

УДК 537.533.35;517.958:52/59

Использование модели независимых источников для расчета распределения неосновных носителей заряда, генерированных в двухслойном полупроводнике электронным пучком

М. А. Степович, М. Г. Снопина, А. Г. Хохлов

Калужский филиал Московского государственного технического университета им. Н. Э. Баумана, г. Калуга, Россия

Дано описание основанного на использовании модели независимых источников метода расчета распределений неосновных носителей заряда, генерированных в двухслойном полупроводнике широким электронным пучком с энергиями, характерными для электронно-зондовых устройств (5–30 кэВ).

Для количественного описания диффузии неосновных носителей заряда (ННЗ) в полупроводнике могут использоваться два подхода:

- модель коллективного движения генерированных носителей, в которой на диффузию ННЗ из каждого микрообъема полупроводника оказывают влияние и носители, генерированные в других областях мишени [1, 2]. Математически это выражается в том, что в качестве функции генерации ННЗ в дифференциальное уравнение диффузии входит функция, описывающая плотность потерь энергии электронами пучка во всем объеме мишени. Такая модель может быть использована для количественного описания процессов в однородных полупроводниках;

- модель независимых источников, в которой сначала рассматривается диффузионный процесс носителей, генерированных в каждом отдельном микрообъеме полупроводника, а результирующее

распределение ННЗ находится суммированием полученных распределений от каждого из микрообъемов [3, 4]. Математически это выражается в том, что вначале решается уравнение диффузии для каждого из точечных источников ННЗ, а затем посредством интегрирования по объему, занимаемому ННЗ, находится их распределение в полупроводнике в результате диффузии [5]. Эта модель может быть применена для количественного описания процессов в неоднородных и многослойных структурах и поэтому перспективна при изучении планарных структур полупроводниковой электроники.

Целью настоящей работы является изучение возможностей использования модели независимых источников для расчета распределений ННЗ, генерированных в двухслойном полупроводнике широким электронным пучком.

Постановка задачи

Рассматривается структура типа "эпитаксиальная пленка—подложка", созданная на базе одного и того же полупроводникового материала или при использовании двух различных материалов, но имеющих близкие плотности, порядковые номера и атомные веса. В этом случае процесс рассеяния электронов пучка в структуре можно описывать как для однородной мишени, после чего рассматривать диффузию генерированных ННЗ отдельно в первом материале (пленке) и втором материале (подложке). Реально такая модель может быть применена, например, к структуре "эпитаксиальная пленка GaAs—монокристаллическая подложка GaAs" с разным уровнем легирования примесью, что обеспечивает различные значения электрофизических параметров (диффузионной длины L , коэффициента диффузии D , коэффициента поглощения α — и т. п.) в каждом из материалов. Для одномерной диффузии в полубесконечном полупроводнике распределение избыточных ННЗ по глубине z дается выражением [5]

$$\Delta p(z) = \int_0^{\infty} \Delta p(z, z_0) dz_0. \quad (1)$$

В (1) функция $\Delta p(z, z_0)$ описывает распределение ННЗ, генерированных плоским бесконечно тонким источником, находящимся на глубине z_0 , $z_0 \in [0, \infty)$, а z — координата, отсчитываемая от плоской поверхности в глубь полупроводника. Распределение $\Delta p(z, z_0)$ находится как решение дифференциального уравнения

$$D \frac{d^2 \Delta p(z, z_0)}{dz^2} - \frac{\Delta p(z, z_0)}{\tau} = -p(z) \delta(z - z_0) \quad (2)$$

с граничными условиями

$$D \left. \frac{d\Delta p(z, z_0)}{dz} \right|_{z=0} = v_s \Delta p(0, z_0), \quad \Delta p(\infty, z_0) = 0.$$

Для двухслойной структуры обозначим: z_1 — координата границы раздела двух слоев, $D_1, D_2, L_1, L_2, \tau_1, \tau_2$ и S_1, S_2 — коэффициент диффузии, диффузионная длина, время жизни и приведенная скорость поверхностной рекомбинации ННЗ, соответственно, в первом и втором слоях. При этом $L_1 = \sqrt{D_1 \tau_1}$ и $L_2 = \sqrt{D_2 \tau_2}$, а $S_1 = v_{s1} L_1 / D_1$ и $S_2 = v_{s2} L_2 / D_2$; здесь v_{s1}, v_{s2} — скорость поверхностной рекомбинации ННЗ в пленке и подложке, соответственно.

Тогда для первого материала (пленки) имеем

$$D_1 \left. \frac{d\Delta p_{11}(z, z_0)}{dz} \right|_{z=0} = v_{s1} \Delta p_{11}(0, z_0); \quad (3)$$

для второго материала (подложки)

$$\Delta p_{22}(\infty, z_0) = 0; \quad (4)$$

а на границе пленка—подложка

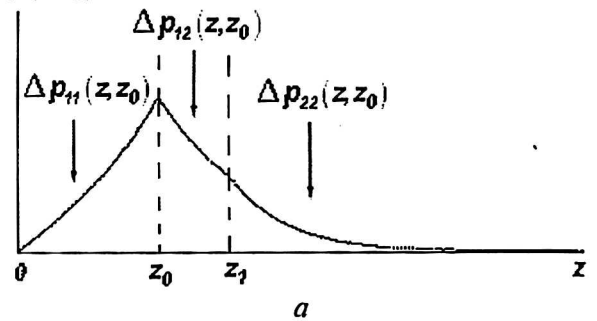
$$\lim_{z \rightarrow z_1 - 0} \Delta p_1(z, z_0) = \lim_{z \rightarrow z_1 + 0} \Delta p_2(z, z_0). \quad (5)$$

При двухслойной полупроводниковой структуре (рис. 1) имеем:

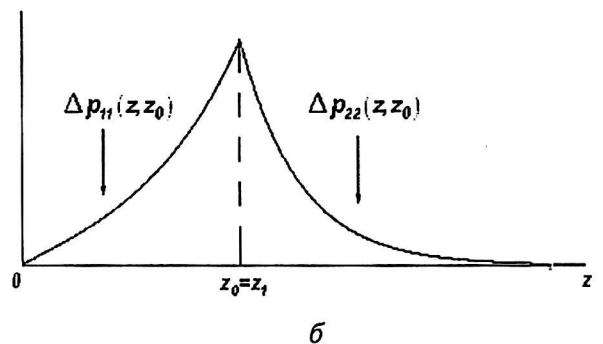
$$\Delta p_1(z, z_0) = \Delta p_1(z, z_0 < z_1) = \begin{cases} \Delta p_{11}(z, z_0), & \forall z \in [0, z_0] \\ \Delta p_{12}(z, z_0), & \forall z \in [z_0, z_1] \end{cases}$$

$$\Delta p_2(z, z_0) = \Delta p_2(z, z_0 > z_1) = \begin{cases} \Delta p_{21}(z, z_0), & \forall z \in [0, z_0] \\ \Delta p_{22}(z, z_0), & \forall z \in [z_0, \infty) \end{cases}$$

$\Delta p(z, z_0)$, условн. ед.



$\Delta p(z, z_0)$, условн. ед.



$\Delta p(z, z_0)$, условн. ед.

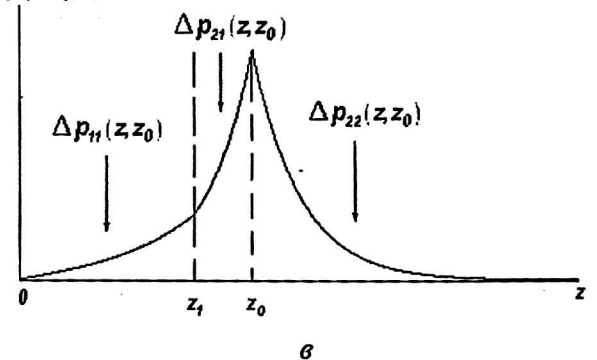


Рис. 1. Характер распределения ННЗ для двухслойной полупроводниковой структуры, у которой z_1 — координата границы раздела двух слоев после диффузии от тонкого планарного источника, находящегося под поверхностью двухслойного полупроводника, на глубине: а — $z_0 < z_1$ (в первом материале); б — $z_0 = z_1$ (на границе материалов); в — $z_0 > z_1$ (во втором материале)

Смысл граничных условий (3) и (4) очевиден, а условие (5) обеспечивает непрерывность функции $\Delta p(z, z_0)$ на границе двух материалов (при $z = z_1$).

Результаты расчетов и их обсуждение

Распределение ННЗ в результате их диффузии в рассматриваемой двухслойной структуре осуществлялось в следующей последовательности:

- сначала решалось уравнение диффузии (2) для первого материала, при этом одна из двух констант дифференцирования определялась из граничного условия (3);
- решалось уравнение диффузии (2) для второго материала, а одна из констант определялась из условия (4);
- решения в первом и втором материалах сшивались на их границах с использованием условия (5), что позволяло определить оставшиеся константы.

В результате для каждого из возможных случаев, схематически изображенных на рис. 1, получены искомые решения $\Delta p(z, z_0)$:

- для $z_0 < z_1$ (см. рис. 1, а)

$$\Delta p(z, z_0) = \begin{cases} \Delta p_{11}(z, z_0) = \frac{\rho(z_0)\tau_1}{2L_1} \exp\left(-\frac{z_0}{L_1}\right) \times \\ \times \left[\exp\left(\frac{z}{L_1}\right) - \frac{S_1 - 1}{S_1 + 1} \exp\left(-\frac{z}{L_1}\right) \right], \forall z \in [0, z_0]; \\ \Delta p_{12}(z, z_0) = \frac{\rho(z_0)\tau_1}{2L_1} \exp\left(-\frac{z}{L_1}\right) \times \\ \times \left[\exp\left(\frac{z_0}{L_1}\right) - \frac{S_1 - 1}{S_1 + 1} \exp\left(-\frac{z_0}{L_1}\right) \right], \forall z \in [z_0, z_1]; \\ \Delta p_{22}(z, z_0) = \frac{\rho(z_0)\tau_1}{2L_1} \exp\left(-\frac{z_1 - z}{L_2} - \frac{z_1}{L_1}\right) \times \\ \times \left[\exp\left(\frac{z_0}{L_1}\right) - \frac{S_1 - 1}{S_1 + 1} \exp\left(-\frac{z_0}{L_1}\right) \right], \forall z \in [z_1, \infty); \end{cases}$$

- для $z_0 = z_1$ (см. рис. 1, б)

$$\Delta p(z, z_0) = \begin{cases} \Delta p_{11}(z, z_0) = C_1(z_0) \exp\left(\frac{z}{L_1}\right) + \\ + C_2(z_0) \exp\left(-\frac{z}{L_1}\right), \forall z \in [0, z_0]; \\ \Delta p_{22}(z, z_0) = \\ = \frac{\rho(z_0) \left[\exp\left(\frac{z_0}{L_2} - \frac{z_0}{L_1}\right) - \frac{S_1 + 1}{S_1 - 1} \exp\left(\frac{z_0}{L_1} + \frac{z_0}{L_2}\right) \right]}{\left(\frac{D_2}{L_2} - \frac{D_1}{L_1}\right) \exp\left(-\frac{z_0}{L_1}\right) - \left(\frac{D_2}{L_2} + \frac{D_1}{L_1}\right) \frac{S_1 + 1}{S_1 - 1} \exp\left(\frac{z_0}{L_1}\right)} \times \\ \times \exp\left(-\frac{z}{L_2}\right), \forall z \in [z_0, \infty), \end{cases}$$

где

$$C_1(z_0) = \frac{\rho(z_0)}{\left(\frac{D_2}{L_2} + \frac{D_1}{L_1}\right) \exp\left(\frac{z_0}{L_1}\right) - \left(\frac{D_2}{L_2} - \frac{D_1}{L_1}\right) \frac{S_1 - 1}{S_1 + 1} \exp\left(-\frac{z_0}{L_1}\right)},$$

$$C_2(z_0) = \frac{\rho(z_0)}{\left(\frac{D_2}{L_2} - \frac{D_1}{L_1}\right) \exp\left(-\frac{z_0}{L_1}\right) - \left(\frac{D_2}{L_2} + \frac{D_1}{L_1}\right) \frac{S_1 + 1}{S_1 - 1} \exp\left(\frac{z_0}{L_1}\right)};$$

- для $z_0 > z_1$ (см. рис. 1, в)

$$\Delta p(z, z_0) = \begin{cases} \Delta p_{11}(z, z_0) = z(z_0) \exp\left(\frac{z}{L_1}\right) + 4(z_0) \exp\left(-\frac{z}{L_1}\right), \\ \forall z \in [0, z_1], \\ \Delta p_{21}(z, z_0) = \frac{\rho(z_0)\tau_2}{2L_2} \exp\left(-\frac{z_0}{L_2}\right) \times \\ \times \left[\exp\left(\frac{z}{L_2}\right) - \frac{S_2 - 1}{S_2 + 1} \exp\left(-\frac{z}{L_2}\right) \right], \forall z \in [z_1, z_0], \\ \Delta p_{22}(z, z_0) = \frac{\rho(z_0)\tau_2}{2L_2} \exp\left(-\frac{z}{L_2}\right) \times \\ \times \left[\exp\left(\frac{z_0}{L_2}\right) - \frac{S_2 - 1}{S_2 + 1} \exp\left(-\frac{z_0}{L_2}\right) \right], \forall z \in [z_0, \infty), \end{cases}$$

где

$$C_3(z_0) = \frac{\frac{\rho(z_0)\tau_2}{2L_2} \exp\left(-\frac{z_0}{L_2}\right) \left[\exp\left(\frac{z_1}{L_2}\right) - \frac{S_2 - 1}{S_2 + 1} \exp\left(-\frac{z_1}{L_2}\right) \right]}{\exp\left(\frac{z_1}{L_1}\right) - \frac{S_1 - 1}{S_1 + 1} \exp\left(-\frac{z_1}{L_1}\right)},$$

$$C_4(z_0) = \frac{\frac{\rho(z_0)\tau_2}{2L_2} \exp\left(-\frac{z_0}{L_2}\right) \left[\exp\left(\frac{z_1}{L_2}\right) - \frac{S_2 - 1}{S_2 + 1} \exp\left(-\frac{z_1}{L_2}\right) \right]}{\exp\left(-\frac{z_1}{L_1}\right) - \frac{S_1 + 1}{S_1 - 1} \exp\left(\frac{z_1}{L_1}\right)}.$$

Используя полученные соотношения, распределения ННЗ по глубине $\Delta p(z)$ вычисляем по формуле (1).

Результаты рассмотрения предельных случаев

Анализ полученных для $\Delta p(z, z_0)$ соотношений проведем, используя следующие два предельных перехода: 1) $z_1 \rightarrow 0$ и 2) $z_1 \rightarrow \infty$.

Случай $z_1 \rightarrow 0$ отвечает бесконечно тонкой пленке, т. е. фактически ее отсутствия — в этом случае рассеяние энергии электронами пучка и диффузия ННЗ происходят в подложке, т. е. в однородном материале.

Случай $z_1 \rightarrow \infty$ также отвечает однородному материалу, но здесь все процессы происходят в бесконечно толстом первом материале.

В результате для каждого из возможных предельных случаев получим:

- при $z_1 \rightarrow 0$

$$\Delta p(z, z_0) = \begin{cases} \Delta p_{21}(z, z_0), & \forall z \in [z_1, z_0], \text{ т.е. } z \in [0, z_0] \\ \Delta p_{22}(z, z_0), & \forall z \in [z_0, \infty), \end{cases}$$

где

$$\Delta p_{21}(z, z_0) = \frac{\rho(z_0)\tau_2}{2L_2} \exp\left(-\frac{z_0}{L_2}\right) \left[\exp\left(\frac{z}{L_2}\right) - \frac{S_2-1}{S_2+1} \exp\left(-\frac{z}{L_2}\right) \right],$$

$$\Delta p_{22}(z, z_0) = \frac{\rho(z_0)\tau_2}{2L_2} \exp\left(-\frac{z}{L_2}\right) \left[\exp\left(\frac{z_0}{L_2}\right) - \frac{S_2-1}{S_2+1} \exp\left(-\frac{z_0}{L_2}\right) \right];$$

- при $z_1 \rightarrow \infty$

$$\Delta p(z, z_0) = \begin{cases} \Delta p_{11}(z, z_0), & \forall z \in [0, z_0] \\ \Delta p_{12}(z, z_0), & \forall z \in [z_0, \infty), \text{ т.е. } z \in [z_0, \infty), \end{cases}$$

где

$$\Delta p_{11}(z, z_0) = \frac{\rho(z_0)\tau_1}{2L_1} \exp\left(-\frac{z_0}{L_1}\right) \left[\exp\left(-\frac{z}{L_1}\right) - \frac{S_1-1}{S_1+1} \exp\left(-\frac{z}{L_1}\right) \right];$$

$$\Delta p_{12}(z, z_0) = \frac{\rho(z_0)\tau_1}{2L_1} \exp\left(-\frac{z}{L_1}\right) \left[\exp\left(\frac{z_0}{L_1}\right) - \frac{S_1-1}{S_1+1} \exp\left(-\frac{z_0}{L_1}\right) \right].$$

Полученные выражения совпадают с решением уравнения диффузии ННЗ для однородного материала (см. [1]).

Результаты расчетов для параметров, характерных для полупроводникового материала

Расчеты проведены для параметров, характерных для полупроводниковой структуры "эпитаксиальная пленка GaAs—монокристаллическая подложка GaAs". Используются следующие значения параметров:

$L_1 = 0,69$ мкм; $\tau_1 = 9,5 \cdot 10^{-10}$ с; $S_1 = 50$ — для первого материала (пленки);

$L_2 = 0,4$ мкм; $\tau_2 = 3,2 \cdot 10^{-10}$ с; $S_2 = 50$ — для второго материала (подложки);

значение z_1 полагалось равным 1,5 мкм.

Результаты расчетов зависимостей $\Delta p(z, z_0)$ для рассматриваемой структуры представлены на рис. 2.

Для каждой кривой проведена нормировка на максимальное значение плотности ННЗ, и максимум всех трех кривых $\Delta p(z, z_0)$ отвечает одному и тому же значению. Энергия электронов пучка $E_0 = 20$ кэВ.

Результаты расчетов зависимостей $\Delta p(z)$ для рассматриваемой структуры представлены на рис. 3. Расчеты проведены с использованием модели независимых источников для энергий электронов пучка $E_0 = 10, 15$ и 20 кэВ, после диффузии ННЗ; значение $z_1 = 1,5$ мкм.

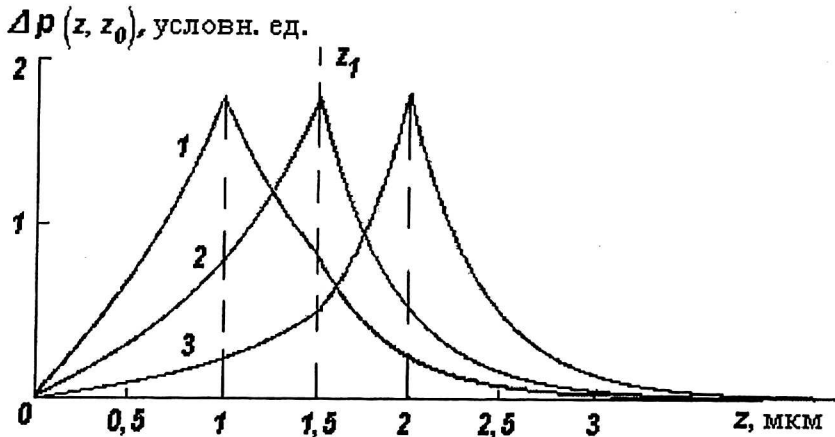
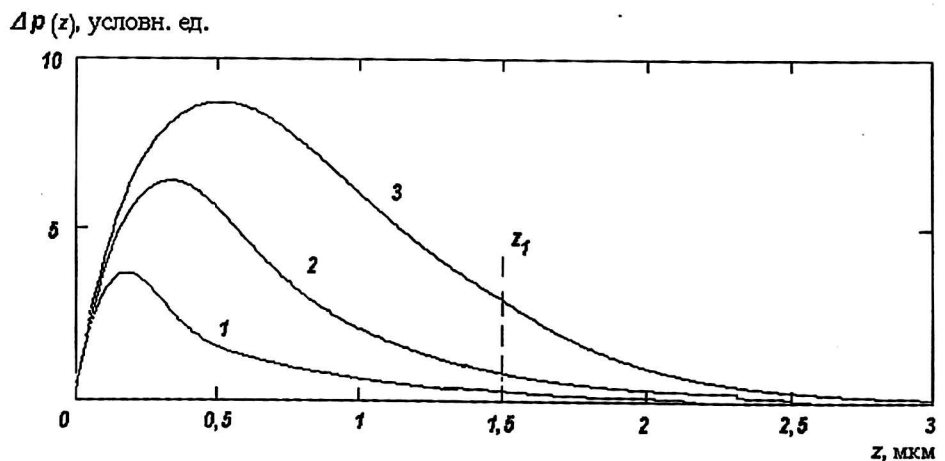


Рис. 2. Распределение ННЗ после диффузии от тонкого планарного источника, находящегося под поверхностью двухслойного полупроводника на глубине z_0 :

- 1 — 1 мкм (источник находится в первом слое);
- 2 — 1,5 мкм (источник находится на границе материалов);
- 3 — 2 мкм (источник находится во втором материале)

Рис. 3. Распределение ННЗ, генерированных электронным пучком с энергией, характерной для электронно-зондовых устройств:

- 1 — $E_0 = 10$ кэВ; 2 — $E_0 = 15$ кэВ;
- 3 — $E_0 = 20$ кэВ



Заключение

Рассмотрены возможности использования модели независимых источников для расчета распределений ННЗ в результате их диффузии в двухслойной полупроводниковой планарной структуре. Для материалов с близкими значениями плотностей (порядковых номеров и атомных весов) получены аналитические выражения, позволяющие проводить расчеты распределений ННЗ, генерированных плоскими бесконечно тонкими планарными источниками при использовании любой функции генерации электронно-дырочных пар. Модельные расчеты, проведенные для структуры типа "эпитаксиальная пленка GaAs—подложка GaAs" в диапазоне энергий электронов пучка от 5 до 30 кэВ, показали возможность использования полученных выражений для расчета распределений ННЗ в рассматриваемой полупроводниковой мишени.

Исследования проведены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Администрации Калужской области (проект № 02-02-96017).

Литература

1. Wittry D. B., Kyser D. F.//J. Appl. Phys.—1967. V. 38. № 1. P. 375—382.
2. Rao-Sahib T. S., Wittry D. B.//Ibid. 1969. V. 40. № 9. P. 3745—3750.
3. Van Roosbroeck W.//Ibid. 1955. V. 26. P. 380.
4. Михеев Н. Н., Дорогова Ю. Г.//Электронная техника. Сер. Материалы. 1988. Вып. 4. С. 44.
5. Белов А. А., Петров В. И., Степович М. А.//Известия АН. Сер. физ. 2002. Т. 66. № 9. С. 1317—1322.

Usage of model of independent sources for calculation of distribution of minority carriers generated in a two-layer semiconductor by a electron beam

M. A. Stepovich, M. G. Snopova, A. G. Khokhlov

N. E. Bauman Moscow State Technical University (Kaluga branch), Kaluga, Russia

The computational method of allocations of minority carriers of a charge generated in a two-layer semiconductor by a broad beam coupling with energies 5—30 keV is circumscribed grounded on usage of model of independent sources.