}$, характерная температура оптических фононов 430 К , относительная диэлектрическая проницаемость 16 .

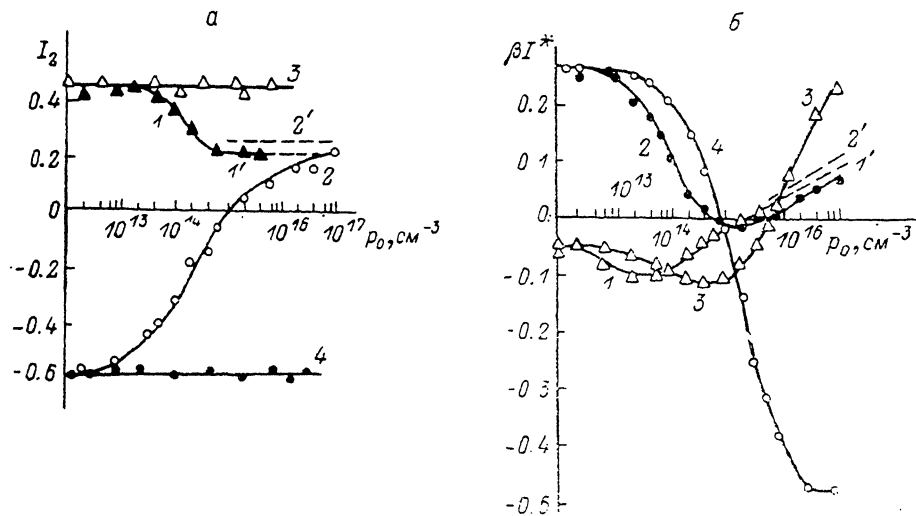


Рис. 2. Зависимость I_2 (a) и коэффициента β (b) от концентрации дырок в p -Ge при $T=77 \text{ К}$ 1—4 — расчет с учетом (1, 2) и без учета (3, 4) междырочных столкновений; 1', 2' — расчет в приближении электронной температуры; $\lambda, \text{ мкм}$: 1, 1', 3 — 14.1 ; 2, 2', 4 — 12.1 .

Уже отмечалось, что в зависимости от энергии кванта могут реализоваться две ситуации. При $x_i - x_f > 0$ фотовозбуждение приводит к разогреву, а при $x_i - x_f < 0$ — к охлаждению дырок. Функции распределения, соответствующие

этим двум случаям в некомпенсированном p -Ge при $T=77$ К и различной концентрации дырок, показаны на рис. 1. Как видно из рисунка, в отсутствие междырочных столкновений при $x \approx x_c$ образуется провал функции распределения, а при $x \approx x_f$ — обогащенный носителями заряда участок. При $x_f < x_c$ обогащенный участок образуется в области малых энергий и дырки в среднем охлаждаются. С ростом p_0 эти особенности сглаживаются и форма функции распределения приближается к максвелловской. Из рис. 1, б видно, что при фотоохлаждении междырочные столкновения инвертируют функцию распределения дырок.

На рис. 2 показаны концентрационные зависимости интеграла I_2 и коэффициента β , определяющие изменение средней энергии дырок и электропроводности образца при его освещении инфракрасным светом. Результаты на рис. 2 рассчитаны при тех же энергиях возбуждающего кванта, что и функции распределения, представленные на рис. 1. Для сравнения на рис. 2 показаны зависимости, рассчитанные с учетом (кривые 1, 2), без учета (кривые 3, 4) междырочных столкновений, а также в приближении электронной температуры (кривые 1', 2'). Из рис. 2, а видно, что междырочные столкновения существенно влияют на среднюю энергию дырок, а при фотоохлаждении I_2 даже меняет знак ($p_0 = 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$). Без учета междырочного взаимодействия I_2 не зависит от концентрации ионизованных примесей (рис. 2, а, кривые 3, 4), так как из (11) видно, что $F(x)$ не зависит от интенсивности упругих механизмов рассеяния. Более сложная зависимость от p_0 характерна для коэффициента β (рис. 2, б), ибо на

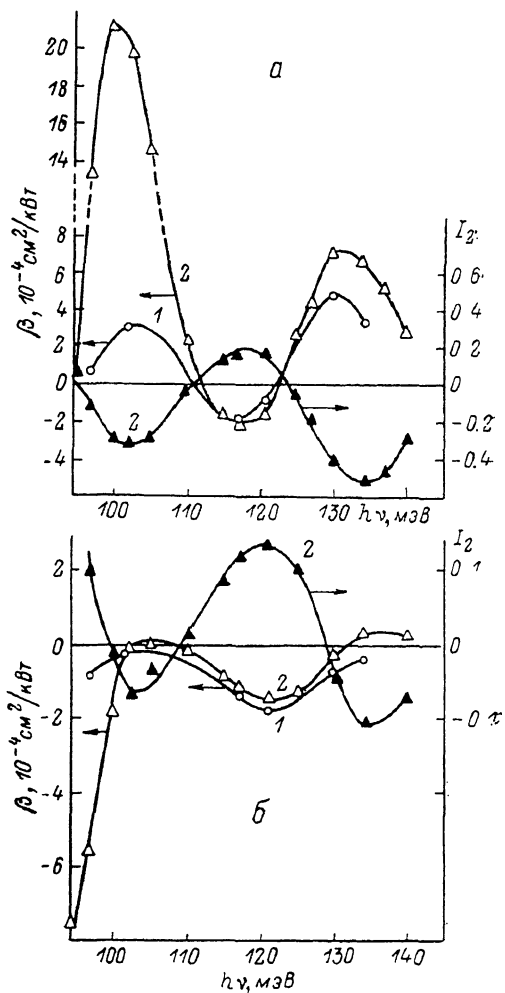


Рис. 3. Зависимости β и I_2 от энергии фотона в p -Ge при $T=77$ К.

p_0 , см^{-3} : а — $7 \cdot 10^{13}$, б — $6 \cdot 10^{14}$. 1 — эксперимент [2], 2 — расчет.

его величину влияют не только междырочные столкновения, но и рассеяние на ионизованных примесях. Обычно по знаку β судят о том, увеличивается или уменьшается средняя энергия фотовозбужденных дырок, при этом полагают, что знаки β и I_2 противоположны. Из рис. 2 видно, что такой однозначной связи между этими величинами во всем интервале p_0 нет. Так, например, в некомпенсированных образцах и в области больших p_0 знаки β и I_2 совпадают при обоих λ .

На рис. 3 показаны спектральные зависимости абсолютной величины β и интеграла I_2 в некомпенсированном p -Ge при $T=77$ К и двух концентрациях ионизованных примесей. Необходимые для расчета абсолютной величины β данные о коэффициенте абсорбции α были позаимствованы из работы [9]. На рис. 3 также показана экспериментально определенная зависимость β [2]. Принимая во внимание тот факт, что при расчете не учитывалась гофрировка тяжелой зоны, соответствие между теорией и экспериментом следует признать удовлетворительным, за исключением длинноволнового участка спектра.

Отметим, что в данной области спектра величина α существенно возрастает, что и обуславливает увеличение расчетной величины β . Для улучшения соответствия, на наш взгляд, следовало бы провести измерения β и α на тех же образцах и сравнить экспериментально определенное отношение β/α с рассчитанным теоретически. Необходимо также точно знать концентрацию дырок в исследованных образцах, ибо величина β очень чувствительна к p_0 .

Мы рассчитали также и температурные зависимости β и I_2 для образцов с $p_0 = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и длины волны возбуждающего света $\lambda = 9.5 \text{ мкм}$. С ростом температуры β и I_2 практически одновременно при $T_I \approx 180 \text{ К}$ меняют знак и при более высоких температурах фотоохлаждение сменяется фотонагревом. Расчетная температура инверсии неплохо соответствует экспериментальным данным работы [2], в которой для таких условий было получено $T_I = 170 \text{ К}$.

Заключение. Проведенные расчеты показали, что эффект охлаждения возникает при существенном отклонении формы функции распределения от максвелловской. Сам эффект чувствителен к интенсивности междырочных столкновений в области промежуточных концентраций дырок. При приближении функции распределения в пассивной области к максвелловскому виду фотоохлаждение сменяется фотонагревом.

Отметим также, что знаки изменения электропроводности и средней энергии необязательно противоположны. Это надо учитывать при экспериментальном исследовании эффекта охлаждения.

Приведенные в настоящей работе результаты показали, что изложенный метод расчета может быть использован для определения параметров плазмы носителей заряда полупроводников, возбуждаемых светом. Метод может быть обобщен и на более сложные ситуации. Например, можно учесть наличие дырок в легкой зоне и гофрировку зоны тяжелых дырок.

Авторы выражают благодарность И. Д. Ярошецкому и сотрудникам его лаборатории за полезное обсуждение результатов работы, а также А. Матулис за прочтение рукописи и ценные замечания.

Список литературы

- [1] Валов П. М., Ярошецкий И. Д., Ясиевич И. Н. // Письма ЖЭТФ. 1974. Т. 20. В. 1. С. 448—452.
- [2] Берегули Е. В., Валов П. М., Ярошецкий И. Д. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 1. С. 109—116.
- [3] Ясиевич И. Н., Ярошецкий И. Д. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 5. С. 857—865.
- [4] Берегули Е. В., Ребане Ю. Т., Ярошецкий И. Д., Ясиевич И. Н. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 8. С. 1421—1426.
- [5] Канцлерис Ж., Матулис А. // Лит. физ. сб. 1987. Т. 27. № 6. С. 677—685.
- [6] Денис В., Пожела Ю. Горячие электроны. Вильнюс, 1971. 289 с.
- [7] Kancleris Ž., Matulis A. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1987. V. 20. P. 1273—1284.
- [8] Дедуевич С., Канцлерис Ж., Матулис А. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 5. С. 881—886.
- [9] Васильева М. А., Воробьев Л. Е., Стафеев В. И. // ФТП. 1967. Т. 1. В. 1. С. 29—33.