

ФУНКЦИЯ ГЕНЕРАЦИИ ФОТОНОСИТЕЛЕЙ В ВАРИЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Рыжков М. П.

Распределение фотоносителей в объеме полупроводниковых структур при возбуждении их оптическим излучением в значительной мере определяется видом функции генерации фотоносителей. Отличие функции генерации $G_{\text{var}}(h\nu, Z)$ в варизонных полупроводниках от функции генерации $G(h\nu)$ в полупроводниковых структурах с постоянной шириной запрещенной зоны обусловлено координатной зависимостью коэффициента поглощения света $\alpha_{\text{var}}(h\nu, Z)$. При этом обычно полагается, что спектральная зависимость коэффициента поглощения $\alpha_{\text{var}}(h\nu, Z)$ аналогична по виду спектральной зависимости коэффициента поглощения $\alpha(h\nu)$ для обычных полупроводников с той лишь разницей, что в первом случае учитывается координатная зависимость ширины запрещенной зоны $E_g = E_g(Z)$. При расчете функции генерации $G_{\text{var}}(h\nu, Z)$ не рассматривается изменение показателя преломления $n = n(Z)$ в объеме полупроводника и, следовательно, не учитывается существование дополнительного отражения.

В данной работе рассматривается влияние координатной зависимости коэффициента преломления на вид функции генерации фотоносителей в варизонном полупроводнике.

Функция генерации характеризует зависимость скорости генерации неравновесных носителей заряда в объеме полупроводника с координатой Z при возбуждении его излучением с энергией квантов $h\nu$. Для варизонного полупроводника она может быть записана в следующем виде [1]:

$$G_{\text{var}}(h\nu, Z) = (1 - R) \alpha(h\nu, Z) \Phi(h\nu, Z), \quad (1)$$

где $\Phi(h\nu, Z)$ — плотность потока возбуждающих фотонов; R — коэффициент отражения оптического излучения.

Для определения вида зависимости в варизонном полупроводнике необходимо решить волновое уравнение, описывающее изменение фазы и амплитуды световой электромагнитной волны при ее распространении в среде с комплексной диэлектрической константой, зависящей от координаты,

$$\epsilon(Z) = \epsilon_1(Z) + i\epsilon_2(Z), \quad \epsilon_1(Z) = n^2(Z) - k^2(Z), \quad \epsilon_2(Z) = 2n(Z)k(Z), \quad (2)$$

где $n(Z)$, $k(Z)$ — коэффициенты преломления и экстинкции.

Как известно, для многих полупроводников, в том числе и полупроводниковых соединений $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$, вблизи края собственного поглощения $n \gg k$, а следовательно, $\epsilon_1 \gg \epsilon_2$. Например, для GaAs $n/k \sim 10^2$, а для InP $n/k \sim 10^5$ [2]. С учетом этого решение волнового уравнения в квазиклассическом приближении (метод ВКБ) для полубесконечного варизонного полупроводника с граничными условиями

$$E = E_0 \text{ при } Z = 0, \quad E = 0 \text{ при } Z \rightarrow \infty \quad (3)$$

имеет следующий вид:

$$E(Z) = E_0 \exp \left\{ -\frac{1}{4} \ln \frac{\epsilon_i(Z)}{\epsilon_i(0)} - \frac{\omega}{2c} \int_0^Z \left[\frac{\epsilon_2^2(t)}{\epsilon_1(t)} \right] dt \right\} \exp \left\{ i \frac{\omega}{c} \int_0^Z \epsilon_1^{1/2}(t) dt \right\}. \quad (4)$$

Здесь первый экспоненциальный множитель описывает изменение амплитуды, а второй — фазы электромагнитной волны при ее прохождении через варизонный полупроводник. Появление члена $\frac{1}{4} \ln \frac{\epsilon_i(Z)}{\epsilon_i(0)}$ вызвано дополнительным ослаблением волны из-за ее отражения от слоев с различающимися коэффициентами преломления.

Преобразовав (1) с учетом (2) и (4), получим явный вид функции генерации фотоносителей в варизонном полупроводнике

$$G_{\text{var}}(h\nu, Z) = (1 - R) \Phi(h\nu) \alpha_{\text{var}}(h\nu, Z) \left[\frac{n(h\nu, 0)}{n(h\nu, Z)} \right] \exp \left[- \int_0^Z \alpha(h\nu, t) dt \right]. \quad (5)$$

Применимость выражения (4), а следовательно, и (5) определяется ограничениями, накладываемыми на скорость изменения комплексной диэлектрической константы $\epsilon(Z)$ при решении волнового уравнения методом ВКБ. Анализ решения с учетом эмпирического соотношения Мосса [3], связывающего значения показателя преломления и ширины запрещенной зоны в виде выражения

$$n(Z) \sim \text{const } E_g(Z)^{-1/2}, \quad (6)$$

показал, что равенства (4) и (5) справедливы для варизонных полупроводников, градиент ширины запрещенной зоны в которых не превышает 10^5 В/см.

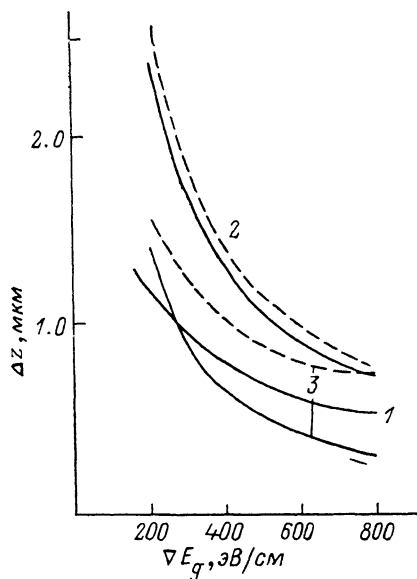


Рис. 1. Зависимость толщины области генерации фотоносителей ΔZ от градиента ширины запрещенной зоны.

$$h\nu = E_{g \text{ max}}, \quad 2 - h\nu = \frac{E_{g \text{ max}} + E_{g \text{ min}}}{2}, \quad 3 - h\nu = E_{g \text{ min}} \quad (\text{сплошные кривые} - n = n_0; \text{штриховые} - n = n(Z)).$$

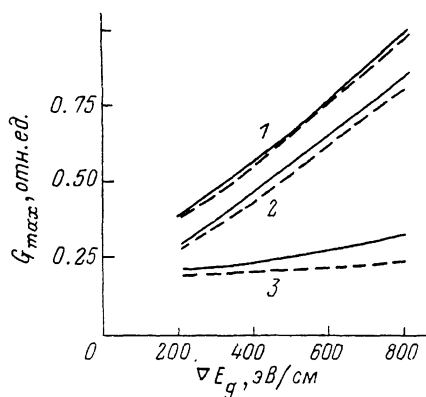


Рис. 2. Зависимость максимального значения функции генерации от градиента ширины запрещенной зоны.

Для оценки степени влияния эффекта ослабления возбуждающего излучения (из-за учета координатной зависимости коэффициента преломления) на функцию генерации фотоносителей был проведен ее расчет для варизонного полупроводника $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}$, ширина запрещенной зоны которого линейно изменялась с координатой.

Толщина структуры была выбрана равной 10 мкм, а градиент ширины запрещенной зоны ∇E_g варьировался от 200 до 800 эВ/см. Полагалось, что коэффициент поглощения излучения описывается выражением

$$\alpha_{\text{var}}(h\nu, Z) = \alpha_0 \exp \left(\frac{h\nu - E_g(Z)}{x} \right) \quad \text{при } h\nu \leq E_g, \quad \alpha = \alpha_0 \quad \text{при } h\nu > E_g, \quad (7)$$

где x — коэффициент, характеризующий «размытие» края поглощения и зависящий от концентрации легирующей примеси и степени дефектности полупроводниковой структуры [4]. При расчете использовалось выражение для дисперсии коэффициента преломления света в полупроводниках со структурой алмаза и сфалерита вблизи края собственного поглощения, полученное в работе [5],

$$n^2(h\nu, x) = 1 + \frac{A}{\pi} \ln \frac{E_1^2 - h\nu^2}{E_0^2 - h\nu^2} + \frac{g_1}{E_1^2 - h\nu^2} + \frac{g_2}{E_2^2 - h\nu^2} + \frac{g_3}{E_3^2 - h\nu^2}. \quad (8)$$

В соответствии с данными работы [5] учитывались зависимость параметров $A, E_0, E_1, E_2, E_3, g_1, g_2, g_3$ от состава x соединения $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}$, а следовательно, для варизонного полупроводника, и их зависимость от координаты Z .

Был проведен расчет формы функции генерации (амплитуды G_{max} и ширины ΔZ по уровню $0.1 G_{\text{max}}$) для трех характерных энергий квантов возбуждающего излучения, соответствующих генерации максимума фотоносителя в широкозонной области, в узкозонной области и объеме полупроводника. Распределение фотоносителей в этих областях будет определять спектральные характеристики основных трех типов фотоприемных элементов, которые могут быть созданы на основе варизонного полупроводника — поверхностно-барьерных и $p-n$ -фотоприемников.

Анализ результатов, представленных на рис. 1 и 2, позволяет сделать следующие выводы. Амплитуда функции генерации уменьшается при уменьшении энергии квантов возбуждающего излучения и возрастает по мере роста градиента ширины запрещенной зоны. Учет дополнительного ослабления излучения за счет координатной зависимости коэффициента преломления не приводит к заметному изменению амплитуды функции генерации в широкозонной области и в объеме варизонного полупроводника, но существенно снижает расчетную эффективность генерации в узкозонной области. Этот эффект усиливается по мере роста градиента ширины запрещенной зоны. Геометрические размеры области генерации (по уровню $0.1 G_{\text{max}}$) максимальны при генерации фотоносителей в объеме варизонного полупроводника и для всех трех областей спадают по мере увеличения градиента ширины запрещенной зоны. Учет координатной зависимости $n(Z)$ не оказывает влияния на размеры области генерации ΔZ в широкозонной области, однако приводит к некоторому (приблизительно на 10 %) расширению области генерации в объеме полупроводника и заметному ее расширению (в 1.1—2.3 раза) в узкозонной области. Расхождение расчетных зависимостей усиливается по мере возрастания градиента ширины запрещенной зоны.

Таким образом, приведенные выше результаты свидетельствуют о необходимости учета эффекта изменения функции генерации фотоносителей из-за координатной зависимости коэффициента преломления при расчете фотоэлектрических характеристик фотоприемных элементов, создаваемых на основе варизонного полупроводников. Ослабление оптического возбуждающего излучения, вызываемое его отражением от слоев с различающимися показателями преломления, приводит к снижению амплитуды функции генерации и увеличению толщины области генерации.

Список литературы

- [1] Царенков Г. В. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 2. С. 253—262.
- [2] Оптические свойства полупроводников / Под ред. Р. Уиллардсона, А. Бира. М., 1970. 488 с.
- [3] Мосс Т. Оптические свойства полупроводников. М., 1961. 304 с.
- [4] Dow J. D., Redfield D. // Phys. Rev. B. 1972. V. 5. N 2. P. 594—610.
- [5] Пихтин А. Н., Яськов А. Д. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 6. С. 1047—1053.

Институт электроники АН БССР
Минск

Получено 2.10.1989
Принято к печати 23.01.1990

ФТП, том 24, вып. 6, 1990

ГЛУБОКАЯ САМОКОМПЕНСАЦИЯ В СИСТЕМЕ $\text{PbSe} \langle \text{Cl}, \text{Se}_{\text{вб}} \rangle$

Житинская М. К., Немов С. А., Прошин В. И.

Явление самокомпенсации ранее [1] изучалось в PbSe , легированном таллием. Суть его состоит в следующем. При введении в кристалл электрически активной примеси увеличивается растворимость собственных дефектов, ком-