

24. Bloom I., Nemirovsky Y.// IEEE. transaction on electron devices. 1991. V. 38. № 8. P. 1792—1796.

25. Мэтьюз Д. Г., Финк К. Д. Численные методы. Использование MATLAB; 3-е изд. — М.: Изд. дом "Вильямс", 2001. Гл. 10.

26. Bovina L. A., Bourlakov I. D., Ivanov V. Y., Golovin S. V., Mansvetov N. G., Soliakov V. N., Stafeev V. I.// Proc. SPIE. 1998. V. 3819. P. 2—8.

Статья поступила в редакцию 20 апреля 2007 г.

A new method of numerical analysis of stationary fluctuation phenomena in the semiconductor structures and devices

A. Yu. Selyakov

Orion Research-and-Production Association, Moscow, Russia

On the basis of modification of the Langevin method a new method of numerical analysis of stationary fluctuation phenomena in the semiconductor structures and devices is proposed. The main system of equations of the method is the system of linear algebraic equations for computation of correlators of fluctuations of concentrations of mobile carriers and currents and not a system of stochastic differential equations. The method take into account both the accidental nature of processes of generation—rekombination, and the accidental nature of scattering processes. Results of numeral computation of spectral density of noise of test n^+ - p -junction well agree with the analytical solution.

УДК 621.315.592

Определение времени жизни основных и неосновных носителей заряда в CdHgTe p -типа методом фотопроводимости в магнитном поле

Д. Ю. Протасов, В. Н. Овсяк

Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск, Россия

В. Я. Костюченко, В. С. Крылов

Сибирская государственная геодезическая академия, г. Новосибирск, Россия

Определено время жизни основных и неосновных носителей заряда в пленках МЛЭ CdHgTe p -типа при низких температурах. Обнаружено, что фотопроводимость в магнитном поле в геометрии Фарадея ($E \perp B \parallel k$) имеет независимую от магнитного поля составляющую, обусловленную вкладом неравновесных основных носителей (дырок). Этот вклад может составлять до 20 % от амплитуды стационарной фотопроводимости, что приводит к завышению определяемого данным методом значения времени жизни электронов.

Тройной сплав $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ), где x — мольное содержание Cd, на сегодняшний день является основным материалом для создания фотоприемных устройств (ФПУ) для среднего (3—5 мкм) и дальнего (8—12 мкм) инфракрасного диапазонов [1]. Большеформатные ФПУ изготавливают преимущественно в виде матриц n - p -переходов, причем база обычно имеет проводимость p -типа. Это связано прежде всего с тем, что технологически легче сформировать область с проводимостью n -типа в p -типе, чем наоборот. При этом ключевыми параметрами материала, которые необходимо кон-

тролировать для получения высококачественных ФПУ, являются время жизни и подвижность неосновных носителей заряда (электронов).

В вакансионном p -КРТ для $x \sim 0,22$ ($\lambda_c \sim 10$ мкм) время жизни носителей заряда при низких температурах ограничено рекомбинацией Шокли-Рида [2]. В этом случае, как показано в работах [3, 4], значение времени жизни зависит от способа его измерения. При использовании для этой цели метода стационарной фотопроводимости обычно предполагается, что изменение проводимости обусловлено только неравновесными неосновными

электронами, так как разница в подвижностях электронов и дырок очень велика.

В данной работе показано, что в случае значительной концентрации рекомбинационных центров неравновесные тяжелые дырки могут давать заметный вклад в стационарную фотопроводимость. Это приводит к завышению значения времени жизни неосновных электронов, определяемых таким методом.

Образцы

Исследуемые образцы изготавливали из пленок, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках из GaAs ориентации (013) [5]. Толщина пленок была 7—10 мкм, состав 0,21—0,23. После роста образцы имели *n*-тип проводимости, и для конвертирования в *p*-тип их отжигали в нейтральной атмосфере гелия. На подобных образцах изготавливались фотоприемники с высокими характеристиками [6].

Образцы представляли собой полоски длиной 10 и шириной 1 мм, которые укреплялись на сапфировой подложке. Омические контакты к образцам были изготовлены из индия, их качество контролировали с помощью измерения ВАХ.

Для измерения фотопроводимости в геометрии Фарадея — $\mathbf{E} \perp \mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$ (магнито-фотопроводимости, — МФП) образец освещался светодиодом с длиной волны $\lambda = 0,94$ мкм. Излучение, не попадая на контакты, направлялось узкой диафрагмой на центральную область образца параллельно магнитному полю (рис. 1).

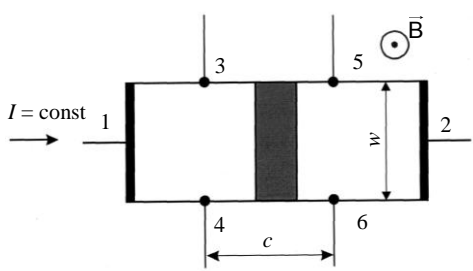


Рис. 1. Схема измерения МФП:

Освещенная часть образца затемненная. Ток проходит через контакты 1, 2; сигнал МФП и магнитосопротивление измеряются с контактов 3, 5 или 4, 6; эффект Холла — с контактов 3, 4 или 5, 6

Сигнал МФП снимался с контактов 3, 5 (или 4, 6) как падение напряжения $\Delta U_{\sigma}(B)$ при освещении. Детали экспериментальной установки и методика измерений описаны в [7].

Теория

В работе [7] было получено выражение, описывающее зависимость МФП от магнитного поля для

p-КРТ при низких температурах при условии доминирующей рекомбинации Шокли-Рида

$$\Delta U_{\sigma}(B) = -\frac{cI}{wd} \cdot \frac{\Delta n}{q} \cdot \frac{\mu_n}{p_0^2 \mu_p^2 (1 + \mu_n^2 B^2)} - \frac{cI}{wd} \cdot \frac{\Delta n}{q} \cdot \frac{K}{p_0^2 \mu_p} = \frac{\Delta U_{\sigma}^{\sim}(0)}{1 + \mu_n^2 B^2} + \Delta U_{\sigma}^{\text{const}}, \quad (1)$$

где *c*, *w*, *d* — длина, ширина и толщина образца, соответственно;

I — ток через образец;

Δn — концентрация неравновесных электронов;

μ_n и μ_p — подвижность электронов и дырок, соответственно;

*p*₀ — равновесная концентрация дырок;

B — магнитная индукция;

K — коэффициент захвата, равный $K = \Delta p / \Delta n$.

Из выражения (1) видно, что МФП состоит из двух компонент: переменной $\Delta U_{\sigma}^{\sim}(B)$ и постоянной $\Delta U_{\sigma}^{\text{const}}$. На рис. 2 построена теоретическая кривая МФП, рассчитанная по формуле (1) для следующих параметров: $\mu_n = 5$ м²/В·с, $\mu_p = 0,05$ м²/В·с, *K* = 20. Так как переменная компонента МФП обусловлена неосновными электронами, то по магнитолевой зависимости сигнала $\Delta U_{\sigma}^{\sim}(B)$ можно определить их подвижность. Для этого необходимо измерить величину магнитной индукции *B_f* (Тл), соответствующую уровню сигнала $\Delta U_{\sigma}^{\sim}(0)/2$ (см. рис. 2). В этой точке выполняется условие $1 + \mu_n^2 B_f^2 = 2$, откуда легко получается формула для подвижности

$$\mu_n = 1/B_f \quad (\text{м}^2/\text{В}\cdot\text{с}). \quad (2)$$

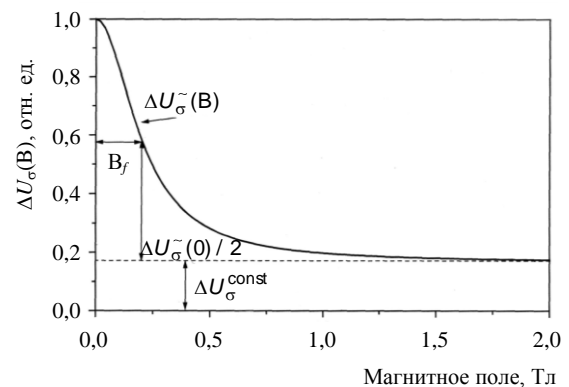


Рис. 2. Теоретическая зависимость МФП от магнитного поля

Для выяснения физического смысла постоянной составляющей $\Delta U_{\sigma}^{\text{const}}$ запишем уравнение электронейтральности для случая большой концентрации рекомбинационных центров

$$\Delta p = \Delta n \cdot (1 + K), \tag{3}$$

где K — коэффициент захвата, причем $K \gg 1$.

Следовательно, концентрация неравновесных дырок будет существенно превосходить концентрацию неравновесных электронов. Поэтому даже несмотря на малую подвижность ($\mu_n/\mu_p \sim 100$), тяжелые дырки дают заметный вклад в МФП. Так как в диапазоне используемых в эксперименте магнитных полей выполняется соотношение $\mu_p B \ll 1$, то величина этого вклада будет постоянной.

Так как МФП выходит на насыщение уже при 1,5—2 Тл, то из (1) можно получить выражение для определения коэффициента захвата K

$$K = \frac{\mu_n}{\mu_p} \cdot \frac{1}{\Delta U_{\sigma}(0)/\Delta U_{\sigma}(2) - 1}. \tag{4}$$

С другой стороны, коэффициент захвата можно выразить через соотношение времени жизни основных и неосновных носителей. Вследствие принципа детального равновесия темпы рекомбинации электронов и дырок должны быть равны

$$R_p = \frac{\Delta p}{\tau_p} = R_n = \frac{\Delta n}{\tau_n}. \tag{5}$$

Тогда, пользуясь уравнением электронейтральности (3), можно записать

$$K = \tau_p/\tau_n - 1. \tag{6}$$

Таким образом, измерение МФП позволяет экспериментально находить подвижность неосновных электронов и соотношение времени жизни основных и неосновных носителей.

Эксперимент

На рис. 3 приведены результаты измерения МФП для двух образцов. Как видно, характер магнитопольных зависимостей МФП для обоих образцов одинаков, однако величина постоянной составляющей $\Delta U_{\sigma}^{\text{const}}$ у них отличается. Для образца № 2 величина этой составляющей достигает почти 20 % от максимальной величины сигнала. Следовательно, для p -КРТ это может приводить к завышению значений времени жизни неосновных носителей при определении его методом стационарной фотопроводимости.

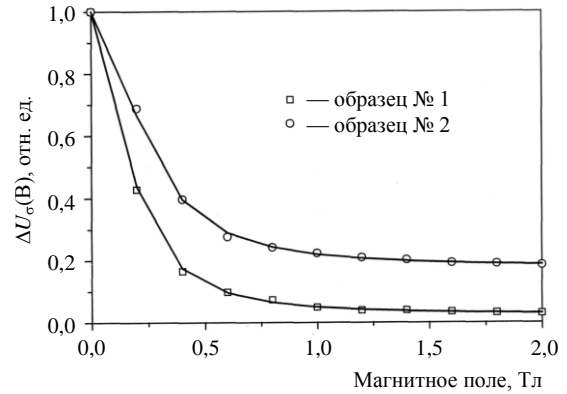


Рис. 3. Экспериментальные и теоретические магнитопольные зависимости МФП для двух образцов

Через экспериментальные точки проходят кривые, рассчитанные по формуле (1). Параметры неосновных носителей заряда, использованные для расчета, были определены по формулам (2), (4), (6), и их значения приведены в таблице. Концентрация и подвижность основных носителей заряда (тяжелых дырок) найдены с помощью измерения эффекта Холла и магнитосопротивления.

№ образца	$\mu_n, \text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	$\mu_p, \text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	$p_0, \text{м}^{-3}$	K	τ_p/τ_n
1	5,8	0,055	$5,7 \cdot 10^{21}$	2,5	3,5
2	4,1	0,052	$5,0 \cdot 10^{21}$	17,1	18,1

Оценим плотность рекомбинационных центров в исследуемых образцах. Для этого представим коэффициент захвата K в виде [4]

$$K = \frac{\sigma_n V_n N_t}{\sigma_p V_p p_0}, \tag{6}$$

где $\sigma_n, \sigma_p, V_n, V_p$ — сечения захвата и среднеквадратические тепловые скорости для электронов и дырок, соответственно;

N_t — концентрация рекомбинационных центров;

p_0 — концентрация равновесных электронов.

Для оценки предположим, что $V_n/V_p = \sqrt{m_p^*/m_n^*} \approx 10$ и $\sigma_n/\sigma_p \approx 100$ [4].

Тогда концентрация рекомбинационных центров составит $1,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ для образца № 1 и $8,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ — для образца № 2. Полученные результаты несколько меньше значений, приведенных в работе [8].

Для исследуемых образцов по методике [9] из анализа измерений фотомагнитного эффекта и фотопроводимости в магнитном поле в геометрии Фойгта ($\mathbf{E} \perp \mathbf{V} \parallel \mathbf{k}$) было определено время жизни

неосновных электронов. Для образца № 1 время жизни составило 30 нс, для образца № 2 — 10,5 нс. Для этих значений с использованием данных таблицы можно найти время жизни основных носителей заряда (тяжелых дырок): для образца № 1 — 105 нс, для образца № 2 — 190 нс.

Заключение

Обнаружено, что фотопроводимость в геометрии Фарадея (МФП) имеет независимую от магнитного поля составляющую. По величине этой составляющей определены концентрации рекомбинационных центров и соотношение времени жизни основных и неосновных носителей заряда в исследованных образцах.

Показано, что при наличии высокой концентрации рекомбинационных центров пренебрежение вкладом неравновесных тяжелых дырок в стационарную фотопроводимость приводит к завышению определяемого этим методом значения времени жизни электронов. Для исследованных образцов эта ошибка может достигать 20 %.

Работа поддержана комплексным интеграционным проектом СО РАН 3.20

Литература

1. *Рогальский А.* Инфракрасные детекторы. — Новосибирск: Наука, 2003. — 636 с.
2. *Lopes V. C., Syllaios A. S., Chen M. C.*// Sem. Sci. Technol. 1993. V. 8. P. 824.
3. *Fastow R., Nemirovsky Y.*// Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. № 18. P. 1882—1884.
4. *Fastow R., Goren D., Nemirovsky Y.*// J. Appl. Phys. 1990. V. 68. № 7. P. 3405—3411.
5. *Сидоров Ю. Г., Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н. и др.*// ФТП. 2001. Т. 35. № 9. С. 1092—1101.
6. *Vasiliev V. V., Ovsyuk V. N., Sidorov Yu. G.*// Proc. SPIE. 2001. V. 5065. P. 39.
7. *Варавин В. С., Дворецкий С. А., Костюченко В. Я., Овсяук В. Н., Протасов Д. Ю.*// ФТП. 2004. Т. 38. Вып. 5. С. 532—537.
8. *Nemirovsky Y., Fastow R., Meyassed M., Unikovsky A.*// J. Vac. Sci. Technol. B. 1991. V. 9. № 3. P. 1829—1884.
9. *Костюченко В. Я., Студеникин С. А., Варавин В. С., Протасов Д. Ю.*// Автометрия. 1996. № 4. С. 77—81.

Статья поступила в редакцию 15 марта 2007 г.

Determination of majors and minors lifetimes of charge carriers in *p*-HgCdTe via photoconductivity in magnetic field

D. Yu. Protasov, V. N. Ovsyuk

Institute of Semiconductors Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia

V. Ya. Kostyuchenko, V. S. Krylov

Siberian State Geodetic Academy, Novosibirsk, Russia

*In this work a majors and minors lifetimes of charge carriers in layers MBE *p*-HgCdTe at low temperatures were determined. It has been found that photoconductivity in magnetic field at Faraday geometry ($E \perp B // k$) have a component, independent from magnetic field. This constant component induced by contribution of major nonequilibrium charge carriers (heavy holes). Was demonstrated that such contribution may make up to 20 % from magnitude of stationary photoconductivity. It overestimate of electrons lifetime, determined by this method.*

УДК 532.614.2.541.1

Контактный скачок давления на границе сред и альтернативы концепции сил поверхностного натяжения

С. И. Иголкин

Балтийский государственный технический университет,
Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрены различия в силовом и энергетическом состояниях молекул в объеме, на контактной и свободной границе конденсированной фазы. Причиной явлений смачивания и