

# Рекомбинация носителей заряда в арсенид-галлиевом $p-i-n$ -диоде

© Г.И. Айзенштадт<sup>¶</sup>, А.Ю. Ющенко\*, С.М. Гущин\*, Д.В. Дмитриев<sup>+</sup>,  
К.С. Журавлев<sup>+</sup>, А.И. Торопов<sup>+</sup>

Томский государственный университет,  
634034 Томск, Россия

\* Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,  
634034 Томск, Россия

• Открытое акционерное общество  
„Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов“,  
634034 Томск, Россия

<sup>+</sup> Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,  
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 23 марта 2010 г. Принята к печати 30 марта 2010 г.)

Установлено, что в  $p-i-n$ -диодах на арсениде галлия при высоких плотностях прямого тока существенную роль играет излучательная рекомбинация носителей заряда. Экспериментально показано, что диоды, работающие в СВЧ интегральных схемах, интенсивно излучают свет в инфракрасном диапазоне с длинами волн от 890 до 910 нм. Полученные результаты указывают на необходимость учета особенностей процессов рекомбинации в арсенид-галлиевых СВЧ  $p-i-n$ -диодах.

## 1. Введение

Арсенид-галлиевые  $p-i-n$ -диоды широко используются в сверхвысокочастотных (СВЧ) интегральных схемах коммутаторов, ограничителей мощности, аттенюаторов, где к ним предъявляются разнообразные требования. Так, активные элементы, работающие в схемах коммутаторов в частотном диапазоне до 100 ГГц, должны иметь при обратном включении предельно малые значения емкости порядка  $30 \text{ фФ}$  и одновременно низкие значения сопротивления в прямом включении [1]. Уменьшение номинала емкости достигается простым уменьшением площади прибора, при этом величина плотности прямого тока может превышать значения  $j = 10^4 \text{ А/см}^2$ . Чрезвычайно высокие плотности тока приводят к интенсивному накоплению неравновесных электронов  $n$  и дырок  $p$  в  $i$ -области, поскольку инжектированные носители оказываются „запертыми“ потенциальными барьерами переходов  $n^+-i$  и  $i-p^+$ . В условиях, когда  $n \gg n_0$ , а  $p \gg p_0$ , плотность тока рекомбинации [2] равна

$$j_r \approx qwn/\tau_m, \quad (1)$$

где  $q$  — заряд электрона;  $w$  — толщина  $i$ -области;  $n_0, p_0$  — равновесные концентрации электронов и дырок;  $\tau_{nr} = \tau_e + \tau_h$  — время жизни носителей при рекомбинации через ловушки, равное сумме времен жизни электронов и дырок. Из формулы (1) следует, что концентрации неравновесных электронов и дырок в  $i$ -области должны быть равны  $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  для типичных значений параметров материала ( $\tau_{nr} = 10-20 \text{ нс}$ ) и параметров арсенид-галлиевых СВЧ  $p-i-n$ -диодов, имеющих толщину  $i$ -области  $w = 1.5 \text{ мкм}$ , площадь прибора  $S = 3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2$  при номинальном токе через прибор  $I = 10 \text{ мА}$ . Столь высокие значения концентраций

неравновесных носителей в активной области свидетельствуют о том, что рекомбинация в  $p-i-n$ -диоде должна определяться не безизлучательной рекомбинацией через глубокие уровни, что справедливо для кремниевых приборов [2], а излучательной рекомбинацией зона-зона. Действительно, при  $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  время жизни носителей, связанное с процессами излучательной рекомбинации, будет равно  $\tau_r(n) \approx (B \cdot n)^{-1} = 2.5 \text{ нс}$ , где  $B = 2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$  — коэффициент бимолекулярной рекомбинации для GaAs [3]. Поскольку при конкуренции двух механизмов рекомбинации время жизни излучательной рекомбинации  $\tau_r \approx 2.5 \text{ нс}$  ниже, чем при рекомбинации через глубокие уровни  $\tau_{nr} \approx 10-20 \text{ нс}$ , общий темп рекомбинации будет определяться именно первым процессом.

Итак, простые оценки показывают, что арсенид-галлиевые СВЧ  $p-i-n$ -диоды, работающие в составе гибридных или монокристаллических интегральных схем, должны эффективно излучать свет. При этом величина прямого тока в диодах должна определяться временем жизни излучательной рекомбинации. Указанные эффекты и стали предметом наших исследований.

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

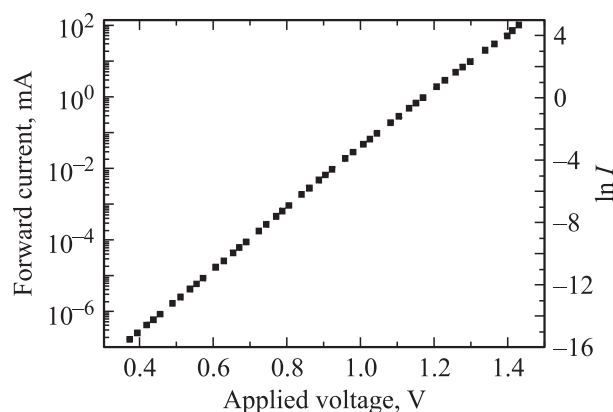
Были изготовлены четыре типа СВЧ  $p-i-n$ -диодов на арсенид-галлиевых эпитаксиальных структурах и на гетероструктуре AlGaAs–GaAs. Параметры структур указаны в таблице.

Диоды были созданы на полуизолирующей подложке в виде мезаструктур. Площадь отдельного прибора составляла  $S = 3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2$ . На поверхности диода был создан электрод в виде воздушного мостика из золота толщиной 5 мкм, соединяющий контакт к  $p^+$ -слою с

<sup>¶</sup> E-mail: ayzen@mail.tomsknet.ru

Параметры эпитаксиальных структур, предназначенных для создания  $p-i-n$ -диодов

Тип структуры	Метод выращивания структуры	Легирование $i$ -слоя	Толщина $i$ -слоя, мкм	Концентрация носителей в $i$ -слое, $\text{см}^{-3}$
№ 1 GaAs $p^+ - p^- - n^+$	Молекулярно-лучевая эпитаксия	Нелегированный	1.2	$< 10^{14}$
№ 2 GaAs $p^+ - n^- - n^+$	Молекулярно-лучевая эпитаксия	Легированный кремнием	1.2	$< 10^{15}$
№ 3 GaAs $p^+ - i - n^+$	Газофазная эпитаксия	Компенсированный хромом	2.5	$< 10^8$
№ 4 AlGaAs–GaAs–GaAs $p^+ - p^- - n^+$	Молекулярно-лучевая эпитаксия	Нелегированный	1.2	$< 10^{14}$

Рис. 1. Вольт-амперная характеристика  $p-i-n$ -диода.

контактной площадкой на подложке. Открытой поверхностью для вывода излучения была только боковая поверхность мезаструктуры высотой не более 2 мкм.

Основные характеристики диодов измерялись в частотном диапазоне от 0.5 до 40 ГГц. Вносимые и обратные потери диода, смещенного в прямом направлении (при токе 10 мА), соответствовали характеристикам резистора номиналом 5 Ом. Развязка закрытого диода соответствовала емкости номиналом 30 фФ. Измерялись также статические характеристики. На рис. 1 представлена вольт-амперная характеристика (ВАХ) диода № 1. Из рис. 1 видно, что при  $U > 0.4$  В зависимость  $\ln(I)$  от напряжения  $U$  изображается отрезком прямой. Тангенс угла наклона на оси напряжений равен  $d(\ln I)/dU = q/(2kT)$ , что полностью соответствует теории „тонких“  $p-i-n$ -диодов, у которых толщина активной области много меньше длины амбиполярной диффузии [2].

Таким образом, результаты измерений ВАХ и СВЧ-характеристик показали, что созданные экспери-

ментальные образцы являются  $p-i-n$ -диодами с набором стандартных характеристик без каких-либо особенностей.

Наблюдение излучения на  $p-i-n$ -диодах производилось с использованием видеокамеры, регистрирующей инфракрасное излучение. На рис. 2 показаны полученные фотографии  $p-i-n$ -диода при четырех уровнях прямого тока, протекающего через диод № 1. Можно видеть, что, начиная с величины тока порядка 0.2 мА, диод является эффективным источником света. Интенсивность света увеличивается при увеличении тока. Точно такие же картины были получены на всех исследуемых диодах, в том числе и на диоде № 3 ( $i$ -слой компенсирован хромом). Особенностью диода с активной областью, компенсированной хромом, было то, что атомы хрома являются центрами гашения люминесценции, а кон-

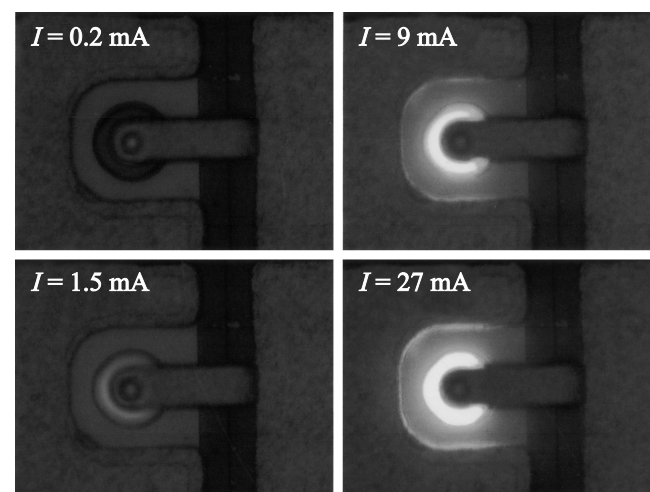


Рис. 2. Фотографии светящегося диода при разных значениях прямого тока.

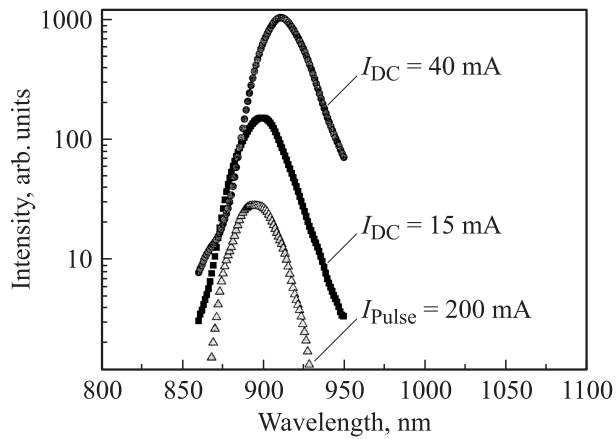


Рис. 3. Спектры излучения  $p-i-n$ -диоде.

центрация их была сравнительно высока и составляла примерно  $N_{cr} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Тем не менее и на данном диоде при уровнях токов, указанных на рис. 2, можно было наблюдать излучение соответствующей яркости.

На экспериментальных образцах  $p-i-n$ -диодов снимались спектры излучения. На рис. 3 показаны измеренные спектры на диоде № 4 для импульсного прямого тока, равного  $I_{pulse} = 200 \text{ мА}$ , и для токов  $I_{DC} = 15$  и  $40 \text{ мА}$ , но при непрерывном питании. При импульсном питании пик спектра находится на длине волны  $890 \text{ нм}$ , что хорошо соответствует излучательным переходам зона–зона (зона–мелкая примесь) в арсениде галлия, а при непрерывном питании спектры сдвигаются в длинноволновую область вследствие разогрева кристаллов диодов и сужения запрещенной зоны [4]. Спектральные характеристики излучения  $p-i-n$ -диодов подтверждают наши исходные предположения.

На исследуемых  $p-i-n$ -диодах проводилось измерение времени жизни носителей заряда по известной методике, основанной на переключении диодов из пропускного в запирающее состояние [5]. Для диодов, изготовленных из эпитаксиальных структур арсенида галлия, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, время жизни равнялось  $\tau \approx 3.5 \text{ нс}$ , для диодов из гетероструктуры  $\tau \approx 2.5 \text{ нс}$ , а для структур, компенсированных хромом,  $\tau \approx 5 \text{ нс}$ . При наличии двух механизмов рекомбинации эффективное время жизни равно  $\tau_{eff} = \tau_{nr} \tau_r / (\tau_{nr} + \tau_r)$ . Если предположить, что время жизни определяется излучательной рекомбинацией, то ток через прибор будет приблизительно равен  $I_r \approx qwVn^2$ , а время жизни при прямом токе  $I = 10 \text{ мА}$  будет равно  $\tau_r = 5 \text{ нс}$  для диодов, у которых  $w = 1.2 \text{ мкм}$ , а для диода, имеющего  $w = 2.5 \text{ мкм}$ ,  $\tau_r = 7 \text{ нс}$ . Если время жизни, связанное с рекомбинацией через глубокие центры, соответствует типовым значениям  $\tau_{nr} \approx 10 \text{ нс}$  [6], то эффективное время жизни для диодов будет равно соответственно  $\tau_{eff} = 3.5$  и  $5 \text{ нс}$ , что соответствует экспериментальным данным.

Необходимо заметить, что интенсивное излучение  $p-i-n$ -диодов может быть полезным для определения теплового сопротивления  $R_T$  диодов в гибридных или в монолитных интегральных схемах. С использованием спектров, представленных на рис. 3, легко найти изменение ширины запрещенной зоны и с помощью известной формулы Варшни (Varshni) [7] определить изменение температуры при заданной рассеиваемой мощности диода. Так, в нашем случае  $R_T \approx 1200^\circ \text{C/Вт}$ .

### 3. Заключение

Установлено, что в  $p-i-n$ -диодах на арсениде галлия при высоких плотностях прямого тока существенную роль играет излучательная рекомбинация носителей заряда. Именно она определяет такой важный параметр  $p-i-n$ -диоде как время жизни носителей. Экспериментально показано, что диоды, работающие в СВЧ интегральных схемах, интенсивно излучают свет в инфракрасном диапазоне с длинами волн от  $890$  до  $910 \text{ нм}$ . Полученные результаты указывают на необходимость учета особенностей процессов рекомбинации в арсенид-галлиевых СВЧ  $p-i-n$ -диодах.

### Список литературы

- [1] T. Buber, N. Kinayman, Yong-Hoon Yun, J. Brogle. IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Digest, 2, 1307 (2003).
- [2] А.И. Лебедев. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Физматлит, 2008) с. 41.
- [3] Ф. Шуберт. *Светодиоды* (М., Физматлит, 2008) с. 76.
- [4] W.N. Carr. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-12**, 531 (1965).
- [5] M. Derdouri, Ph. Leturec, M. Munoz-Yague. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-27**, (11), 2097 (1980).
- [6] M. Rogalla, R. Geppert, R. Gopprt, M. Hornung, J. Ludwig, Th. Schmidt, R. Irsigler, K. Runge, A. Soldner-Rembold. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, **410**, 74 (1998).
- [7] И.П. Варшни. *Собственная излучательная рекомбинация в полупроводниках* (М., Наука, 1972).

Редактор Л.В. Беляков

## Charge carrier recombination in gallium arsenide $p-i-n$ -diode

G.I. Ayzenshtat, A.Y. Yushenko\*, S.M. Gushchin\*,  
D.V. Dmitriev<sup>+</sup>, K.S. Zhuravlev<sup>+</sup>, A.I. Toropov<sup>+</sup>

Tomsk State University,  
634034 Tomsk, Russia

\* Tomsk State University  
of Control Systems and Radioelectronics,  
634034 Tomsk, Russia

• Scientific-Research Institute  
of Semiconductor Devices,  
634050 Tomsk, Russia

<sup>+</sup> Institute of Semiconductor Physics,  
Russian Academy of Sciences,  
Siberian Branch,  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** It was determined, that radiative recombination of charge carriers plays an essential role at high density of the forward current in GaAs  $p-i-n$ -diodes. It was experimentally shown, that the diodes working in the microwave integrated circuits intensively radiate light in the infra-red range with wavelengths from 890 to 910 nm. The results indicate that it is necessary to account the recombination processes features in GaAs microwave  $p-i-n$ -diodes.