

Свойства светодиодов на основе GaSb с сетчатыми омическими контактами

© А.Н. Именков, Е.А. Гребенщикова, Б.Е. Журтанов, Т.Н. Данилова,
М.А. Сиповская, Н.В. Власенко, Ю.П. Яковлев[¶]

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 7 апреля 2004 г. Принята к печати 19 апреля 2004 г.)

Сообщается об исследовании светодиодов на основе гетероструктур GaSb–GaInAsSb–GaAlAsSb, излучающих за счет электронных переходов из зоны проводимости на уровни собственных двухзарядных акцепторов. Экспериментально и теоретически исследованы светодиоды в виде параллелепипеда как с круглым контактом, так и с сетчатым контактом на поверхности эпитаксиального слоя. Приводятся математические соотношения, описывающие растекание тока из круглых и сетчатых контактов. Показано, что сетчатые контакты обеспечивают равномерное распределение тока по площади излучающего слоя в отличие от круглых контактов. Плотность тока под сетчатым контактом реально в 20 раз меньше, чем под круглым, что особенно актуально для длинноволновых светодиодов ($\lambda \gtrsim 2$ мкм), в которых велик вклад безызлучательной оже-рекомбинации. С сетчатыми контактами получена мощность излучения 3.5 мВт при токе 300 мА.

1. Введение

В нашей работе [1] показано, что в светодиодах с близким расположением излучающего слоя к наружной поверхности, на которой расположен омический контакт, обнаруживается нежелательное физическое явление: сосредоточение излучения под контактом, приводящее к сильному уменьшению дифференциальной эффективности при увеличении тока и большой плотности тока под контактом. По последней причине сокращается сверхлинейный участок на характеристике ток–излучение при малых токах. Доля безызлучательной оже-рекомбинации становится большой уже при малых токах вследствие повышения концентрации неравновесных носителей заряда. Излучательная эффективность снижается. В последующей работе [2] показано, что в светодиодах с развитой световыводящей наружной поверхностью, обеспечивающей ненаправленность излучения внутри кристалла, внешний квантовый выход излучения возрастает с увеличением отношения площади светодиодного кристалла (чипа) к его объему, т. е. желательнее утоньшение светодиодного кристалла. Получены теоретические соотношения, показывающие возможность выхода из кристалла всего излучения при уменьшении толщины кристалла. Это обеспечивается многопроходностью, переизлучением и малым нефотоактивным поглощением излучения.

Уменьшение толщины кристаллов до ~ 100 мкм для создания высокоэффективных светодиодов ближней инфракрасной области спектра было предпринято уже давно [3,4]. В последнее время толщина кристалла была уменьшена еще почти на 2 порядка [5,6]. Появились трудности, связанные с недостаточным растеканием тока из омических контактов. Сосредоточение тока под кон-

тактом особенно нежелательно в светодиодах средней инфракрасной области спектра, так как в них велика доля безызлучательной оже-рекомбинации и имеется сильное поглощение излучения свободными носителями заряда. Увеличение концентрации носителей заряда при сосредоточении тока усиливает эти нежелательные явления.

В данной работе ставилась задача уменьшить сосредоточение излучения под контактом в светодиодах средней инфракрасной области спектра путем создания сетчатых омических контактов и исследовать растекание тока из них по тонкому полупроводниковому слою.

2. Методика эксперимента

Исследуемые светодиодные структуры изготавливались методом жидкофазной эпитаксии на подложках *n*-GaSb толщиной 400 мкм, ориентированных в кристаллографической плоскости (100). Подложки были легированы Te до концентрации электронов $8 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Вначале из обычного раствора–расплава, в который было добавлено 0.03% In, выращивался активный нелегированный слой, близкий по составу к GaSb. Добавка In уменьшала ширину запрещенной зоны слоя всего на 1 мэВ. Выращенный слой имел дырочную проводимость за счет расположения части атомов Ga в узлах кристаллической решетки, предназначенных для атомов Sb. Толщина слоя составляла 2 мкм. Далее выращивался более широкозонный ограничительный слой *p*-GaAl_{0.34}SbAs, легированный Ge до концентрации дырок $1 \cdot 10^{18}$ см⁻³, толщина составляла 3.5 мкм. На него наращивался контактный слой *p*-GaSb толщиной 0.5 мкм, сильно легированный Ge до концентрации дырок $8 \cdot 10^{19}$ см⁻³.

Для экспериментов одна пластина с эпитаксиальными слоями была разделена на несколько частей, из которых затем при помощи контактной фотолитографии изго-

[¶] E-mail: yak@iropt.ioffe.rssi.ru
Fax: (812) 2470006

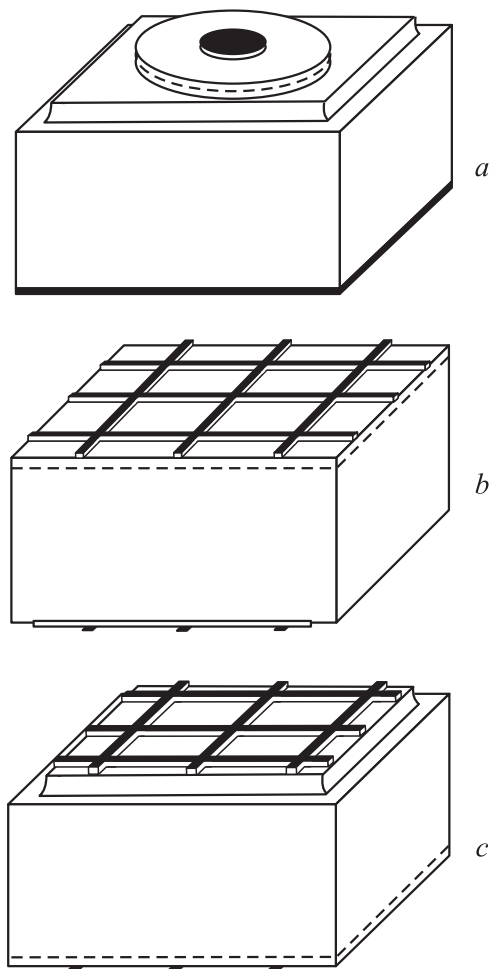


Рис. 1. Схемы конструкции светодиодных кристаллов трех типов: *a* — с круглыми контактами и светоизлучающей областью в лицевой меза-структуре; *b* — с сетчатыми контактами и лицевым расположением излучающей области; *c* — с сетчатыми контактами и расположением светоизлучающей области вблизи кристаллодержателя.

тавливались светодиодные структуры с металлическими контактами различной формы и разного размера (рис. 1).

Первый тип полупроводниковых светодиодных структур был стандартным. После частичного сошлифовывания подложки толщина структуры составляла 300 мкм. Со стороны эпитаксиального слоя, т.е. на *p*-области, были сформированы контакты диаметром 100 мкм (рис. 1, *a*) путем последовательного напыления Cr, сплава Au+Ge и Au на установке ВУП-4. Со стороны подложки, т.е. на *n*-область, напылялись Cr, Au+Te и Au. Затем контакты вжигались в течение 1 мин при температуре 250°C. После этого на поверхности эпитаксиального слоя с помощью фотолитографии был сформирован рисунок в виде квадратов со стороной 475 мкм и шагом 500 мкм для разделения структуры на отдельные чипы. На следующем этапе в центре квадратов были сформированы мезы диаметром 300 мкм и высотой 10 мкм, в центре которых располагались

ранее воженные контакты диаметром 100 мкм. После разделения светодиодного кристалла на отдельные чипы методом скалывания каждый чип монтировался подложечной стороной на светодиодный кристаллодержатель ТО-18 с плоским столиком.

Для сравнения со светодиодами, имеющими стандартные геометрические параметры (рис. 1, *a*), из той же светоизлучающей структуры были изготовлены чипы с контактами в форме сетки (рис. 1, *b, c*) с шириной полос 25 мкм и шагом 150 мкм. Светодиодная структура была предварительно утоньшена до 270 мкм химическим травлением подложки. Контактные слои сеточной конфигурации были напылены как со стороны эпитаксиального слоя (*p*-область), так и со стороны подложки (*n*-область) — Cr, Au + Ge, Au и Cr, Au + Te, Au соответственно. После напыления контакты в виде сетки были вожены при температуре 250°C в течение 1 мин. Затем со стороны подложки с помощью фотолитографии был сформирован рисунок в виде квадратов с шагом 500 мкм и разделительной полоской шириной 25 мкм для разделения структуры на отдельные чипы. После разделения структуры методом скалывания каждый чип монтировался на светодиодный кристаллодержатель ТО-18 с плоским столиком. Часть чипов монтировалась подложечной стороной к столику (рис. 1, *b*), а другая часть эпитаксиальной (рис. 1, *c*).

Измерялись спектры и диаграммы направленности излучения при комнатной температуре и различных токах от 10 до 300 мА. Светодиоды обдувались бытовым вентилятором для уменьшения нагревания. Дифракционный монохроматор МДР-2, на котором измерялись спектры, был прокалиброван в единицах мощности излучения на единицу длины волны, мВт/мкм. Для вычисления всей мощности излучения спектры измерялись в двух направлениях: перпендикулярном плоскости *p*–*n*-перехода или параллельном ей и при этом перпендикулярном одной из граней кристалла. Мощность в параллельном направлении бралась удвоенной при вычислении всей мощности излучения, что в точности соответствует диаграмме направленности светодиодов в форме параллелепипедов.

3. Результаты экспериментов

Светодиоды с круглыми и сетчатыми контактами различаются по основным параметрам: спектрам излучения, диаграммам его направленности и зависимости мощности излучения от тока (рис. 2–6).

3.1. Спектры излучения

Сначала рассмотрим светодиоды I типа с круглым контактом на эпитаксиальной наружной стороне и сплошным контактом на подложке, спаянной с кристаллодержателем. Спектр излучения, измеренный в направлении, перпендикулярном плоскости *p*–*n*-перехода, имеет две полосы с длинами волн максимумов 1.76 мкм (энергия

фотона 0.705 эВ) и 1.9 мкм (0.65 эВ) и шириной на половине высоты 0.14 и 0.17 мкм соответственно (рис. 2, кривая 1). Интегральная мощность коротковолновой полосы на 20% больше, чем длинноволновой. В плоскости p - n -перехода получается только длинноволновая полоса (рис. 2, кривая 2). Ее интегральная мощность приблизительно такая же, как мощность длинноволновой полосы при регистрации излучения перпендикулярно плоскости p - n -перехода, а ширина на 20% больше.

Светодиоды II типа, с сетчатыми контактами, размещенные эпитаксиальной стороной наружу, имеют приблизительно такие же спектры излучения (рис. 3). В этом случае мощности коротковолновой и длинноволновой полос излучения перпендикулярно плоскости p - n -перехода приблизительно одинаковы, а мощ-

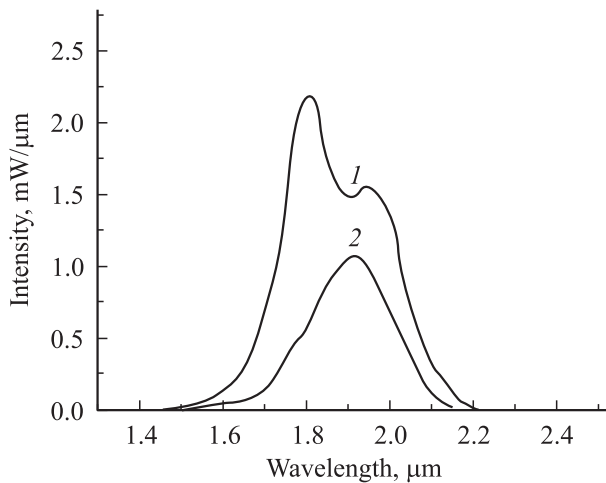


Рис. 2. Спектры излучения светодиода с круглыми контактами при токе 75 мА, измеренные в двух направлениях: 1 — перпендикулярно лицевой грани, 2 — перпендикулярно боковой грани.

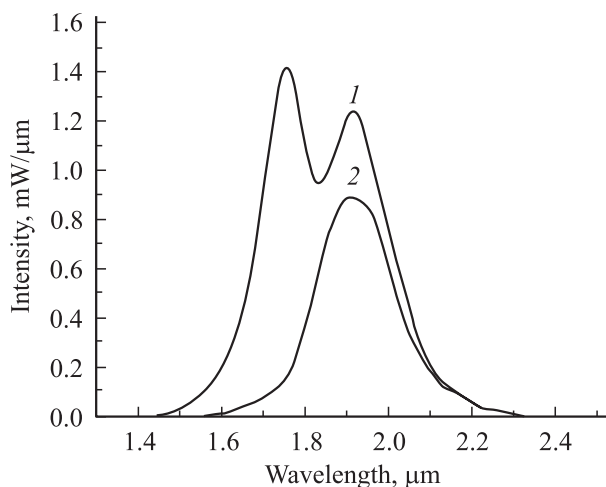


Рис. 3. Спектры излучения светодиодов с сетчатыми контактами и лицевым расположением излучающей области, измеренные в двух направлениях: 1 — перпендикулярно лицевой грани, 2 — перпендикулярно боковой грани.

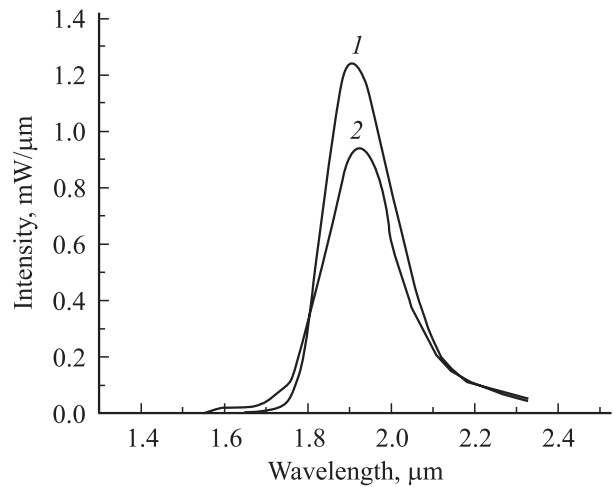


Рис. 4. Спектры излучения светодиода с сетчатыми контактами и расположением излучающего слоя вблизи кристаллодержателя, снятые в двух направлениях: 1 — перпендикулярно лицевой грани, 2 — перпендикулярно боковой грани.

ность длинноволновой полосы излучения в плоскости p - n -перехода больше по сравнению с каждой из них на $\sim 15\%$.

Светодиоды III типа, с сетчатыми контактами, излучают только в длинноволновой полосе (рис. 4). Мощность излучения в направлении, перпендикулярном плоскости p - n -перехода (рис. 4, кривая 1), больше, чем в плоскости p - n -перехода (рис. 4, кривая 2) на 25%. Ширина спектральных полос в обоих направлениях составляет 0.2 мкм.

3.2. Диаграммы направленности

Для светодиодов каждого типа характерно свое распределение излучения в дальней зоне (рис. 5). Светодиоды I типа, с круглым контактом на наружной p -стороне, наиболее сильно излучают в направлении, перпендикулярном плоскости p - n -перехода (рис. 5, кривая 1), хотя, строго говоря, в этом направлении часто наблюдается маленький провал, как видно из рисунка. При увеличении угла отклонения θ от перпендикулярного направления интенсивность излучения сначала увеличивается на 5%, а при углах отклонения $\theta > 20^\circ$ плавно спадает и при $\theta = 80^\circ$ составляет 30–35% от значения при нулевом угле. При углах отклонения $\theta > 90^\circ$ интенсивность излучения резко падает, и это характерно для светодиодов всех типов из-за затенения кристаллодержателем.

Светодиоды II имеют значительно больший провал при нулевом угле в диаграмме направленности излучения (рис. 5, кривая 2). Интенсивность излучения сначала увеличивается на 23% с ростом угла до 30° , а затем при $\theta = 80^\circ$ уменьшается до 50–60% относительно значения при нулевом угле.

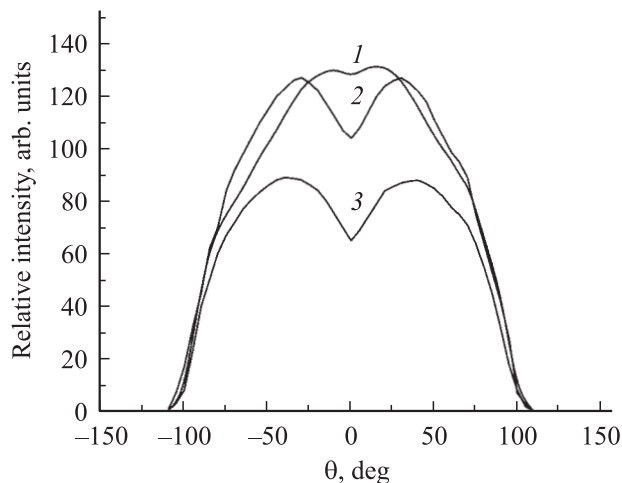


Рис. 5. Диаграммы направленности светодиодов трех типов: 1 — с круглыми контактами; 2 — с сетчатыми контактами и лицевым расположением излучающего слоя; 3 — с сетчатыми контактами и расположением излучающего слоя вблизи кристаллодержателя.

Для светодиодов III типа с сетчатыми контактами провал в диаграмме направленности при нулевом угле еще более заметен (рис. 5, кривая 3). С увеличением угла интенсивность излучения сначала плавно увеличивается, становясь при $\theta = 40^\circ$ на 35% больше первоначального значения, а затем плавно уменьшается, опускаясь при $\theta = 80^\circ$ только до 80% относительно значения при нулевом угле.

3.3. Квантовый выход фотонов

Зависимость мощности излучения P от тока I в рассматриваемых светодиодах — нелинейная (рис. 6). При малых токах до 10 мА в светодиодах I типа (рис. 6, кривая 1) и до 75 мА в светодиодах II и III типов она сверхлинейная (рис. 6, кривые 2 и 3), а при больших токах — сублинейная.

Почти полное отсутствие сверхлинейного участка в светодиодах с круглым контактом малой площади на наружной p -поверхности уже отмечалось в работе [1] и объяснялось плохим растеканием тока от этого контакта по p -поверхности и сосредоточением тока под контактом. Концентрация неравновесных носителей заряда под контактом и вблизи него становится достаточной для насыщения не дающих излучения глубоких центров рекомбинации уже при малых токах, < 10 мА. В случае сетчатых контактов такого сильного сосредоточения тока не наблюдается.

По мощности излучения светодиоды II типа выигрывают у светодиодов I типа при токах > 90 мА, а светодиоды III типа при токах > 190 мА (рис. 6). Мощность излучения светодиодов I типа не превышает 2 мВт ни при каких токах (рис. 6) (см. таблицу), тогда как в

светодиодах II и III типов она достигает 3.5 и 2.5 мВт соответственно при токе 300 мА.

Интегральный внешний квантовый выход фотонов η_e при токе 75 мА, когда не существенно ни нагревание током, ни сосредоточение тока под контактом, оказывается наибольшим в светодиодах I типа ($\sim 2\%$ — см. таблицу), так как не дающие излучения глубокие уровни уже насыщены при этом токе, в то время как в светодиодах других типов они не насыщены. Однако максимальный дифференциальный внешний квантовый выход фотонов оказывается больше в светодиодах II типа ($\eta_{ed} = 3.5\%$), чем I типа, где он составляет 2.5%. Светодиоды III типа проигрывают по этому параметру (2.2%) всем другим из-за удаленности светоизлучающей области от наружной грани. Ток, при котором величина η_{ed} максимальна, составляет 20 мА в светодиодах I типа и 100 мА в светодиодах II и III типов.

Параметры светодиодов

Тип светодиода	P , мВт ($I = 300$ мА)	η_e , % ($I = 75$ мА)	η_{ed} , %	η_{em} , %	I_{opt} , мА
I	2.0	1.94	2.5	2.2	40
II	3.5	1.91	3.2	2.4	180
III	2.5	1.34	2.2	1.7	225

Интегральный внешний квантовый выход излучения в светодиодах I типа достигает максимального значения $\eta_{em} = 2.2\%$ при токе $I_{opt} = 40$ мА (таблица). В светодиодах II типа $\eta_{em} = 2.4\%$, т.е. больше, чем в светодиодах I типа при большем токе $I_{opt} = 180$ мА, а в светодиодах III типа $\eta_{em} = 1.7\%$ при токе $I_{opt} = 225$ мА.

Таким образом, светодиоды с сетчатыми контактами способны работать до больших токов и давать больший

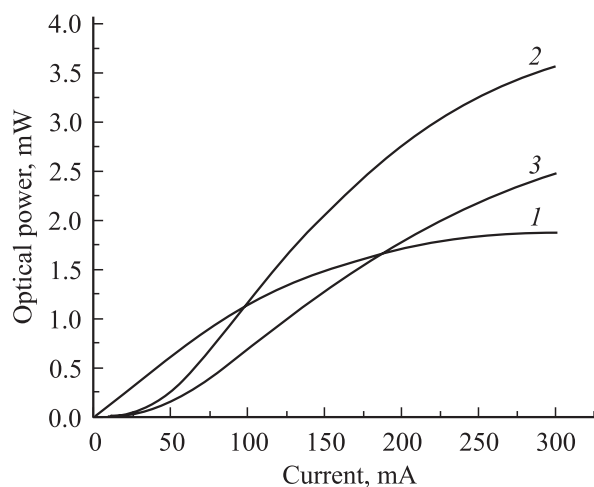


Рис. 6. Зависимости мощности излучения от тока светодиодов трех типов: 1 — с круглыми контактами, 2 — с сетчатыми контактами и лицевым расположением излучающего слоя; 3 — с сетчатыми контактами и расположением излучающего слоя вблизи кристаллодержателя.

внешний квантовый выход и большую мощность излучения, чем светодиоды с круглыми контактами.

Однако для количественной связи параметров светодиодов с формой контактов необходимо теоретическое рассмотрение растекания тока, так как растекание зависит от многих параметров: проводимости и толщины эпитаксиальных слоев, механизма рекомбинации неравновесных носителей заряда, формы и размера омических контактов. Выбираемые параметры еще должны обеспечивать нужные спектры, высокий квантовый выход излучения, быстродействие и т. д.

4. Теоретическое рассмотрение растекания тока

Растекание тока из омических контактов сопровождается омическим падением напряжения по не покрытой контактом площади p - n -структуры и постепенным уменьшением тока вследствие рекомбинации электронов и дырок. На дальней от контакта границе p - n -структуры ток растекания приобретает нулевое значение. В рассматриваемых светодиодах падение напряжения происходит в основном в p -области, так как она значительно тоньше n -области и ее удельная проводимость меньше. Поэтому сопротивлением n -области будем пренебрегать. Сначала рассмотрим растекание тока в тонкой p -области светодиодов с круглым контактом, а затем с сетчатым контактом.

4.1. Круглый контакт

Будем считать, что омический контакт в виде круга радиусом r_c находится на поверхности p -области в виде круга радиусом r_s . Обозначим: σ — проводимость p -области, a — толщина p -слоя. Начало координат поместим в центр контакта. Изменения тока I и напряжения V по радиусу r , исходящему из начала координат, выразятся уравнениями

$$\frac{dI}{dr} = -J_0(e^{eV/\beta kT} - 1)2\pi r, \quad (1)$$

$$\frac{dV}{dr} = -\frac{I}{\sigma a 2\pi r}, \quad (2)$$

где J_0 — плотность тока насыщения, соответствующая действующему механизму рекомбинации, показателем которого является коэффициент β , kT — тепловая энергия элементарной частицы, e — заряд электрона.

Для упрощения решения системы уравнений (1) и (2) пренебрежем единицей в уравнении (1), полагая, что в работающих при прямых напряжениях светодиодах $eV \gg kT$. Чтобы сделать уравнения (1) и (2) безразмерными, для начала введем замены

$$y = e \frac{(V - V_c)}{\beta kT}, \quad x = r/r_c$$

и обозначения

$$I_\sigma = \frac{\beta kT}{e} \sigma a, \quad I_c = \pi r_c^2 J_0 e^{eV_c/\beta kT},$$

где V_c — напряжение на p - n -переходе под контактом, I_c — ток, сосредоточенный под контактом. В результате уравнения (1) и (2) примут следующий вид:

$$\frac{dI}{dx} = -2I_c x e^y, \quad (3)$$

$$I = -2\pi I_\sigma x \frac{dy}{dx}. \quad (4)$$

Теперь заменим $x dy/dx = u$ в уравнении (4). Получаем

$$I = -2\pi I_\sigma u. \quad (5)$$

Дифференцируем уравнение (5) и подставляем в уравнение (3), которое в результате преобразуется в безразмерное уравнение

$$\frac{du}{dx} = \frac{I_c}{\pi I_\sigma} x e^y. \quad (6)$$

Дифференцируем уравнение (6) и делаем необходимые преобразования, приводящие к уравнению для u :

$$x \frac{d^2u}{dx^2} - (1+u) \frac{du}{dx} = 0. \quad (7)$$

По величине u легко вычисляется ток растекания $I = -2\pi I_\sigma u$, зависящий от x .

Если u взять при $x = 1$, то получится весь ток растекания I_0 . Мы ограничимся вычислением только всего тока растекания I_0 . Замена $u(x) = \eta(\xi)$, $\xi = \ln x$ позволяет преобразовать уравнение (7) в уравнение с постоянными коэффициентами:

$$\eta'' - 2\eta' - \eta = 0. \quad (8)$$

Решение похожего уравнения имеется в справочнике [7] (с. 500). Уравнение (8) интегрируется почленно и дает уравнение 1-го порядка с разделяющимися переменными:

$$\eta' = 2\eta + \frac{1}{2}\eta^2 + C, \quad (9)$$

где C — постоянная интегрирования.

Уравнение (9) может быть записано через прежние переменные u и x :

$$x \frac{du}{dx} = \frac{1}{2}u^2 + 2u + C. \quad (10)$$

Уравнение (10), взятое при $x = 1$ с использованием уравнений (5) и (6), дает формулу, связывающую I_c с I_0 и C :

$$I_c = \frac{I_0^2}{8\pi I_\sigma} - I_0 + \pi I_\sigma C. \quad (11)$$

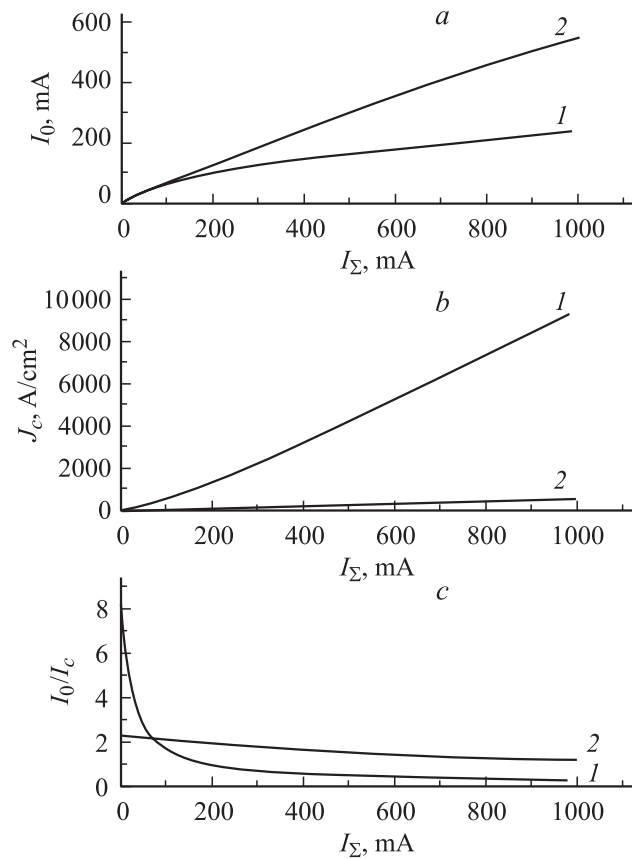


Рис. 7. Теоретические зависимости тока растекания вне I_0 (a), плотности тока под контактом J_c (b) и отношения токов вне контакта и под контактом I_0/I_c (c) в светодиодах с круглыми (1) и сетчатыми (2) контактами от суммарного тока I_{Σ} .

Разделение переменных в уравнении (10) и интегрирование по u от $-I_0/2\pi I_{\sigma}$ до 0 и по x от 1 до x_s приводит к соотношениям, связывающим I_0 и C :

$$I_0 = 2\pi I_{\sigma} \times \begin{cases} (x_s^{\sqrt{4-2C}} - 1)2C \\ \times \frac{1}{x_s^{\sqrt{4-2C}}(2+\sqrt{4-2C})-(2-\sqrt{4-2C})} & \text{при } C < 2, \\ 2 \ln x_s / (1 + \ln x_s) & \text{при } C = 2, \\ 2 - \sqrt{2C - 4} \\ \times \operatorname{tg} \left(\arctg \frac{2}{\sqrt{2C-4}} - \frac{\sqrt{2C-4}}{2} \ln x_s \right) & \text{при } C > 2. \end{cases} \quad (12)$$

Формулы (11) и (12) позволяют вычислить токи вне контакта I_0 и под контактом I_c , соответствующие одинаковой величине C . Задавая различные величины C , можно получить зависимость I_0 от I_c . Полученная таким образом зависимость I_0 от суммарного тока светодиода $I_{\Sigma} = I_0 + I_c$ для исследуемого светодиода с $I_{\sigma} = 2.5$ mA и $x_s = 3$ представлена на рис. 7, a кривой 1. Видна суб-

линейность кривой начиная с нулевого тока. Кривые 1 на рис. 7, b и 7, c представляют соответственно зависимости плотности тока под контактом J_c и отношения $s_0 = I_0/I_c$ от I_{Σ} . Заметна сверхлинейность зависимости I_c от I_{Σ} и резкий спад I_0/I_c при токах < 100 mA. При токе $I_{\Sigma} > 180$ mA $I_0 < I_c$.

Предельные формулы для тока растекания имеют вид

$$I_0 \approx s I_c \quad \text{при } I_{\Sigma} < 8\pi I_{\sigma} (s+1) s^{-2}, \quad (13)$$

$$I_0 \approx \sqrt{8\pi I_{\sigma} I_c} \quad \text{при } I_{\Sigma} > 8\pi I_{\sigma} (s+1) s^{-2}, \quad (14)$$

где $s = x_s^2 - 1$ — отношение свободной от контакта площади к покрытой им. Из формул (13) и (14) видно, что зависимость I_0 от I_c — линейная при малых токах и корневая при больших. Смена линейной зависимости на корневую в исследованных структурах происходит при суммарном токе $I_{\Sigma} = 9$ mA.

4.2. Сетчатые контакты

Контактная сетка разбивает p -поверхность на отдельные ячейки. Сначала рассмотрим растекание тока в пределах одной ячейки, а затем просуммируем ток по всем ячейкам. Чтобы задача была одномерной, будем считать, что свободная от контакта p -поверхность ячейки имеет не квадратную форму, а круглую той же площади. Эта замена формы не вносит существенной ошибки и позволяет использовать решение для случая круглого контакта. Начало координат поместим в середину ячейки. Эквивалентный радиус свободной от контакта p -поверхности ячейки будет иметь величину $r_c = (b - \delta)/\sqrt{\pi}$, где b — шаг контактной сетки, δ — ширина полос. Безразмерный радиус будет выражаться той же формулой, что и в случае круглого контакта, $x = r/r_c$. Поскольку в случае сетчатого контакта рассматривается обратная геометрическая ситуация, направления тока растекания и оси x противоположны, ток I в уравнениях (1) и (2) и ток растекания будут иметь разные знаки и одинаковую абсолютную величину. Применив граничные условия при $x = 0$, где $u = 0$ и $u' = 0$, к уравнению (10), получаем $C = 0$. При $C = 0$ легко вычислить ток растекания по уравнению (10) при $x = 1$. Представим уравнение (6) в случае сетчатого контакта в виде

$$\frac{du}{dx} = \frac{s I_{c1}}{\pi I_{\sigma}} x e^y, \quad (15)$$

где $s = (b - \delta)^2 b^{-1} (2b - \delta)^{-1}$ — отношение свободной от контакта площади p -поверхности к покрытой им, I_{c1} — рекомбинационный ток под контактом, относящийся к одной ячейке. Учтем, что ток растекания одной ячейки I_{01} есть ток I в уравнении (5) при $x = 1$, взятый с противоположным знаком. Теперь уравнение (10) даст зависимость I_{01} от I_{c1} :

$$I_{01} = 4\pi I_{\sigma} \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{s I_{c1}}{2\pi I_{\sigma}}} \right). \quad (16)$$

Искомая зависимость всего тока растекания I_0 от всего тока под контактом I_c выразится через число ячеек $m = S_k/b^2$ (где S_k — площадь всей p -поверхности) следующей формулой:

$$I_0 = 4\pi I_\sigma m \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{sI_c}{2\pi I_\sigma m}} \right). \quad (17)$$

Предельные формулы для тока растекания в случае сетчатых контактов имеют вид

$$I_0 \approx sI_c \quad \text{при} \quad I_\Sigma < 8\pi m I_\sigma (1 + 2s^{-1}), \quad (18)$$

$$I_0 \approx \sqrt{8\pi I_c I_\sigma s m} \quad \text{при} \quad I_\Sigma > 8\pi m I_\sigma (1 + 2s^{-1}). \quad (19)$$

Из формул (18) и (19) видно, что зависимость тока растекания от тока под контактом светодиода с сетчатым контактом по форме такая же, как для светодиода с контактом в виде круга. Отличие состоит в том, что переход от линейной зависимости к корневой совершается при значительно больших токах. Для исследуемой структуры, в которой $s = 2.27$, $m = 11$ и $I_\sigma = 2.5$ мА, этот переход происходит при суммарном токе 1300 мА. Из рис. 7, а видно, что в светодиоде с сетчатым контактом зависимость I_0 от I_Σ остается почти линейной до суммарного тока 1300 мА, тогда как в случае круглого контакта она переходит в корневую при токах, в 100 раз меньших. Плотность тока под сетчатым контактом в 20 раз меньше, чем под круглым (рис. 7, б). Сетчатые контакты способны обеспечивать достаточно равномерное распределение тока по площади излучающего слоя и получать максимальный для данного узкозонного слоя внутренний квантовый выход фотонов.

Вычислим изменение напряжения по слою, поскольку при равномерном распределении тока оно меньше или около kT/e , а при неравномерном значительно больше. В случае сетчатого контакта это легко сделать, так как $C = 0$. Уравнение (10) при замене в левой части $x = udx/du$ приобретает вид

$$dy = \frac{2du}{u+4}. \quad (20)$$

Проинтегрировав (20) по y и u в интервале их изменений в пространстве от начала координат до контакта, вычислим искомое изменение безразмерного напряжения по слою растекания:

$$-\Delta y = 2 \ln \left(1 + \frac{u_0}{4} \right), \quad (21)$$

где $u_0 = u(x=1)$.

Поскольку на границе между корневым и линейным участками зависимости I_0 от I_c $u_0 = 4$, на этой границе $\Delta y = -2 \ln 2$ в соответствии с (21), т.е. абсолютная величина изменения напряжения по слою составляет $\sim 1.4\beta kT/e$. При этом плотность рекомбинационного тока изменяется в 4 раза, т.е. в 2 раза от среднего значения, иными словами — незначительно. Поскольку

на линейном участке $u_0 < 4$, плотность рекомбинационного тока изменяется по слою меньше чем в 2 раза от среднего значения. На корневом участке изменение значительно больше, и распределение тока нельзя считать равномерным.

В случае круглого контакта получается такая же закономерность. Однако распределение рекомбинационного тока можно считать равномерным при токах в 100 раз меньших, чем в случае сетчатого контакта.

Отметим еще, что в случае сетчатых контактов $I_0 > I_c$ до $I_\Sigma = 1300$ мА и более, тогда как в случае круглых контактов $I_0 > I_c$ при токах $I_\Sigma < 200$ мА. Поэтому сетчатые контакты при большом токе меньше затевают излучение, чем круглые.

5. Внутренний квантовый выход фотонов

В выходящем через лицевую грань излучении имеется составляющая со спектром, подобным первоначальному спектру активной области. Для ее выделения воспользуемся тем, что вторая составляющая подобна излучению через боковые грани. Как показано в нашей работе [2], при изотропности излучения в кристалле они различаются по внешнему квантовому выходу фотонов во столько же раз, во сколько раз различаются свободные от контактов площади граней. Изотропность излучения в исследуемых светодиодах поддерживается шероховатостью шлифованной поверхности подложки и канавками травления, где излучение отражается диффузно. В случае сетчатых контактов отношение свободных площадей лицевой и боковой граней выражается формулой

$$s_f = \frac{Ls}{H(s+1)}, \quad (22)$$

где L — шаг разделительной сетки, H — толщина кристалла.

Внешний квантовый выход фотонов через одну боковую грань наиболее удобно определять по величине угла в диаграмме направленности (θ_{\max}), при котором интенсивность излучения (по потоку фотонов) максимальна. Еще надо учитывать, что интенсивность излучения в плоскости p - n -перехода является удвоенной из-за отражения от кристаллодержателя. С учетом изложенного получается простая формула для определения отношения внутренних квантовых выходов коротковолнового (η_s) и длинноволнового (η_l) излучения:

$$\frac{\eta_s}{\eta_l} = \frac{k_s}{1 - k_s - 0.5s_f \operatorname{tg} \theta_{\max}}, \quad (23)$$

где k_s — доля коротковолновых фотонов, выходящих из кристалла перпендикулярно лицевой грани. Для светодиода II типа при $k_s = 0.5$, $s_f = 1.16$ и $\theta_{\max} = 30^\circ$ получаем $\eta_s = 3\eta_l$, т.е. внутренний квантовый выход коротковолновых фотонов в 3 раза больше, чем длинноволновых. Неискаженный спектр излучения узкозонного

слоя, как можно себе представить, выглядит однополосным с небольшой ступенькой на месте длинноволновой полосы. Величину η_s легко определить по внешнему выходу коротковолновых фотонов η_{es} , поскольку на η_{es} не влияет нефотоактивное поглощение в кристалле, а влияет только коэффициент выхода излучения из кристалла и затенение контактами, что выражается формулой

$$\eta_s = \frac{1 + \eta_{es}}{1 + s_0/(s_0 + 1)n(n + 1)^2\eta_{es}}, \quad (24)$$

где n — показатель преломления.

В светодиодах II типа при токе 75 мА, $\eta_{es} = 0.424\%$ и $s_0 = 2$ получается $\eta_s = 37.5\%$; при этом $\eta_l = 12.5\%$.

Теперь удобно воспользоваться формулой (4) из нашей работы [2] для внешнего квантового выхода длинноволновых фотонов η_e , полностью применимой к светодиодам III типа, чтобы определить коэффициент нефотоактивного поглощения в кристалле α_d . Предварительно по формуле (6) из этой же работы [2] надо вычислить эффективный коэффициент поглощения в кристалле, характеризующий выход излучения из кристалла,

$$\alpha_e = \frac{S}{Vn(n + 1)^2}, \quad (25)$$

где S — площадь свободной от контактов поверхности кристалла, V — его объем. Для светодиодов III типа $\alpha_e = 1.13 \text{ см}^{-1}$.

Разрешенная относительно коэффициента нефотоактивного поглощения в кристалле α_d формула (4) для η_e из работы [2] имеет вид

$$\alpha_d = \alpha_e \left[\frac{\eta_l}{\eta_e(1 - \eta_s)} - 1 \right]. \quad (26)$$

При $\eta_e = 1.34\%$ и токе 75 мА в светодиоде III типа получается $\alpha_d = 16 \text{ см}^{-1}$. Тот факт, что α_d на порядок больше α_e , заставляет обратить внимание на существование нефотоактивного поглощения. К тому же оценки внутреннего квантового выхода фотонов при оптимальном токе дают величину $\eta = \eta_s + \eta_l = 63\%$, т. е. приближающуюся к 100%.

6. Анализ результатов эксперимента

Светодиоды с расположением активной области вблизи наружной лицевой грани и с круглым, и с сетчатым омическими контактами излучают и коротковолновую полосу, и длинноволновую, обусловленную двухзарядными акцепторами (рис. 2, 3).

Слабая зависимость формы спектров излучения от тока говорит о том, что излучение генерируется в p -области, где заполнение двухзарядных центров почти не зависит от тока, в отличие от n -области. Подложечная n -область играет основную роль в нефотоактивном поглощении из-за большой толщины.

Значительно меньшая плотность тока под сетчатым контактом (рис. 7) по сравнению с круглым подтверждается большой протяженностью сверхлинейного участка характеристики оптическая мощность–ток (рис. 6) от 0 до 200 мА в светодиодах II и III типов (кривые 2, 3) при его протяженности всего до тока 10 мА в светодиодах I типа (кривая 1). На этом участке происходит насыщение глубоких безызлучательных центров рекомбинации, для чего требуется большая плотность тока.

Низкая плотность тока в светодиодах с сетчатыми контактами приводит к тому, что внутренний квантовый выход излучательной рекомбинации почти не уменьшается при увеличении тока от 100 до 300 мА. Поэтому мощность излучения при токе 300 мА достигает больших величин: 2.5–3.5 мВт. Светодиоды с расположением активной области вблизи наружной грани имеют преимущество в виде коротковолновой полосы. Тепловое сопротивление кристаллов светодиодов II и III типов почти одинаково ($\sim 15 \text{ К/Вт}$), так как тепло выделяется в основном в объеме всего кристалла при нефотоактивном поглощении излучения.

Отметим, что внутренние параметры светодиодного кристалла $\eta_s = 37.5\%$, $\eta_l = 12.5\%$, $\eta = 50\%$ и $\alpha_d = 16 \text{ см}^{-1}$ вычислены в светодиодах II и III типов при токе 75 мА, когда внешний квантовый выход фотонов составляет 1.91 и 1.34% соответственно. При оптимальном токе внешний квантовый выход фотонов в светодиодах этих типов достигает соответственно 2.4 и 1.7%. Максимальный внешний квантовый выход фотонов реализуется при $\eta_s = 47\%$, $\eta_l = 16\%$ и $\eta = 63\%$. Такая большая излучательная эффективность объясняется равномерностью распределения тока по площади p - n -перехода в светодиодах с сетчатым контактом, что позволяет ввести всю активную область в оптимальный излучательный режим.

Если использовать дифференциальный внешний квантовый выход фотонов в этих светодиодах 3.2 и 2.2% соответственно, то получим внутренний квантовый выход фотонов 84%, что очень близко к 100%. Этот квантовый выход фотонов равен доле рекомбинации через двухзарядные акцепторы во всей межзонной и квазимежзонной рекомбинации, включая безызлучательную. Полученные результаты позволяют надеяться на создание высокоэффективных мощных светодиодов, работающих на электронных переходах через двухзарядные акцепторы.

7. Заключение

По результатам исследований можно сделать следующие выводы.

1) Спектры излучения почти одинаковы по форме в случае сетчатых и круглых контактов.

2) Светодиоды с сетчатыми контактами способны давать гораздо большую мощность излучения, чем с круглыми.

3) Выведены математические соотношения, описывающие растекание тока из круглых и сетчатых контактов и позволяющие выбирать параметры полупроводниковых слоев для обеспечения равномерного распределения тока по площади $p-n$ -перехода.

4) Эксперименты и расчеты показывают, что плотность тока под сетчатыми контактами реально в 20 раз меньше, чем под круглыми, что значительно уменьшает вклад безызлучательной оже-рекомбинации и позволяет получать большую мощность излучения — до 3.5 мВт при токе 300 мА.

5) Внутренний квантовый выход излучения в длинноволновой и коротковолновой полосах двухзарядного акцептора в p -GaSb, определенный экспериментально, равен 16 и 47% соответственно. Коэффициент нефотоактивного поглощения рекомбинационного излучения в светодиоде составляет 16 см^{-1} .

Работа частично поддержана грантом РФФИ № 04-02-17655 и частично грантом CRDF Rpo-1407-ST-03.

Список литературы

- [1] Е.А. Гребенщикова, А.Н. Именков, Б.Е. Журтанов, Т.Н. Данилова, А.В. Черняев, Н.В. Власенко, Ю.П. Яковлев. ФТП, **37** (12), 1465 (2003).
- [2] Е.А. Гребенщикова, А.Н. Именков, Б.Е. Журтанов, Т.Н. Данилова, М.А. Сиповская, Н.В. Власенко, Ю.П. Яковлев. ФТП, **38** (6), 745 (2004).
- [3] Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, Д.З. Гарбузов, Н.Ю. Давидюк, В.Р. Ларионов, Л.Т. Чичуа. Письма ЖТФ, **2** (23), 1066 (1976).
- [4] Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, Д.З. Гарбузов, Н.Ю. Давидюк, Б.В. Пушный, Л.Т. Чичуа. Письма ЖТФ, **3** (14), 657 (1977).
- [5] I. Schnitzer, E. Yablonovitch, C. Caneay, T.J. Gmitter, A. Scherer. Appl. Phys. Lett., **63** (16), 2174 (1993).
- [6] R. Windisch, P. Heremans, A. Knobloch, P. Kiesel, G.H. Dohler, B. Dutta, G. Borghs. Appl. Phys. Lett., **74** (16), 2256 (1999).
- [7] Э. Камке. *Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям* (М., Наука, 1971).

Редактор Л.В. Шаронова

Properties of GaSb-based light-emitting diodes with grid ohmic contacts

A.N. Imenkov, E.A. Grebenshchikova, B.E. Zhurtanov, T.N. Danilova, M.A. Sipovskaja, N.V. Vlasenko, Yu.P. Yakovlev

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Reported is a study of the GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb-based LEDs radiating due to electronic transitions from the conductivity gap to the levels of their double charges acceptors. The parallelepiped-like LEDs with both round and grid contacts on an epitaxial layer surface have been investigated both experimentally and theoretically. Mathematical formulae for a current spreading from the round and grid contacts are given. It is shown that grid contacts provide the uniform distribution of a current on the area of an emitting layer unlike the round contacts. The current density under the grid contact is 20 times less, than that under the round one. It is especially important for long-wavelength LEDs ($2 \mu\text{m}$) in which the nonradiative Auger recombination contribution is significant. The radiation power of LEDs with grid contacts is 3.5 mW for the current of 300 mA.