

# Излучательное время жизни электронов и дырок в тонком слое полупроводника

© В.И. Пипа<sup>†</sup>

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,  
03028 Киев, Украина

(Получена 27 сентября 2005 г. Принята к печати 15 ноября 2005 г.)

Вычислено излучательное время жизни невырожденных электронов и дырок, однородно распределенных в полупроводниковом слое, который расположен на подложке или ограничен двумя диэлектрическими средами. Полученное выражение учитывает эффекты перепоглощения и интерференции излучения и определяет зависимости излучательного времени жизни от показателей преломления внешних сред и от толщины слоя.

PACS: 78.20.Bh, 78.20.Ci, 78.55.-m

Излучательное время жизни возбужденной атомной системы зависит, как известно [1–3], от диэлектрических свойств среды, с которой граничит излучающая система. Зависимость излучательного времени жизни электронов и дырок ( $\tau_r$ ) в полупроводниковых слоях от показателя преломления внешней среды ( $n_{\text{ext}}$ ) и отличие  $\tau_r$  от объемного значения [4] исследовались в [5,6]. В [5] учтен эффект перепоглощения рекомбинационного излучения, время  $\tau_r$  вычислено для слоя с малыми углами полного внутреннего отражения и с толщиной  $l$ , значительно большей длины волны излучения  $\lambda$ . В [6] исследовался оптически тонкий слой полупроводника, расположенный на подложке или между двумя диэлектриками. Зависимость  $\tau_r$  от  $n_{\text{ext}}$  найдена для предельных случаев  $l \ll \lambda$  и  $l \gg \lambda$ . Функциональная зависимость  $\tau_r^{-1} \propto (n_{\text{ext}}^2 + 1)$ , полученная при  $l \gg \lambda$  для слоя на подложке, описывает экспериментальные результаты для слоя GaAs на подложке при  $n_{\text{ext}} \leq n$  ( $n$  — показатель преломления полупроводника). В [7] зависимости  $\tau_r^{-1}(n_{\text{ext}})$  [6] сопоставлялись с зависимостью от  $n_{\text{ext}}$  скорости спонтанной эмиссии атомами, расположенными в прозрачном слое. Для слоя на подложке показано, что при  $l \gg \lambda$  отношение скорости эмиссии к  $(n_{\text{ext}}^2 + 1)$  остается с ростом  $n_{\text{ext}}$  приблизительно постоянным, если не учитывать эмиссию волноводных мод. В данной работе излучательное время жизни в слое полупроводника вычислено с учетом перепоглощения излучения при произвольном соотношении между  $l$  и  $\lambda$  и между  $n_{\text{ext}}$  и  $n$ . Полученное выражение для  $\tau_r$  обобщает результат работы [5] и уточняет теоретические зависимости  $\tau_r(n_{\text{ext}})$  [6].

Рассмотрим слой полупроводника ( $z_1 \leq z \leq z_2$ ), который поверхностью  $z = z_j$  граничит со средой  $j$  с показателем преломления  $n_j$  ( $j = 1, 2$ ). В области частот  $\omega \geq E_g/\hbar$  ( $E_g$  — ширина запрещенной зоны) полупроводник имеет комплексный показатель преломления  $\tilde{n} = n + i\alpha/2k_0$ , где  $\alpha(\omega)$  — коэффициент поглощения,  $k_0 = \omega/c$ . Температура решетки полупроводника и носителей тока совпадает с температурой окружающей среды  $T$ .

Пусть  $dJ_{j\nu} = dJ_{j\nu}^{(r)} - dJ_{j\nu}^{(0)}$  обозначает интенсивность неравновесного излучения, испускаемого с единичной площадки поверхности слоя  $z = z_j$  в интервале частот  $d\omega$  в элемент телесного угла  $d\Omega_j$ , ось которого оставляет угол  $\vartheta_j$  с нормалью к поверхности. Здесь  $dJ_{j\nu}^{(r)}$  — интенсивность рекомбинационного излучения,  $dJ_{j\nu}^{(0)}$  — интенсивность теплового излучения слоя, которая определяется законом Кирхгофа, индекс  $\nu = s, p$  отмечает поляризацию волн. Электроны и дырки рассматриваем, как и в [5,6], невырожденными и однородно распределенными. Предполагаем также, что  $\exp(-E_g/T) \ll 1$ . В этом случае  $dJ_{j\nu}^{(r)}$  отличается от  $dJ_{j\nu}^{(0)}$  только множителем  $NP/N_i^2$ , где  $N$  и  $P$  — концентрации электронов и дырок,  $N_i$  — собственная концентрация носителей. Таким образом,

$$dJ_{j\nu} = \frac{\hbar\omega^3 n_j^2 f_0}{8\pi^3 c^2} \left( \frac{NP}{N_i^2} - 1 \right) A_{j\nu} \cos \vartheta_j d\Omega_j d\omega, \quad (1)$$

где  $f_0(\omega) = \exp(-\hbar\omega/T)$ ,  $A_{j\nu}(\omega, \vartheta_j)$  — поглощательная способность слоя для излучения, падающего из среды  $j$  на поверхность  $z = z_j$  под углом  $\vartheta_j$ ,

$$A_{j\nu} = 1 - |\rho_{j\nu}|^2 - |t_{j\nu}|^2 \frac{\text{Re}k_{j'z}}{k_{jz}}. \quad (2)$$

Здесь  $j, j' = 1, 2$  ( $j \neq j'$ ),  $\rho_{j\nu}$  и  $t_{j\nu}$  — амплитуды отражения и прохождения слоя,

$$\rho_{j\nu} = \frac{r_{j\nu} - \xi r_{j'\nu}}{\Delta_\nu}, \quad t_{j\nu} = \frac{(1 + r_{j\nu})(1 - r_{j'\nu})}{\Delta_\nu} \mu_\nu \xi^{1/2}, \quad (3)$$

$k_{jz} = k_0 n_j \cos \vartheta_j$  и  $k_{j'z} = k_0(n_j^2 - n_j'^2 \sin^2 \vartheta_j)^{1/2}$  —  $z$ -компоненты волновых векторов волн, падающих на слой и прошедших сквозь слой соответственно,  $\xi = \exp(\delta)$ ,  $\delta = 2k_z l$ ,  $k_z = k_0(\tilde{n}^2 - n_j^2 \sin^2 \vartheta_j)^{1/2}$ ,  $\Delta_\nu = 1 - \xi r_{1\nu} r_{2\nu}$ ,  $\mu_s = 1$ ,  $\mu_p = n_j/n_{j'}$ ,  $r_{j\nu}$  — амплитуда отражения волны, падающей из среды  $j$  на поверхность полубесконечного полупроводника.

Уменьшение числа носителей  $Nl$  за 1 с в слое толщиной  $l$  равно сумме потоков фотонов  $dJ_{j\nu}/\hbar\omega$  обеих поляризаций с энергиями  $\hbar\omega \geq E_g$ , которые излучаются

<sup>†</sup> E-mail: pipal@bigmir.net

с поверхностей слоя во все углы в полусфере. В результате получаем уравнение

$$\frac{dN}{dt} = -B(NP - N_i^2) \quad (4)$$

с коэффициентом излучательной рекомбинации

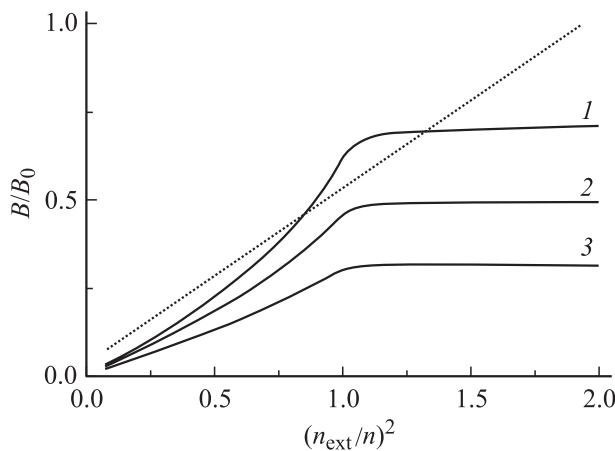
$$B = \frac{1}{(2\pi c N_i)^2 l} \sum_{j\nu} \int d\omega \omega^2 n_{j\nu}^2 f_0 \int_0^{\pi/2} d\vartheta_j \cos \vartheta_j \sin \vartheta_j A_{j\nu}. \quad (5)$$

Для толстого слоя с малым поглощением ( $\delta' = 2\text{Re}k_z l \gg 1$ ,  $\alpha \ll nk_0$ ) осциллирующие функции  $A_{j\nu}(\omega)$  в (5) можно усреднить по фазе  $\delta'$ . Получим

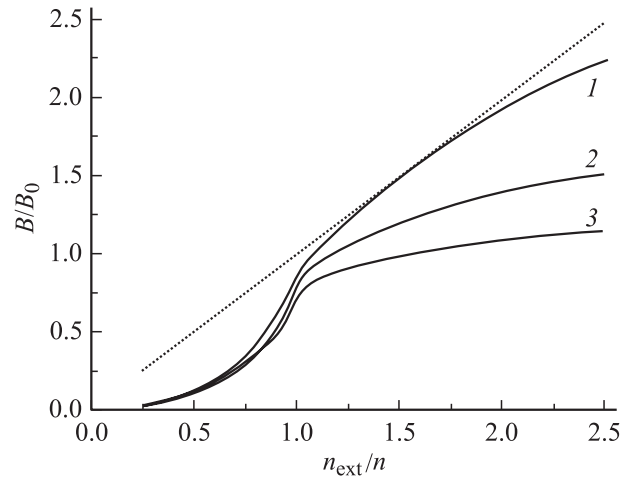
$$A_{j\nu} = \frac{(1 - \eta)(1 - R_{j\nu})(1 + \eta R_{j'\nu})}{1 - \eta^2 R_{j\nu} R_{j'\nu}}, \quad (6)$$

где  $\eta = \exp(-2\text{Im}k_z l)$ ,  $R_{j\nu} = |r_{j\nu}|^2$ . Если  $n_{\text{ext}} = 1$  и  $n^2 \gg 1$ , то (5) и (6) сводятся к выражению, полученному в [5]. Объемный коэффициент  $B_0$  [4] следует из (5) при  $n_j = n$  и  $A_{j\nu} = \alpha l / \cos \vartheta_j$ .

Зависимость коэффициента излучательной рекомбинации  $B$  от показателя преломления подложки  $n_2 \equiv n_{\text{ext}}$  ( $n_1 = 1$ ) представлена на рис. 1 кривыми 1–3 для слоев полупроводника с различными толщинами. Расчет проведен для коэффициента поглощения  $\alpha(\omega) = \alpha_0(\hbar\omega/E_g - 1)^{1/2}$  и использованы параметры:  $\alpha_0 = 5.3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ ,  $E_g = 1.42 \text{ эВ}$ ,  $n = 3.6$ ,  $T = 300 \text{ К}$ . Пунктирной линией показана для сравнения зависимость  $B(n_{\text{ext}})$ , полученная в [6] при  $l \gg \lambda$  ( $l \approx 4\lambda$  для кривой 3). Для начальных участков кривых уменьшение коэффициента  $B$  по сравнению с  $B_0$  [4], т.е. увеличение времени жизни ( $\tau_r \propto 1/B$ ), связано с тем, что только малая доля излучения выходит из слоя. При  $n_{\text{ext}} = 1$  и  $n^2 \gg 1$  из (5) и (6) в линейном по  $\alpha l$  приближении



**Рис. 1.** Коэффициент излучательной рекомбинации  $B$ , нормированный на объемное значение  $B_0$ , для слоя полупроводника, расположенного на подложке с показателем преломления  $n_{\text{ext}}$ . Толщина слоя  $l$ , мкм: 1 — 0.25, 2 — 0.5, 3 — 1. Пунктирная линия — функция  $B/B_0 = (n_{\text{ext}}^2 + 1)/2n^2$  [6].



**Рис. 2.** Нормированный коэффициент излучательной рекомбинации для тонкого слоя полупроводника, расположенного между диэлектрическими средами с показателем преломления  $n_{\text{ext}}$ . Толщина слоя  $l$ , мкм: 1 — 0.25, 2 — 0.5, 3 — 1. Пунктирная линия — функция  $B/B_0 = n_{\text{ext}}/n$  [6].

следует  $B = B_0/2n^2$  [5]. С ростом  $n_{\text{ext}}$  (для  $n_{\text{ext}} \leq n$ ) выход излучения из слоя увеличивается из-за увеличения угла полного внутреннего отражения и уменьшения отражения от подложки. Замедление роста  $B(n_{\text{ext}})$  при  $n_{\text{ext}} > n$  определяется главным образом увеличением отражения от подложки с ростом  $n_{\text{ext}}$ . Если  $n_{\text{ext}} \gg n$  ( $R_{2\nu} \approx 1$ ) и  $\alpha l \ll 1$ , то  $B \approx B_0/n^2$ . Уменьшение коэффициента  $B$  с ростом толщины слоя объясняется тем, что с ростом  $l$  поглощательные способности (6) стремятся к постоянным величинам  $1 - R_{j\nu}$ .

Зависимость  $B(n_{\text{ext}})$  в симметричной структуре ( $n_1 = n_2 \equiv n_{\text{ext}}$ ) представлена на рис. 2 для тонких слоев полупроводника ( $E_g = 0.18 \text{ эВ}$ ,  $n = 4$ ,  $\alpha_0 = 3.4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ ). Пунктирной линией показана зависимость, полученная в [6] для  $l \ll \lambda$  ( $l \approx 0.15\lambda$  для кривой 1). С ростом  $n_{\text{ext}}$  увеличивается выход излучения с обеих поверхностей слоя и отношение  $B/B_0$  превышает значения, представленные на рис. 1. Немонотонная толщинная зависимость  $B(l)$ , наблюдаемая при  $n_{\text{ext}} < n$ , связана с интерференцией излучения, которая приводит к немонотонной зависимости  $A_{j\nu}(l)$  [8].

## Список литературы

- [1] E.M. Purcell. Phys. Rev., **69**, 681 (1946).
- [2] Н.А. Власенко, С.И. Пекар, В.С. Пекар. ЖЭТФ, **64**, 371 (1973).
- [3] В.В. Климов, М. Дюклуа, В.С. Летохов. Квант. электрон., **31**, 569 (2001).
- [4] W. van Roosbroek, W. Shockley. Phys. Rev., **94**, 1558 (1954).
- [5] R.G. Humphreys. Infr. Phys., **23**, 171 (1983); Infr. Phys., **26**, 377 (1986).
- [6] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, R. Bhat. Phys. Rev. Lett., **61**, 2546 (1988).
- [7] H.P. Urbach, G.L.J.A. Rikken. Phys. Rev. A, **57**, 3913 (1998).

- [8] К.Ю. Гуга, А.Г. Коллюх, А.И. Липтуга, В.А. Мороженко, В.И. Пипа. ФТП, **38**, 524 (2004).

*Редактор Л.В. Шаронова*

## **Radiative lifetime of electrons and holes in a thin semiconductor layer**

*V.I. Pipa*

Institute of Semiconductor Physics,  
National Academy of Sciences of Ukraine,  
03028 Kiev, Ukraine

**Abstract** The radiative lifetime of nondegenerated electrons and holes homogeneously distributed in a semiconductor layer deposited on a substrate or bounded by two dielectric media is calculated. The obtained expression takes into account the effects of radiation reabsorption and interference and determines dependencies of the radiative lifetime on the refractive indexes of the external media and on the layer thickness.