

# Случайный потенциальный рельеф и примесная фотопроводимость компенсированного германия

© Ю.П. Дружинин, Е.Г. Чиркова<sup>¶</sup>

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,  
101999 Москва, Россия

(Получена 19 апреля 2001 г. Принята к печати 24 апреля 2001 г.)

Предложена модель, описывающая спектральную зависимость фотопроводимости, нормированной на оптическое поглощение, для компенсированного германия при низкой температуре  $kT \ll W$  ( $W$  — энергетический масштаб случайного потенциального рельефа, возникающего в результате кулоновского межпримесного взаимодействия). Подгонка модельного спектра под экспериментальный позволяет определить  $W$  и степень заполнения примесной зоны мелкого донора. Сделан вывод о слабой зависимости длины свободного пробега от энергии электрона в случайном потенциальном рельефе.

Спектр фотопроводимости компенсированного германия существенно отличается от спектра примесного оптического поглощения [1]. Это отличие особенно велико при температуре  $kT \ll W$ , где  $W$  — энергетический масштаб случайного потенциального рельефа, возникающего в результате кулоновского межпримесного взаимодействия.

Цель данной работы — анализ особенностей проводимости в случайном потенциальном рельефе на основе сравнения модельной и экспериментальных спектральных зависимостей фотопроводимости, нормированных на оптическое поглощение. Модельный спектр  $\sigma(h\nu)$  рассчитывался при следующих предположениях.

1. Случайный потенциальный рельеф описывается гауссовой статистикой [2]:

$$P(U) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2}W} \exp\left(-\frac{U^2}{2W^2}\right), \quad (1)$$

где  $U$  — потенциальная энергия,  $P(U)$  — плотность вероятности случайного потенциала  $U$ ,  $W$  — масштаб случайного потенциального рельефа.

2. Возбуждение электронов фотонами с энергией  $h\nu$  происходит с энергетического уровня  $E_F$ , где  $E_F$  — уровень Ферми, положение которого зависит от степени заполнения мелкого донора  $N_0/N_d$  ( $N_0$  — концентрация нейтральной мелкой примеси,  $N_d$  — полная концентрация мелкой примеси). Энергия Ферми  $E_F < 0$ , поскольку полная энергия  $E$  отсчитывается от уровня средней потенциальной энергии в зоне проводимости. В соответствии с (1) получаем

$$N_0/N_d = 0.5 \left(1 + \operatorname{erf} \frac{E_F + E_i}{W}\right),$$

где  $E_i$  — энергия ионизации мелкой примеси, для сурьмы величина  $E_i$  равна 10 мэВ.

3. Спектральную зависимость фотопроводимости  $\sigma(h\nu)$  можно записать в виде [3]

$$\sigma(h\nu) = \int_{-\infty}^{E_g} [S_0(E) + \sigma(E_p)\delta(E - E_p)] dE, \quad (2)$$

где  $E$  — полная энергия электрона,  $E_p$  — энергетический порог подвижности (в данном случае считаем, что он совпадает с уровнем протекания),  $E_g$  — уровень энергии, на который забрасываются электроны под действием фотонов сигнального излучения  $h\nu$ :  $h\nu = E_g - E_F$ . В соответствии с (2) при  $E_g < E_p$  фотопроводимость  $\sigma(h\nu)$  должна обращаться в 0, а при  $E_g > E_p$  скачком увеличивается до величины, равной  $\sigma(E_p)$  [2], с последующим ростом, зависящим от вклада носителей  $S_0(E)$  в проводимость. Будем считать, что  $S_0(E)$  пропорционален доле объема кристалла  $V(E)$ , доступной для классического движения. Естественно, такое допущение не справедливо при энергиях, близких к уровню протекания, но эти энергии соответствуют сравнительно малым долям доступного объема для трехмерного случая. Например, для гауссового распределения случайного потенциала  $V(E_p) \approx 0.17$ , а  $E_p \approx -W$  [2]. Тогда  $S_0(E)$  можно записать в виде

$$S_0(E) = 0.5 \left(1 + \operatorname{erf} \frac{E}{W}\right).$$

Для спектральной зависимости фотопроводимости получится следующее выражение (считаем  $\sigma(E_p) = 0$ ,  $E_p = -\infty$ , обоснованность этих допущений обсудим далее):

$$\sigma(h\nu) = (h\nu + E_F)S_0(h\nu + E_F) + W^2P(h\nu + E_F).$$

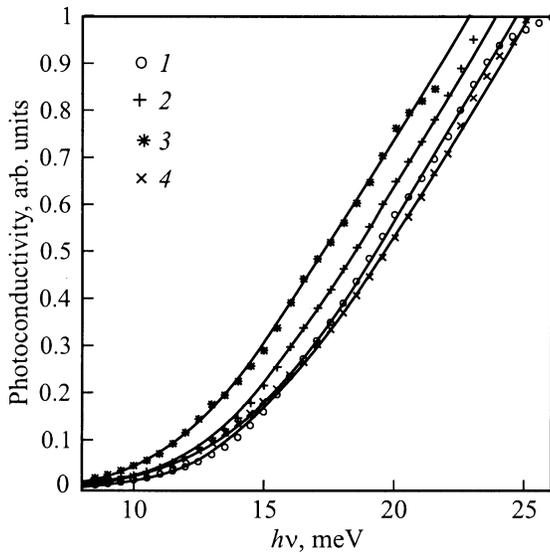
Результаты подгонки модельных спектров под экспериментальные для 2-х образцов с разными уровнем легирования и степенью компенсации представлены на рис. 1 и 2. В образце 1 (см. таблицу) медь находится в двух- и трехзарядном состояниях с примерно равными кон-

<sup>¶</sup> E-mail: chi@cplire.ru

Параметры исследованных образцов (экспериментальные, оценочные и подгоночные)

№ образца	$N_d, \text{см}^{-3}$	$N_{\text{Cu}}, \text{см}^{-3}$	$N_0/N_d$	$N_0/N_d$	$W, \text{мэВ}$	$W, \text{мэВ}$
			оптика	подгонка	расчет	подгонка
1	$1.5 \cdot 10^{15}$	$6 \cdot 10^{14}$	0.13	0.11	2.9	3.0
			0.2	0.16		
			0.3	0.28		
2	$1.5 \cdot 10^{15}$	$4.3 \cdot 10^{14}$	0.14	0.14	4.5	4.1

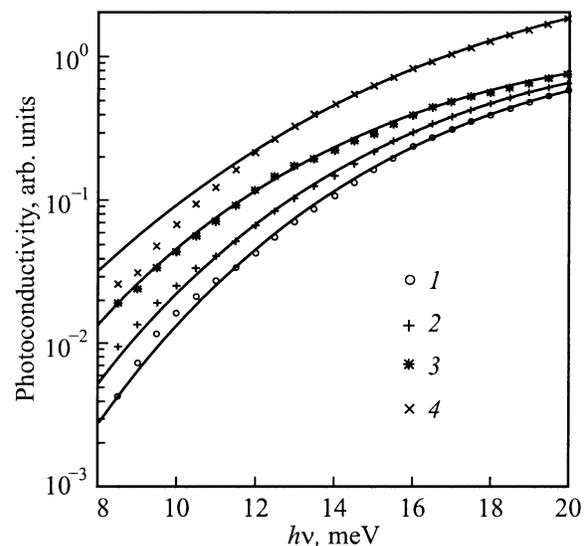
центрациями  $N_2$  и  $N_3$  (при высоких температурах). При низкой температуре  $T = 4.2 \text{ К}$  с помощью подсветки, под действием которой электроны с трехзарядной меди забрасываются в зону проводимости, происходит частичная нейтрализация мелкого донора. Степень нейтрализации в некоторых пределах регулируется изменением интенсивности этой внешней подсветки (см. таблицу). В образце 2 все атомы меди находятся в трехзарядном состоянии и при низкой температуре степень заполнения мелкого донора  $N_0/N_d \approx 0.14$ . Значения используемых численных параметров подгонки  $W$  и  $N_0/N_d$  приведены в таблице. Отметим, что величина  $N_0/N_d$  изменяет положение линейного участка спектральной зависимости фотопроводимости (рис. 1,  $h\nu - E_i > W$ ), а значение  $W$  влияет на ход суперлинейного участка (рис. 2,  $-W < h\nu - E_i < W$ ).



**Рис. 1.** Сравнение экспериментальных (1–4) и модельных (сплошные линии) спектров фотопроводимости  $\text{Ge}(\text{Cu}:\text{Sb})$ : 1–3 — образец 1, разные подсветки,  $N_0 \approx 1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_{\text{Cu}} \approx 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ; 4 — образец 2,  $N_d \approx 1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_{\text{Cu}} \approx 4.3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

Для данных образцов энергетический масштаб случайного потенциального рельефа  $W$  можно оценить следующим способом. В работе [4] были получены значения  $E_p$  и  $V_p$  для компенсированного полупроводника с одноза-

рядными примесями. Для  $N_0/N_d < 0.2$  величина  $V_p$  изменялась в диапазоне 0.16–0.18, т. е. близко к значению для гауссового потенциала [2], для которого известно, что  $E_p \approx -W$ . Чтобы применить этот результат для наших образцов, необходимо учесть многозарядность атомов меди. Для этого при оценке масштаба крупномасштабного рельефа в асимптотическом приближении  $N_0/N_d \ll 1$ , следуя [2], необходимо использовать  $N_{\text{eff}} = N_d + Z^2 N_{\text{Cu}}$ , где  $Z = 2$  для образца 1 и  $Z = 3$  для образца 2 (для однозарядных примесей  $Z = 1$  и, соответственно,  $N_{\text{eff}} = 2N_d$ ). Поскольку в асимптотическом пределе  $W$  зависит от  $N_{\text{eff}}$  степенным образом с показателем  $2/3$ , а при малых концентрациях экранирующих центров результаты работ [2] и [4] должны совпадать, для наших образцов получаем поправочный на многозарядность коэффициент  $A_Z$  ( $W_Z = A_Z W$ ):  $A_2 = 1.2$  для образца 1 и  $A_3 = 1.6$  для образца 2. Таким образом, многозарядность ощутимо увеличивает энергетический масштаб случайного потенциального рельефа (пространственный масштаб также увеличивается). В результате расчетные значения  $W$  оказались близки к подгоночным (см. таблицу). Кроме того отметим, что в асимптотическом пределе интенсивность подсветки не изменяет крупномасштабный рельеф, поскольку не меняется суммарная концентрация



**Рис. 2.** То же, что и на рис. 1, но в полулогарифмическом масштабе.

экранирующих центров ( $N_3 + N_0 = \text{const}$ ), и это также подтверждается результатами подгонки (или, наоборот, вывод асимптотического рассмотрения подтверждается экспериментом). Как видно из таблицы, расчетная степень заполнения  $N_0/N_d$  оказалась близкой к результатам оптических измерений.

Необходимо отметить, что для образца 1 экспериментальные кривые достаточно хорошо совпадают с подгоночными во всем спектральном диапазоне, а для образца 2 наблюдается отклонение подгонки от эксперимента при  $h\nu \approx 10$  мэВ, что естественно связать с влиянием порога подвижности  $E_p$ . Тем не менее в полном объеме порог подвижности в эксперименте не проявляется (нет обратно пропорционального  $kT$  экспоненциального спада в спектре нормированной на поглощение фотопроводимости). Возможной причиной этого служили 2 экспериментальных обстоятельства: 1) измерения велись при достаточно сильном электрическом поле, искажающем беспольные процессы протекания; 2) из-за оптической перезарядки распределение электронов по мелкой примеси с уровнем энергии выше  $E_F$  отличается от фермиевского. Удивительную близость подгоночных спектров к экспериментальным в области малых энергий фотонов для образца 1 необходимо признать случайной и возникающей, по-видимому, из-за неадекватного описания "хвостов" плотности вероятности случайного потенциала как гауссовских. Например, при квазиклассическом подходе вклад высоковозбужденных состояний мелкой примеси дает асимптотический спад плотности электронных состояний пропорционально  $E^{-5/2}$  [5], что значительно превышает спад для нормального (гауссового) потенциала такой же дисперсии (определяется как средний квадрат потенциальной энергии для какого-либо распределения случайной величины). Поскольку у образца 2 крупномасштабные составляющие случайного потенциала играют более значительную роль по сравнению с образцом 1 из-за большей степени компенсации и многозарядности рельефообразующих примесей, то и описываться нормальным распределением он будет лучше, что, правда, приводит к отличию подгонки от эксперимента вблизи порога подвижности. Это, однако, уже является следствием модельного описания проводимости в рельефе, а не статических свойств рельефа.

Проводимость неоднородного материала, у которого масштаб неоднородности меньше или порядка длины свободного пробега, может быть определена по формуле Кубо–Гринвуда [6]. Применительно к вычислению спектральной зависимости фотопроводимости (2) это приводит к следующим выражениям для  $S_0(E)$  и  $\sigma(E_p)$ :

$$S_0(E) = \frac{d(g^2L)}{dE} f(E),$$

$$\sigma(E_p) = g^2(E_p)L(E_p)f(E_p),$$

где  $g = g(E)$  — средняя плотность электронных состояний в зоне проводимости;  $f(E)$  — функция распределения электронов, определенная при  $kT \ll W$ , например, в

работе [5];  $L = L(E)$  — величина, пропорциональная среднему квадрату оператора скорости, который при больших энергиях (т.е. вне потенциального рельефа) в свою очередь пропорционален длине свободного пробега [6]. В рельефе ( $-W < E < W$ ) поведение  $L(E)$  неизвестно. Ниже значения  $E_p$  величина  $L(E)$  обращается в 0, причем считается, что в классическом потенциале обращение в 0 происходит непрерывно вблизи уровня протекания (в данном случае совпадает с порогом подвижности) в узком энергетическом слое [2]. Вне рельефа, при рассеянии импульса на заряженной примеси, величина  $S_0(E)$  не зависит от энергии [3]. Это приводит к линейной зависимости фотопроводимости от энергии фотонов сигнального излучения  $h\nu$ , что и наблюдается в экспериментальных кривых. Можно предположить, что в рельефе величина  $L(E)$  практически не изменяется. Поскольку основная энергетическая зависимость для плотности состояний и функции распределения содержится в доле доступного объема  $V(E)$  [2,5], то, считая проводимость на пороге подвижности  $\sigma(E_p)$  малой (при подгонке вообще пренебрегая самим фактом его существования), можно  $S_0(E)$  определить как величину, пропорциональную  $V(E)$ .

Учет конечности величин  $E_p$  и  $\sigma(E_p)$  привел бы к появлению дополнительных слагаемых в выражении для спектральной зависимости фотопроводимости  $\sigma(h\nu)$ . Эти слагаемые изменили бы энергию отсечки линейного участка, что соответствует погрешности в определении степени заполнения мелкого донора, а также исказили бы спектральную зависимость фотопроводимости при энергиях фотонов, соответствующих забросу носителей заряда вблизи от порога подвижности  $E_p$ . Однако предположение о пропорциональности  $S_0(E)$  доле доступного объема заведомо "не работает" при этих энергиях и поэтому при подгонке соответствующий участок спектра нами не рассматривался. Что касается погрешности в определении степени заполнения мелкого донора из-за учета конечности величин  $\sigma(E_p)$  и  $E_p$ , то необходимо сделать следующее замечание. Поскольку отношения  $N_0/N_d$  в результате подгонки оказались близкими к экспериментально определенным из оптических измерений, можно считать целесообразным подход, при котором энергетический порог подвижности  $E_p$  полагается равным  $-\infty$ , а  $\sigma(E_p) = 0$ .

Близость подгоночного параметра  $W$  к соответствующей величине, определенной из расчета, означает, по нашему мнению, слабую зависимость от энергии носителя среднего квадрата оператора скорости в рельефе. Тем не менее некоторое отличие в величинах масштаба потенциального рельефа для образца 2, у которого, как уже отмечалось выше, крупномасштабная часть рельефа более значима по сравнению со среднимасштабной, свидетельствует, по-видимому, о более сильной энергетической зависимости среднего квадрата оператора скорости в рельефе. Сдвиг участка линейной зависимости  $\sigma(h\nu)$  при увеличении интенсивности коротковолновой подсветки (см. рис. 1) позволяет утверждать, что в условиях

спектроскопического эксперимента перезарядка мелкой примеси мала и распределение носителей по мелкому донору близко к фермиевскому.

Итак, предложено модельное описание спектральной зависимости фотопроводимости, нормированной на поглощение, для компенсированного германия при низкой температуре. Близость подгоночных параметров этого модельного описания к экспериментально определенным или независимо рассчитанным значениям позволяет сделать вывод о слабой энергетической зависимости в рельефе среднего квадрата оператора скорости (или длины свободного пробега). Представляется интересной и обратная задача, имея достоверную информацию об этой величине, из сравнения модельного и экспериментального спектров фотопроводимости, нормированной на поглощение, более точно определить характеристики рельефа, например его энергетический масштаб.

Авторы признательны В.Н. Губанкову за поддержку в работе и обсуждение результатов.

## Список литературы

- [1] Ю.П. Дружинин, Е.Г. Чиркова. ФТП, **29**, 1575 (1995).
- [2] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [3] Ш.М. Коган. ФТП, **11**, 1979 (1977).
- [4] Нгуен Ван Лиен, Б.И. Шкловский. ФТП, **13**, 1763 (1979).
- [5] В. Карпус, В.И. Перель. ФТП, **16**, 2129 (1982).
- [6] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1982).

Редактор Т.А. Полянская

## The random potential relief and impurity photoconductivity of compensated germanium

Yu.P. Druzhinin, E.G. Chirkova

Institute of Radio Engineering and Electronics,  
Russian Academy of Sciences,  
101999 Moscow, Russia

**Abstract** A model has been proposed of the photoconductivity spectrum normalized to optical absorption of compensated germanium at a low temperature  $kT \ll W$  ( $W$  being energy scale of the random potential created by the Coulomb impurity interaction).  $W$  and the occupation ratio of a shallow impurity band has been determined from a model adjusted for the experimental spectrum. The conclusion has been drawn that the electron energy dependence of the mean free path in the random potential relief is weak.