

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ**

***Олег Федорович Задорожный***

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 634034, Россия, г. Томск, ул. Вершинина, 74, магистрант, тел. (923) 420-54-91, e-mail: Oleg9300@mail.ru

***Олеся Александровна Каранкевич***

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 634034, Россия, г. Томск, ул. Вершинина, 74, студент, e-mail: okarankevich@inbox.ru

***Валерий Николаевич Давыдов***

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 634034, Россия, г. Томск, ул. Вершинина, 74, доктор физико-математических наук, профессор кафедры электронных приборов, тел.(903) 954-41-48 e-mail: dvn@fet.tusur.ru

Установлено, что модель межзонной излучательной рекомбинации в полупроводнике при биполярной инжекции носителей заряда, в которой скорость рекомбинации описывается произведением полных концентраций носителей заряда, не учитывает физически существующий при легировании разбаланс концентраций рекомбинирующих частиц.

**Ключевые слова:** эмиссия излучения, скорость излучательной рекомбинации.

## **MODELING OF RADIATIVE RECOMBINATION IN HETEROSTRUCTURES ON QUANTUM WELLS**

***Oleg F. Zadorozhny***

Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, 74, Vershinin St., Tomsk, 634034, Russia, 634034, Russia, Graduate, phone: (923) 420-54-91, e-mail: Oleg9300@mail.ru

***Olesya A. Karankevich***

Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, 74, Vershinin St., Tomsk, 634034, Russia, 634034, Russia, Student, e-mail: okarankevich@inbox.ru

***Valery N. Davydov***

Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, 74, Vershinin St., Tomsk, 634034, Russia, D. Sc., Professor, Department of Electronic Technology, phone: (903)954-41-48, e-mail: dvn@fet.tusur.ru

It is established that the model of an interzonal radiating recombination in the semiconductor at bipolar injection of charge carriers in which the recombination rate is described by multiply of the complete concentration of charge carriers does not consider the imbalance of concentration of the recombining particles which is physically arising at a doping.

**Key words:** radiation emission, radiative recombination rate.

## *Введение*

При разработке светоизлучающих приборов на основе полупроводниковых гетероструктур большое внимание уделяется влиянию примесей, находящихся в активной области прибора, на люминесценцию полупроводника [1, 2], характеризующуюся временем излучательной рекомбинации. В ряде литературных источников, например [3–6], проводится расчетное обоснование операции легирования полупроводника как способа уменьшения времени излучательной рекомбинации и, следовательно, повышения внутренней квантовой эффективности излучения света [2]. Однако каких-либо физических объяснений причин положительного влияния легирования не приводится, а обсуждаются зависимости эффективности излучения от других малозначимых параметров, таких как, ширина запрещенной зоны. Такая незаконченность исследования влияния легирования отрицательно сказывается на развитии светоизлучающих элементов оптоэлектроники. По мнению авторов, сложившаяся ситуация имеет свои объективные причины и усугубляется тем, что в настоящее время прямых экспериментальных доказательств положительного влияния легирования на люминесцентные свойства полупроводников [3–10] недостаточно.

Возможной причиной отсутствия прямых экспериментальных доказательств положительного влияния легирующей примеси является то обстоятельство, что на практике введение легирующей примеси в область излучательной рекомбинации полупроводникового прибора сопровождается образованием в ней большого числа структурных дефектов и примесно-дефектных комплексов, являющихся, как правило, центрами безызлучательной рекомбинации с малым временем рекомбинации носителей заряда. Создаваемая ими безызлучательная рекомбинация резко уменьшает число актов преобразования неравновесного состояния электронно-дырочной системы в оптическое излучение. Так, высокая скорость безызлучательных переходов в области  $p-n$  перехода диффузионных источников света названа в числе основных причин низкой эффективности источников этого типа [2]. В этой связи заметим, что в современных светодиодных источниках, обладающих высоким коэффициентом полезного действия, активную область изготавливают из нелегированного материала вместо рекомендуемых работами [3–6] сильно легированных слоев.

Из сказанного выше следует, что вопрос о роли легирования в формировании люминесцентных свойств полупроводников и светоизлучающих приборов на их основе важен как для развития теории излучения твердых тел, так и совершенствования методологии конструирования твердотельных источников света.

## *Методика моделирования*

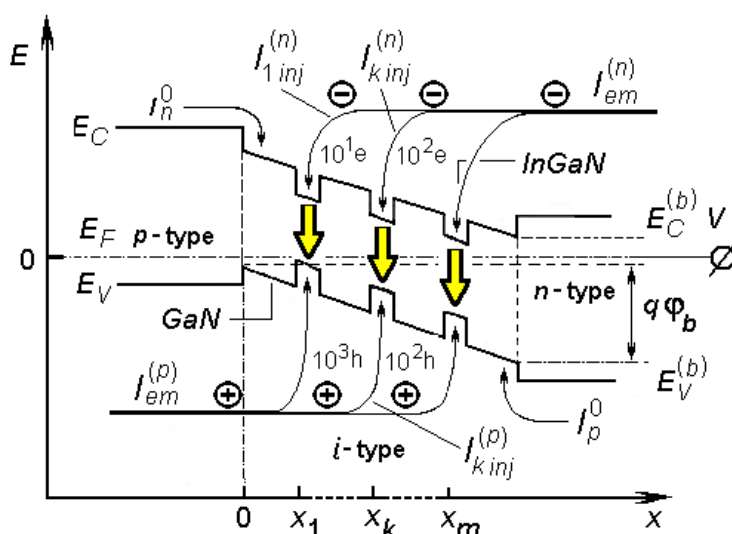
В рамках классического подхода к описанию люминесцентных свойств полупроводников, были приведены расчет времени излучательной рекомбинации электронно-дырочных пар по схеме «зона – зона», в котором учтен разбаланс

концентраций рекомбинирующих носителей заряда, возникающий при легировании полупроводника донорной или акцепторной примесью.

Рассматривается задача по нахождению скорости излучательной рекомбинации носителей заряда в квантовых ямах, в которых количество электронов и дырок разнятся. На рисунке показана гетероструктура с квантовыми ямами (КЯ), из которого видно, что концентрация электронов в  $n$ -КЯ с координатой  $x_1$  значительно меньше концентрации дырок в  $p$ -КЯ. Согласно общепринятому выражению для скорости излучательной рекомбинации определяться следующим образом [2, 5]

$$R_l = B \cdot n \cdot p = B \cdot \delta n \cdot \delta p, \quad (1)$$

где коэффициент  $B$  не зависит от концентраций носителей заряда.



Гетероструктура с КЯ

Поскольку описания физической модели излучательной рекомбинации, объясняющую структуру данного выражения, в литературе нет (в фундаментальной монографии [2] этому посвящено две строки), восстановим ее, пользуясь стандартной методикой составления выражения для «прицельного» взаимодействия через столкновения двух объектов: «мишени» и «пули» [4–6]. Размерность коэффициента  $B$  –  $\text{см}^3/\text{с}$ . Это можно расписать как  $\text{см}^2(\text{см}/\text{с})$ , что дает право представить коэффициент пропорциональности как произведение площади на скорость

$$B = S \cdot v. \quad (2)$$

Следовательно, данный коэффициент пропорциональности показывает вероятность рекомбинации за единицу времени электронов и дырок с концентра-

циями, равными единице, движущимися перпендикулярно площадке величиной  $S$  тепловой скоростью  $v$ . Здесь под площадью  $S$  следует понимать сечение взаимодействия электронов и дырок, приводящее к их рекомбинации. Далее, согласно (1) количество электронов  $n$  и дырок  $p$ , участвующих в рекомбинации и прорекомбинировавших, берется равным полному числу частиц обоих знаков: сумме равновесных и неравновесных носителей. Тем самым в выражение (1) заложено положение, что все электроны и дырки в полупроводнике обязательно прорекомбинируют между собой без остатка.

Чтобы численно оценить получаемый по формуле (1) результат, будем считать, что в электронную КЯ введено неравновесных 10 электронов и 1 000 дырок в дырочную (рис.1). Тогда физически за единицу времени произойдет 10 актов рекомбинации со скоростью по (1), равной:

$$R_l = B \cdot 10 \cdot 1000 = 10^4 B.$$

В результате рекомбинации носителей заряда через гетероструктуру ГС потечет электронный ток, равный

$$j_{inj}^n = \frac{\partial Q}{\partial t} = q \frac{\partial n}{\partial t} = q R_l = q \cdot 10^4 B = 10^4 q.$$

Откуда найдем коэффициент:  $B = 10^{-3}$  условных единиц. В квантовых ямах с координатой  $X_k$  в середине  $p$ - $n$  перехода концентрации электронов и дырок будут: 100 электронов и 100 дырок (рис.1).

Однако по выражению (1) скорость излучательной рекомбинации не изменится и будет равна  $R_l = B \cdot 10^2 \cdot 10^2 = 10^4 B$ , но уже при 100 актах рекомбинации. В этом случае для согласования расчетного значения с экспериментом необходимо считать  $B = 10^{-2}$ , что противоречит независимости этого коэффициента от концентраций носителей заряда и результату предыдущего вычисления. Это первый вывод, следующий из проведенного рассмотрения. Вторым выводом является заключение о том, что ввиду непрерывности тока в цепи величина дырочного тока равна величине электронного тока, из чего следует равенство числа прорекомбинировавших электронов и дырок.

Рассматривается полупроводник  $n$ -типа проводимости, легированный донорной примесью с концентрацией  $N_d$ , в результате чего в зонах разрешенных значений энергии установились равновесные концентрации электронов  $n_0 = N_d$  и дырок  $p_0 = n_i^2 / N_d$ . Пусть в данный полупроводник введены избытки концентраций носителей обоих знаков:  $\delta n \ll n_0, \delta p \ll p_0$ , так что текущие концентрации равны следующим значениям:  $n = n_0 + \delta n, p = p_0 + \delta p$ . Рассмотрим случай стационарного уровня инжекции, когда  $\delta n = \delta p$  и не зависят от времени инжекции.

При определении числа рекомбинируемых электронно-дырочных пар  $N_{рек}$  в [3-6] предположено, что  $N_{рек}$ , а значит и скорость излучательной рекомбинации  $R_l$ , пропорциональны произведению полного числа электронов и дырок:

$R_l \propto n \cdot p$ . При этом физическое обоснование выбранной математической операции не приводится. В этой связи заметим, что необходимость математического описания результирующего физического процесса или описывающего его параметра, формируемого объединением двух и более независимых процессов или параметров, часто возникает в физике полупроводников [7, 8]. Ее решение сводят к простым операциям: сложению, вычислению среднего геометрического значения и т. д. Выбор операции определяется физической моделью, описывающей рассматриваемое объединение парциальных процессов.

Использование операции умножения для описания межзонной рекомбинации (1) приводит к следующему выражению для скорости излучательной рекомбинации  $R_l$  при инжекции неравновесных носителей заряда [3–6]. Оно отличается от традиционно используемого выражения (1) только введением в знаменатель суммы концентраций и нет никаких «заумностей».

$$R_l = R_l^{(i)} \left( \frac{2}{n_i} \right) \cdot \left( \frac{(n_0 + \partial n) \cdot (p_0 + \partial p)}{n_i^2} \right). \quad (3)$$

Здесь  $R_l^{(i)}$  – скорость излучательной рекомбинации в собственном полупроводнике,  $\partial n, \partial p$  – концентрации неравновесных носителей заряда в зонах.

Включение в число рекомбинируемых носителей равновесных электронов и дырок обусловлено тем, что после инжекции избыточных электронов и дырок через время порядка  $10^{-12}$  с по параметрам неравновесные носители становятся неотличимы от равновесных. Преобразуя выражение (1), можно найти избыток скорости излучательной рекомбинации  $\partial R_l^{(i)} = R_l - R_l^0$ , вызванный инжекцией носителей заряда

$$\partial R_l^{(i)} = R_l^{(i)} \cdot \left[ \left( \frac{2}{n_i} \right) \cdot \left( \frac{n_0 - p_0}{n_0 + p_0} \right)^2 \cdot \partial n \right]. \quad (4)$$

В данном выражении первое слагаемое числителя описывает рекомбинацию равновесных электронов с избыточными дырками, а второе равновесных дырок с избыточными электронами. Такое деление процесса рекомбинации в выбранной модели люминесценции в полупроводниках на два независимых процесса с физической точки зрения дает вдвое завышенный результат.

Из выражения (4) находят время излучательной рекомбинации в легированном полупроводнике  $\tau_l$ , выраженное через время излучательной рекомбинации в собственном полупроводнике  $\tau_l^{(i)}$  [3–6]:

$$\tau_l = \frac{n_i}{2 R_l^{(i)}} \cdot \left( \frac{n_0 - p_0}{n_0 + p_0} \right)^2. \quad (5)$$

## *Результаты моделирования*

Внесение физической константы позволяет уточнить выражение (1), исключив одинаковые значения скорости рекомбинации при различных значениях концентрации участвующих в ней носителей зарядов, выбрав то число актов рекомбинации, которое следует из физических соображений и определяет минимальную концентрацию, однако полученное выражение, для определения времени излучательной рекомбинации(4), имеет неопределенность в области, где концентрации электронов и дырок равны, но данную неопределенность легко исключить введением в уравнения функции участия.

## *Заключение*

На основании проведенного математического моделирования, времени излучательной рекомбинации электронно-дырочных пар в гетероструктурах на квантовых ямах, можно утверждать, что общепринятое выражение для описания скорости межзонной рекомбинации (1) нуждается в уточнении как для случая больших уровней инжекции, так, очевидно, и для малых.

Внесение физической константы в классическое выражения, с учетом функции участия, для исключения ошибки в области равных концентраций, позволило получить единую формулу для определения времени излучательной рекомбинации на любом уровне легирования.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 гг.», Уникальный идентификатор работ (проекта) RFMEFI57717X0266.*

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Алферов Ж. И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур // Физика и техника полупроводников. – 1998. – Т. 32, № 1. – С. 3–18.
2. Шуберт Ф. Е. Светодиоды / Пер. с англ. под ред. А.Е. Юновича. – 2-е изд. – М. : Физматлит, 2008. 496 с.; Schubert F. E. Light-Emitted Diodes. – Cambridge. – 2006. – 436 p.
3. Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. – М. : Мир, 1976. – 431 с.
4. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. – М. : Наука, 1990. – 685 с.
5. Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках / пер. с англ. под ред. Ж. И. Алферова, В. С. Вавилова. – М. : Мир, 1973. – 456 с.
6. Епифанов Г. И. Физические основы микроэлектроники. – М. : Сов. радио, 1971. – 376 с.
7. Абакумов В. Н., Перель В. И., Яснеевич И. Н. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках. – СПб. : Петербургский институт ядерной физики им Б. П. Константинова РАН, 1997. – 376 с.

8. Богданов Д. А., Горбатовский Г. А., Вербицкий В. Н., Бобыль А. В., Тербуков Е. И. Дegrаdация кремниевых тонкопленочных микроморфных ( $\alpha$ -Si/ $\mu$ c-Si) солнечных модулей: оценка сезонной эффективности на основе данных мониторинга // Физика и техника полупроводников. – 2017. – Т. 51, № 1. – С. 1229–1234.
9. Ващенко А. А., Горячий Д. О., Витухновский А. Г., Тананаев П. Н., Васнев В. А., Родловская Е. Н. Органические светоизлучающие устройства на основе ряда новых полипирролинофеновых комплексов с использованием высоколюминесцентных квантовых точек // Физика и техника полупроводников. – 2016. – Т. 50, № 1. – С. 120–124.
10. Глуховский Е. Г., Жуков Н. Д. Кулоновская блокада и перенос заряда в микрозернах антимонида индия // Письма в журнал технической физики. – 2015. – Т. 41. – Вып. 14. – С. 47–55.
11. Корсунская Н. Е., Шульга Е. П., Стара Т. Р., Литвин П. М., Бондаренко В. А. Механизмы деградации фотодиодов с барьером Шоттки на основе монокристаллов ZnS // Физика и техника полупроводников. – 2016. – Т. 50, № 1. – С. 112–119.
12. Векслер М. И., Тягинов С. Э., Илларионов Ю. Ю., Федоров В. В., Исаков Д. В. Общая процедура расчета электрических характеристик туннельных МДП-структур // Физика и техника полупроводников. – 2013. – Т. 47, № 5. – С. 675–683.
13. Вергелис П. С., Якимов Е. Б. Влияние облучения электронами низких энергий на оптические свойства структур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN // Физика и техника полупроводников. – 2015. – Т. 49, № 2. – С. 149–154.
14. Абдинов А. Ш., Бабаева Р. Ф., Рзаев Р. М., Рагимова Н. А., Амирова С. И. К вопросу об электрофизических свойствах монокристаллов n-InSe // Физика и техника полупроводников. – 2016. – Т. 50, № 1. – С. 35–38.
15. Ильинский Н. Д., Карандашев С. А., Карпухина Н. Г., Матвеев Б. А., Ременный М. А., Стусь Н. М., Усикова А. А. Фотодиодная линейка 1x64 на основе двойной гетероструктуры p-InAsSbP/n-InAs<sub>0.92</sub>Sb<sub>0.08</sub>/n<sup>+</sup>-InAs // Физика и техника полупроводников. – 2016. – Т. 50, № 5. – С. 657–662.
16. Акимов А. Н., Климов А. Э., Неизвестный И. Г., Шумский В. Н., Эпов В. С. Температурные особенности релаксации фотопроводимости в пленках PbSnTe : In при межзонном возбуждении // Физика и техника полупроводников. – 2016. – Т. 50, Вып. 4. – С. 447–453.
17. Сорокин С. В., Гронин С. В., Седова И. В., Рахлин М. В. и др. Молекулярно-пучковая эпитаксия гетероструктур широкозонных соединений  $A^{II}B^{VI}$  для низкопороговых лазеров с оптической и электронной накачкой // Физика и техника полупроводников. – 2015. – Т. 49, № 3. – С. 342–348.
18. Давыдов В. Н., Харитонов С. В., Лугина Н. Э., Мельник К. П. Составление аналитического выражения физического процесса по экспериментальной кривой с изломами // Физика и техника полупроводников. – 2017. – Т. 51, № 9. – С. 1223–1228.

© О. Ф. Задорожный, О. А. Каранкевич, В. Н. Давыдов, 2019