

Об экспериментальном определении поправок к функции распределения горячих дырок в германии в скрещенных электрическом и магнитном полях

© В.Н. Тулупенко

Донбасская государственная машиностроительная академия,
343913 Краматорск, Украина

(Получена 16 декабря 1997 г. Принята к печати 27 апреля 1998 г.)

Предлагается метод определения поправок к функциям распределения горячих тяжелых и легких дырок, основанный на экспериментальном определении коэффициента поглощения инфракрасного излучения при межподзонных переходах горячих тяжелых и легких дырок в германии в скрещенных электрическом и магнитном полях. Метод основан на неоднозначной зависимости коэффициента поглощения от энергий квантов оптических переходов из подзоны легких дырок в подзону, отщепленную вследствие спин-орбитального взаимодействия. Учет поправок улучшает соответствие коэффициента усиления при прямых оптических переходах между подзонами легких и тяжелых дырок, рассчитанного на основании измерений коэффициента поглощения в ближней инфракрасной области спектра, и измеренного в прямых экспериментах в дальней инфракрасной области спектра.

Задача определения функций распределения (ФР) горячих тяжелых (ТД) и легких (ЛД) дырок в германии возникла в связи с необходимостью экспериментально оценить степень их инверсного межподзонного перераспределения в скрещенных электрическом и магнитном полях [1] для дальнего инфракрасного (ИК) диапазона спектра.

Известно, что структура валентной зоны германия (рис. 1) состоит из 3-х подзон: (ТД) ε_1 , (ЛД) ε_2 и подзоны ε_3 , отщепленной вследствие спин-орбитального взаимодействия. Величина расщепления при $k = 0$ составляет 0.29 эВ, т.е. подзона ε_3 является практически пустой при низких температурах. Такая структура валентной зоны позволяет определять ФР горячих тяжелых и легких дырок по следующей методике.

Как известно, [2] коэффициент поглощения при межподзонных прямых переходах дырок записывается в виде

$$\alpha_{ij}(h\nu) = \frac{2e^2\hbar|\bar{P}_{ij}(k)|^2k[f_i(\varepsilon_i) - f_j(\varepsilon_j)]}{\pi cm_0^2nh\nu(\partial\varepsilon_i/\partial k^2 - \partial\varepsilon_j/\partial k^2)}, \quad (1)$$

где n — показатель преломления, c — скорость света, $f_\beta(\varepsilon_\beta)$ — функции распределения дырок в подзонах ε_β (β — номер подзоны, $\beta = i, j = 1, 2, 3$), $|\bar{P}_{ij}(k)|^2 = (m_0^2k^2/\hbar^2)\bar{W}_{ij}(k)$ — квадрат матричного элемента оператора импульса, усредненный по направлениям волнового вектора \mathbf{k} , и $\rho(k) = (k/2\pi)(\partial\varepsilon_i/\partial k^2 - \partial\varepsilon_j/\partial k^2)$ — приведенная плотность состояний i -й и j -й подзон, которая определяется их законами дисперсии. В соответствии с [2] при малых k (что как раз соответствует дальнему ИК диапазону для прямых оптических переходов между подзонами ТД и ЛД) вероятность переходов $\bar{W}_{ij}(k)$ можно считать константой, и тогда коэффициент поглощения для переходов $i \rightarrow 3$ может быть записан в более простом и удобном для практических применений виде

$$\alpha_{i3} = B(\lambda)f_i(\varepsilon). \quad (2)$$

Здесь λ — длина волны излучения, соответствующего переходам $i \rightarrow 3$, $B(\lambda)$ — некоторый коэффициент. В таком случае, сравнивая коэффициент поглощения α_T , измеренный в равновесных условиях при некоторой температуре T , с коэффициентом поглощения α , измеренным при наличии электрического (\mathbf{E}) и магнитного (\mathbf{B}) полей, можно определить ФР в i -й подзоне $f(\varepsilon_i)$ из соотношения

$$\frac{\alpha_T}{\alpha} = \frac{f_T(\varepsilon_i)}{f(\varepsilon_i)}, \quad (3)$$

где $f_T(\varepsilon_i)$ — равновесная (больцмановская) ФР при температуре T . В эксперименте измеряется модуляция коэффициента поглощения в скрещенных электрическом и магнитном полях $\Delta\alpha(\lambda)$ и, соответственно, $\alpha(\lambda) = \alpha_0(\lambda) + \Delta\alpha(\lambda)$, где $\alpha_0(\lambda)$ — коэффициент поглощения, измеренный в равновесных условиях ($\mathbf{E} = \mathbf{B} = 0$) при температуре проведения эксперимента T_0 .

Аналогичная процедура ранее использовалась для определения ФР тяжелых дырок [3,4] в сильных электрических полях без магнитного поля. Что касается легких дырок, то здесь необходимо сделать несколько замечаний. Во-первых, приведенная плотность состояний подзон 2 и 3 ($\partial\varepsilon_2/\partial k^2 - \partial\varepsilon_3/\partial k^2$) при $\varepsilon_2 \approx 0.09$ эВ имеет сингулярность — наклоны подзон 2 и 3 одинаковы. Это приводит к резкому возрастанию $\alpha_{23}(\lambda)$ при увеличении электрического поля вследствие увеличения числа ЛД в области сингулярности. Во-вторых, уширение поглощения из-за интенсивного испускания оптических фононов дысками в подзоне 3 становится заметным в сравнении с шириной пика поглощения для переходов $2 \rightarrow 3$. В-третьих, зависимость $h\nu_{23}(\varepsilon_2)$ имеет неоднозначный характер (см. вставку на рис. 1), что особенно существенно для определения ФР при больших напряженностях электрического поля. Тем не менее, как показано прямыми расчетами в [5] для случая, когда к образцу приложено только электрическое поле, ФР

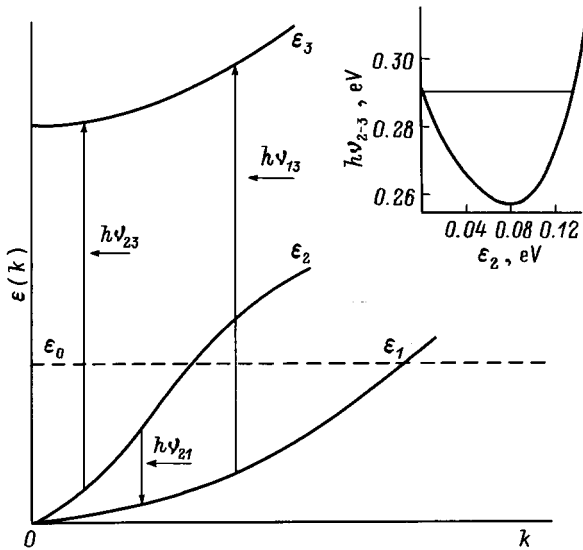


Рис. 1. Структура валентной зоны германия (изображение схематическое). На вставке — зависимость энергии кванта для оптических переходов $2 \rightarrow 3$ от энергии легких дырок.

легких дырок в диапазоне энергий, меньших энергии оптического фонона ε_0 ($\varepsilon_2 < \varepsilon_0$), чему соответствуют длины волн переходов $\lambda_{23} = 4.2 \div 4.5 \mu\text{м}$, (в так называемой пассивной области) может быть найдена достаточно точно, если средняя энергия дырок не очень велика ($\langle \varepsilon_2 \rangle \leq \varepsilon_0$). В таком случае перечисленные выше факторы не очень существенны и предложенная схема определения ФР остается справедливой и для ЛД. Это условие как раз подходит к измерениям в скрещенных электрическом и магнитном полях, когда магнитное поле не дает возможности ЛД набирать большую энергию, и наши эксперименты в электрических полях до 2 кВ/см еще раз подтвердили справедливость сделанных в работе [5] выводов. (Более детально об определении ФР ЛД в полях $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ см. в [6,7]).

Однако в процессе проведения экспериментов возникла необходимость определения ФР ЛД в пассивной области и в более сильных электрических полях. При этом средняя энергия ЛД становится уже больше энергии оптического фонона и коэффициент поглощения для переходов $2 \rightarrow 3$ представляет собой неоднозначную функцию энергии ЛД, в том числе и в пассивной области. Действительно, как показано во вставке к рис. 1, коэффициент поглощения, измеряемый в эксперименте, $\alpha_{2 \text{ exp}} \equiv \alpha_2$, может быть записан в виде суммы двух составляющих

$$\alpha_2|_{\lambda} = \alpha_2(\varepsilon'_2)|_{\lambda} + \alpha_2(\varepsilon''_2)|_{\lambda}, \quad (4)$$

где $\alpha(\varepsilon'_2)$ — коэффициент поглощения легкими дырками на левой стороне зависимости $\hbar\nu_{23}(\varepsilon_2)$, $\alpha(\varepsilon''_2)$ — то же самое на правой стороне при одной и той же энергии кванта $\hbar\nu$ (длине волны λ). Таким образом, для правильного определения ФР ЛД необходимо оценить вклад в $\alpha_{2 \text{ exp}}$ высокоэнергетических дырок с энергией

$\varepsilon_2 \geq 0.09 \text{ эВ}$. Результаты наших экспериментов указали путь, каким образом это можно сделать. Суть метода состоит в следующем.

Из вида зависимости $\hbar\nu_{23}(\varepsilon_2)$ следует, что диапазон энергий ε''_2 , который может давать вклад в коэффициент поглощения для энергий ε'_2 , простирается от 0.09 до 0.13 эВ . При $\varepsilon''_2 > 0.13 \text{ эВ}$ энергия поглощаемых легкими дырками квантов уже соответствует спектральному диапазону для переходов $1 \rightarrow 3$, вблизи $\varepsilon_1 = 0$. Таким образом, в сильных электрических полях коэффициент поглощения ТД α_1 также может быть записан в виде двух слагаемых, по аналогии с (4)

$$\alpha_1|_{\lambda} = \alpha_1(\varepsilon_1)|_{\lambda} + \alpha_2(\varepsilon''_2)|_{\lambda}. \quad (5)$$

Анализ ФР ТД подтверждает это предположение. На рис. 2 представлены логарифмы ФР легких и тяжелых дырок при разных напряженностях электрического поля. В полях до 2 кВ/см $\ln f(\varepsilon_1)$ в пассивной области представляет собой прямую. В то же время при $E = 3.2 \text{ кВ/см}$ и, более наглядно, при $E = 3.8 \text{ кВ/см}$ $\ln f(\varepsilon_1)$ в области малых энергий испытывает тенденцию к увеличению. Так как нет видимых физических причин, объясняющих этот факт при рассмотрении только подзоны тяжелых дырок, логично предположить, что он связан с вкладом высокоэнергетических легких дырок в измеряемый коэффициент поглощения $\alpha_1|_{\lambda}$. Тогда очевидно, что экстраполяция логарифма ФР ТД в области малых энергий прямой будет соответствовать ее реальным значениям. Далее используем процедуру, обратную к восстановлению ФР,

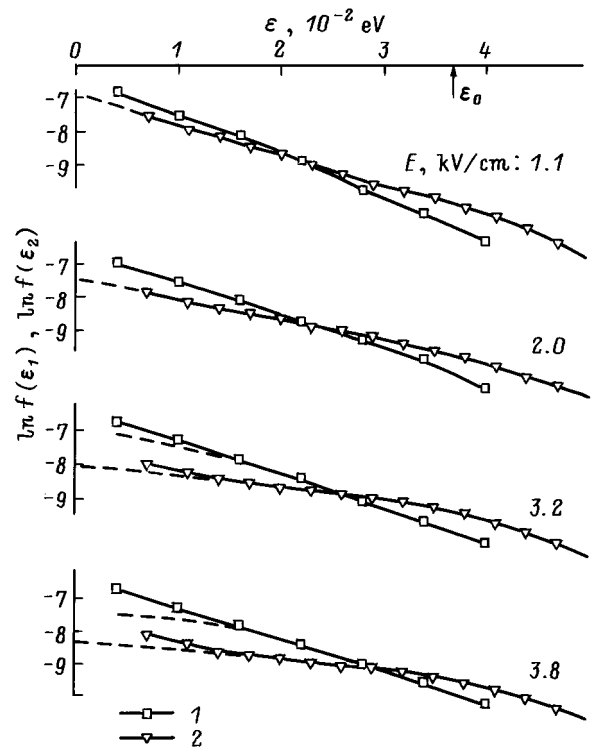


Рис. 2. Функции распределения легких (1) и тяжелых (2) дырок. $T_0 = 10 \text{ К}$; $B = 2.2 \text{ Тл}$; $p = 1.6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

и находим истинный коэффициент поглощения ТД по известной ФР ТД $f'(\varepsilon_1)$ — по той, что получена экстраполяцией в область малых энергий,

$$\alpha_1(\varepsilon_1) = \frac{f'(\varepsilon_1)\alpha_T}{f_T(\varepsilon_1)}. \quad (6)$$

Из (5) и (6) находим $\alpha_2(\varepsilon_2')$. Предполагая, что $f(\varepsilon_2')$ — бoльцмановская ФР с температурой T_h ,

$$f(\varepsilon_2') = A \exp\left(-\frac{\varepsilon_2'}{kT_h}\right), \quad (7)$$

а вся совокупность экспериментальных данных и расчеты методом Монте–Карло [8] это подтверждают, из двух уравнений (7) (для двух значений энергий ε_2') для двух неизвестных A и T_h можно восстановить $f(\varepsilon_2')$ в явном виде. После этого, спустившись по энергии в диапазон $0.09 \div 0.13$ эВ, находим вклад высокоэнергетичных легких дырок в измеряемый экспериментально коэффициент поглощения ЛД при заданной энергии кванта. Далее из (4) находим "истинный" коэффициент поглощения $\alpha(\varepsilon_2')$ и находим $f_2(\varepsilon_2')$ по обычной методике. На рис. 2 пунктиром показаны ФР ЛД с учетом найденных поправок.

Расчеты ФР легких и тяжелых дырок методом Монте–Карло [8], выполненные для условий, реализуемых в наших экспериментах, подтвердили справедливость вышеизложенной методики учета вклада высокоэнергетичных ЛД в измеряемые коэффициенты поглощения тяжелых и легких дырок. Отличие коэффициента усиления для межподзонных переходов $2 \rightarrow 1$ в дальнем ИК диапазоне спектра, рассчитанного на основании найденных ФР легких и тяжелых дырок с учетом поправок, от определенного в прямых экспериментах коэффициента усиления [9] не превышает 10%. Игнорирование поправок приводит к увеличению расхождения от 30 до 60% в зависимости от величины приложенного электрического поля и концентрации дырок.

Автор признателен Л.Е. Воробьеву, Д.А. Фирсову и С.Н. Данилову за плодотворные дискуссии при обсуждении данной работы.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и гранта 2.4/970 ФФД Украины и гранта НАТО НТЕСН. LG 960931.

Список литературы

- [1] А.А. Андронов, В.А. Козлов, Л.С. Мазов, В.Н. Шастин. Письма ЖЭТФ, **30**, 585 (1979).
- [2] E.O. Kane. J. Phys. Chem. Sol., **1**, 82 (1956).
- [3] W.E. Pinson, R. Bray. Phys. Rev., **136**, 1449 (1964).
- [4] Л.Е. Воробьев, Ю.К. Пожела, А.С. Реклайтис, В.И. Стафеев, А.Б. Федорцов. ФТП, **12**, 742 (1978).
- [5] Л.Е. Воробьев, Ю.К. Пожела, А.С. Реклайтис, В.И. Стафеев, А.Б. Федорцов. ФТП, **12**, 1585 (1978).
- [6] Л.Е. Воробьев, Ф.И. Осокин, В.И. Стафеев, В.Н. Тулупенко. Письма ЖЭТФ, **34**, 125 (1981).

- [7] Л.Е. Воробьев, В.Н. Тулупенко. В кн.: *Вопросы физики полупроводников. Сер. Актуальные вопросы физики полупроводников* (Л., ФТИ, 1984) с. 134.
- [8] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, В.И. Стафеев, В.Н. Тулупенко, Ю.К. Пожела, Е.В. Стариков, П.Н. Шикторов. ФТП, **19**, 1176 (1985).
- [9] L.E. Vorobjev, S.N. Danilov, V.I. Stafeev, D.A. Firsov. Laser Phys., **7**, 369 (1997).

Редактор Л.В. Шаронова

Experimental corrections to the hot hole distribution function in germanium under crossed electric and magnetic fields

V.N. Tulupenko

Donbass State Engineering Academy,
343913 Kramatorsk, Ukraine

Abstract The procedure of finding corrections to the hot hole distribution functions obtained from the absorption coefficient measurements at the intersubband transitions of hot heavy and light holes in germanium under crossed electric and magnetic field is suggested. This procedure is based on an ambiguous dependence of energies of quanta at transitions of light holes to a subband that is split off due to the spin-orbital interaction. The allowance for these corrections improves the compliance of the gain for direct optical transitions between the light and heavy subbands (the gain being calculated from measurements of absorption coefficient in the near infrared region) and that measured directly in the far infrared region.

E-mail: tvn@laser.dgma.edu.donetsk.ua