

Трансформация коротковолновой полосы излучения двухзарядного природного акцептора в длинноволновую в светодиодах на основе GaSb

© Е.А. Гребенщикова, А.Н. Именков, 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 20 октября 2003 г. Принята к печати 21 октября 2003 г.)

Сообщается о создании кристаллов на основе GaSb в виде ступенчатой пирамиды со сглаженными ступенями для изготовления светодиодов, в которых коротковолновая полоса излучения двухзарядного природного акцептора трансформируется в длинноволновую без потери количества излучаемых фотонов. Экспериментально и теоретически показано, что увеличение отношения площади светодиодного кристалла к его объему увеличивает внешний квантовый выход фотонов и достигнута его величина 5.1% для природного акцептора в GaSb.

1. Введение

В предыдущей нашей работе [1] было показано, что электрохимическая огранка кристалла для изготовления светодиодов позволяет сделать одну из его поверхностей в виде усеченного конуса. Коэффициент выхода излучения из кристалла через такую поверхность больше, чем через плоскую благодаря выпуклости конуса. Это дало увеличение коэффициента выхода излучения в 1.5 раза при первом падении на поверхность. Неортогональность этой поверхности к другим взаимно ортогональным граням кристалла позволяет части лучей, претерпевших полное внутреннее отражение при падении на эту поверхность, падать на другие поверхности под углом, меньшим угла полного внутреннего отражения, и выходить из кристалла. Это позволяет использовать многопроходность для увеличения внешнего квантового выхода излучения и особенно это касается примесного излучения, которое слабо поглощается на межзонных переходах. Кроме того, благодаря тому что коротковолновая полоса двухзарядного акцептора в GaSb [1] испытывает поглощение на хвостах зон в GaSb, многопроходность вместе с переизлучением можно использовать для трансформации коротковолновой полосы в длинноволновую.

В данной работе ставились следующие задачи. Во-первых, получить развитую выпукло-пирамидальную поверхность светодиодного кристалла путем многоступенчатого электрохимического травления. Во-вторых, использовать такой светодиодный чип для трансформации коротковолновой полосы двухзарядного акцептора в длинноволновую без существенной потери общего количества фотонов. Работа продолжает наши исследования по созданию светодиодов в средней инфракрасной области спектра (1.6–2.4 мкм) [1–7].

2. Методика эксперимента

Исследуемые светодиодные структуры изготавливались методом жидкофазной эпитаксии на подложках *n*-GaSb толщиной 400 мкм, ориентированных по кристаллографической плоскости (100). Подложки были легированы Te до концентрации электронов $8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. 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 размещения части атомов Ga в узлах кристаллической решетки, предназначенных для атомов Sb. Толщина слоя составляла 2 мкм. Далее выращивался более широкозонный ограничительный слой *p*-Ga_{0.66}Al_{0.34}SbAs, легированный Ge до концентрации дырок 10^{18} см^{-3} . Он имел толщину 3.5 мкм. На него наращивался контактный слой *p*-GaSb толщиной 0.5 мкм, сильно легированный Ge до концентрации дырок $8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Для экспериментов по электрохимической огранке полупроводниковых кристаллов одна большая пластина с эпитаксиальными слоями была разделена на несколько частей, из которых затем при помощи контактной фотолитографии изготавливались светодиоды с кристаллами различной конфигурации (рис. 1).

1. Первый вид полупроводниковых светодиодных кристаллов (рис. 1, *a*) имел толщину ~ 380 мкм. Со стороны эпитаксиального слоя, т.е. в *p*-области, были сформированы контакты диаметром 100 мкм путем последовательного напыления слоев Cr, сплава Au+Ge и Au на установке ВУП-4. Со стороны подложки, т.е. на *n*-область, были также напылены Cr, Au+Te, Au. Далее контактные слои были вожены в течение 1 мин при температуре 250°C. Затем со стороны эпитаксиального слоя был сформирован рисунок в виде квадратов со стороной 480 мкм и шагом 500 мкм для разделения структуры на отдельные чипы. На следующем этапе в центре этих квадратов были сформированы меза-

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

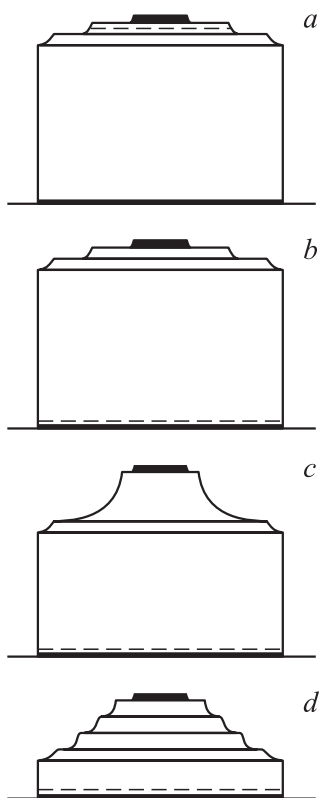


Рис. 1. Схема конструкции четырех видов светодиодных кристаллов: *a* — в виде параллелепипеда с припаянной к кристаллодержателю подложечной частью, *b* — в виде параллелепипеда с припаянной к кристаллодержателю эпитаксиальной частью, *c* — с конусно-пирамидальной подложечной частью, *d* — в форме ступенчатой пирамиды со сглаженными ступенями.

структуры диаметром 300 мкм и высотой 10 мкм, в центре которых располагались ранее вожженные контакты диаметром 100 мкм. Далее полупроводниковый кристалл разделялся на отдельные кристаллики (чипы) в виде параллелепипедов методом скалывания. Каждый кристаллик (чип) монтировался подложкой на светодиодный кристаллодержатель ТО-18 с плоским столиком.

II. Второй вид светодиодных приборов (рис. 1, *b*) был изготовлен таким образом, что точечные контакты, межи и разделительные каналы формировались со стороны *n*-области, т.е. со стороны подложки, а сплошной контактный слой был сформирован на эпитаксиальной *p*-стороне кристалла. Монтировался каждый из этих чипов эпитаксиальной стороной на светодиодный кристаллодержатель ТО-18 с плоским столиком. Вывод излучения осуществлялся в основном через подложку.

Итак, светодиодные чипы вида I и II имели обычную плоско-прямоугольную геометрию и отличались друг от друга только выводом излучения. Из чипов типа I излучение выходило в основном через эпитаксиальные слои, из чипов типа II через подложку.

III. Для сравнения со светодиодами со стандартными геометрическими параметрами (I и II виды) из той же светоизлучающей структуры были изготовлены светодиодные чипы с развитой поверхностью (рис. 1, *c*) путем многократной электрохимической огранки светодиодного кристалла. Химическая огранка проводилась при помощи контактной фотолитографии следующим образом. На первом этапе со стороны химически очищенной подложки *n*-типа фотолитографически расположили окна под омические контакты диаметром 100 мкм. Контактные слои были сформированы в этих окнах. Контакты к *p*-области сформированы на всей поверхности эпитаксиального *p*-слоя. Для выделения границ отдельных чипов был сформирован рисунок в виде квадратов со стороной 480 мкм и шагом 500 мкм на подложечной стороне полупроводникового светодиодного кристалла, и пограничные каналы были вытравлены на глубину 70 мкм путем электрохимического травления в травителе на основе CrO_3 . Ширина каналов составила 160 мкм. На следующем этапе процесса фотолитографии в центре открытых квадратов был сформирован рисунок в виде круга диаметром 300 мкм. Протравив его аналогично квадрату, получили фигуру высотой 140 мкм в форме пирамиды в основании и усеченного конуса у вершины с верхней площадкой диаметром 200 мкм. После разделения светодиодного кристалла на отдельные кристаллики (чипы) методом скалывания каждый чип монтировался эпитаксиальной стороной на светодиодный кристаллодержатель ТО-18 с плоским столиком.

IV. С целью уменьшения оптического пути излучения четвертая часть исходной светодиодной структуры была утоньшена до 200 мкм (рис. 1, *d*). Уменьшение толщины проводили со стороны подложки шлифованием с последующей химической полировкой. Светодиоды были изготовлены методом многоступенчатого глубокого травления. Первый этап изготовления, а именно формирование на подложечной стороне окон под омические контакты диаметром 100 мкм и напыление сплава с золотом, проводился аналогично процессу, описанному в п. III. На втором этапе фотолитографии, т.е. на стадии формирования рисунка на подложечной стороне светоизлучающей структуры, продолжительность травления каждого отдельно взятого рисунка была сокращена. В результате получились менее глубокие, чем в п. III, квадраты, круги и т.п. Мы стремились скруглить, сгладить острые выступы, которые неизбежно получаются при таком многоступенчатом травлении (4 фотолитографических стадии). Для этого на 5-й стадии, когда размер верхней площадки с омическим контактом составлял 200 мкм, фотолитографически была сделана меза-структура диаметром 200 мкм. Все, что выступало за пределы круга диаметром 200 мкм, было протравлено электрохимически в течение 20 с. В результате получилась фигура высотой 120 мкм в форме ступенчатой пирамиды со сглаженными ступенями (рис. 2). Далее светодиодные кристаллы разделялись на отдельные чипы методом скалывания. Каждый чип монтировался эпитаксиальной

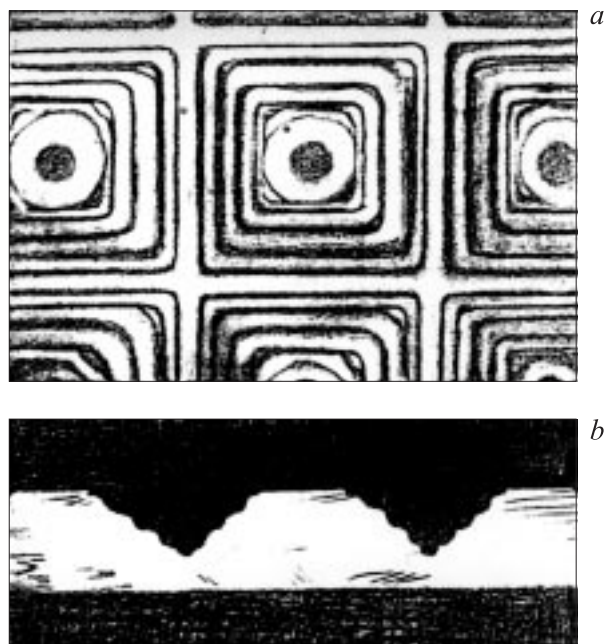


Рис. 2. Фотографии пластины с вытравленными светодиодными кристаллами в виде ступенчатой пирамиды со сглаженными ступенями: *a* — вид со стороны подложки, *b* — профиль, полученный скальванием.

стороной на светодиодный кристаллодержатель ТО-18 с плоским столиком.

Измерялись спектры и диаграммы направленности излучения при различных импульсных токах амплитудой от 10 до 300 мА с частотой 512 Гц и скважностью 2. Измерения проводились при комнатной температуре и при охлаждении светодиода бытовым вентилятором. Дифракционный монохроматор МДР-2, на котором измерялись спектры, был прокалиброван в единицах мощности излучения, деленной на интервал длины волны в мкм. Для вычисления мощности излучения спектры измерялись в двух направлениях: перпендикулярном плоскости *p-n*-перехода или параллельном ей, но перпендикулярно одной из граней кристалла. Мощность в параллельном направлении бралась удвоенной при вычислении всей мощности излучения, что точно соответствовало диаграмме направленности светодиодов I и II видов, имеющих форму параллелепипеда. Методика расчета сохранялась и для других светодиодов, так как в их основании лежал параллелепипед.

3. Результаты экспериментов

3.1. Спектры излучения

Конструкция светодиодов первого вида с расположением эпитаксиальных слоев на наружной грани параллелепипеда и с выводом излучения через эпитаксиальные слои позволяет наблюдать практически неискаженный спектр рекомбинационного излучения двух-

зарядного акцептора, как показано в работе [1]. Такой спектр наблюдается в направлении, перпендикулярном плоскости *p-n*-перехода (рис. 3, кривая 1), благодаря малой длине пути излучения в кристалле (~ 5 мкм). В этом направлении спектр представляет собой дуплет с максимумами на длинах волн $\lambda_s = 1.76$ мкм (энергия фотона $h\nu_s = 0.705$ эВ) и $\lambda_1 = 1.9$ мкм (энергия фотона $h\nu_1 = 0.65$ эВ) с полуширинами полос 0.06 и 0.07 эВ соответственно. В направлении, лежащем в плоскости *p-n*-перехода (рис. 3, кривая 2), в спектре излучения преобладает полоса, которая в дуплете является длинноволновой. Коротковолновая полоса почти не заметна. Интенсивность длинноволновой полосы в 2 раза меньше, чем в направлении, перпендикулярном плоскости *p-n*-перехода.

Светодиоды II, III и IV видов, у которых кристалл припаян к кристаллодержателю эпитаксиальной сторо-

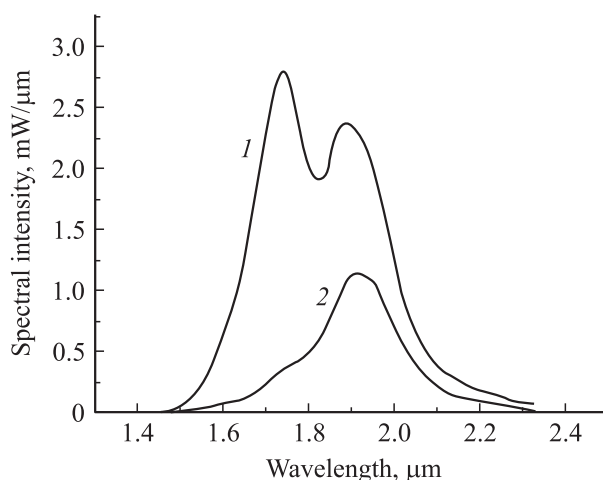


Рис. 3. Спектры излучения светодиодов вида I в двух направлениях: перпендикулярном плоскости *p-n*-перехода (1) и параллельном ей (2).

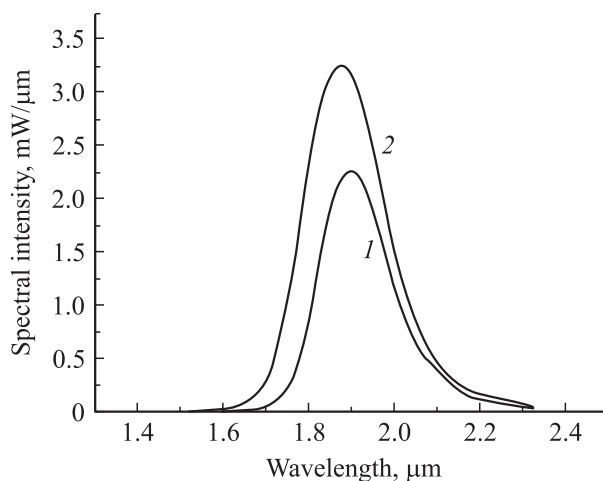


Рис. 4. Спектры излучения светодиодов вида II в двух направлениях: перпендикулярном плоскости *p-n*-перехода (1) и параллельном ей (2).

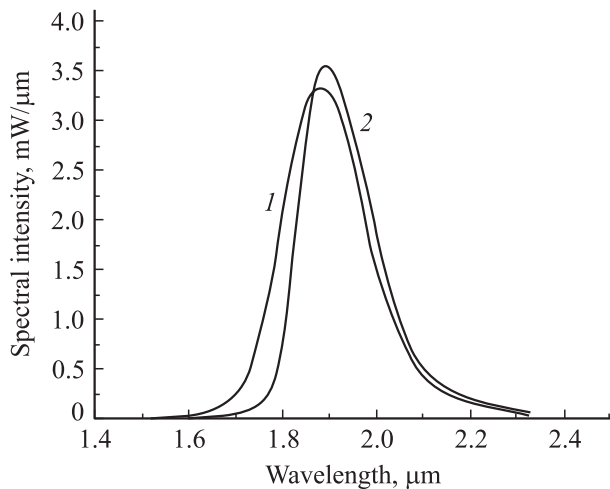


Рис. 5. Спектры излучения светодиодов вида III в двух направлениях: перпендикулярном плоскости p - n -перехода (1) и параллельном ей (2).

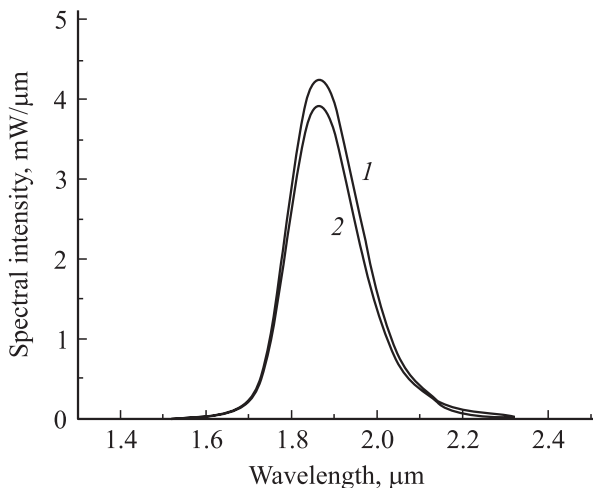


Рис. 6. Спектры излучения светодиодов вида IV в двух направлениях: перпендикулярном плоскости p - n -перехода (1) и параллельном ей (2).

ной, излучают практически одну полосу с параметрами, близкими к параметрам упомянутой длинноволновой полосы (рис. 4–6).

В светодиоде вида II (рис. 4) интенсивность излучения в направлении, перпендикулярном плоскости p - n -перехода, меньше, чем в параллельном. В светодиодах вида III и IV (рис. 5, 6) интенсивности излучения в этих направлениях приблизительно одинаковы.

3.2. Диаграммы направленности

Для каждой формы светодиодного кристалла характерно свое распределение излучения в дальней зоне (рис. 7). Светодиоды первого вида наиболее сильно излучают в направлении, перпендикулярном плоскости p - n -перехода (рис. 7, кривая 1). Интенсивность из-

лучения плавно падает при увеличении угла отклонения от этого направления и при угле отклонения $\theta = 90^\circ$ составляет 10–20% от значения при $\theta = 0$. При увеличении угла отклонения свыше 90° интенсивность излучения резко падает у светодиодов всех видов из-за затенения кристаллодержателем.

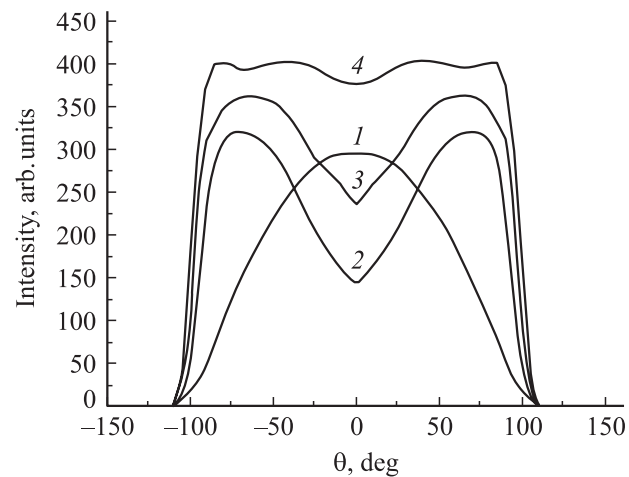


Рис. 7. Диаграмма направленности излучения светодиодов с формой кристалла различного вида: 1 — I, 2 — II, 3 — III, 4 — IV.

Диаграмма направленности светодиодов видов II, III и IV, в которых кристалл припаян к держателю эпитаксиальной стороной, имеет минимум при $\theta = 0$ (рис. 7, кривые 2–4). Наиболее сильно это выражено у светодиодов вида II (рис. 7, кривая 2), имеющих форму параллелепипеда с квадратным основанием 500×500 мкм² и высотой 380 мкм. При угле 75° интенсивность излучения в 2.2 раза больше, чем при нулевом угле, а при угле 90° — в 1.5 раза.

Для светодиодов вида III, в которых подложечная часть подвергнута глубокому травлению, характерны меньшие углы ($\sim 60^\circ$), при которых интенсивность излучения максимальна (рис. 7, кривая 3). Величина интенсивности в максимумах только в 1.5 раза больше, чем при $\theta = 0$. При угле 90° интенсивность излучения такая же, как при $\theta = 0$. Наиболее слабо центральный минимум выражен в диаграмме направленности светодиодов вида IV (рис. 7, кривая 4) с кристаллом в форме ступенчатой пирамиды общей высотой 200 мкм. Для этих светодиодов характерна слабая зависимость интенсивности излучения от угла наблюдения вплоть до угла отклонения от нормали к плоскости p - n -перехода, равном 90° .

3.3. Квантовый выход фотонов

Зависимость мощности излучения W от тока I (рис. 8) нелинейная. При малых токах до 10 мА для светодиодов вида I и до 75 мА для других видов она сверхлинейная, а при больших токах сублинейная.

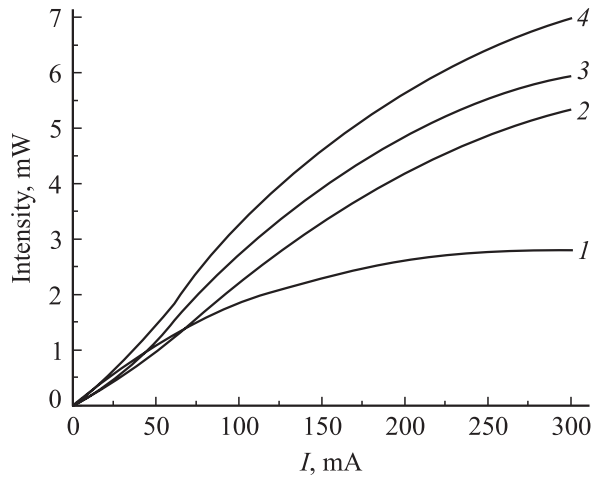


Рис. 8. Зависимости мощности излучения от тока светодиодов с формой кристалла различного вида: 1 — I, 2 — II, 3 — III, 4 — IV.

При токах, больших 250 мА, мощность излучения светодиодов вида I начинает уменьшаться с ростом тока, что связано с сосредоточением излучения под омическим контактом с соответствующим увеличением скорости оже-рекомбинации, как показано в работе [1]. Среди светодиодов разных конструкций эти светодиоды имеют наименьшую мощность при токах более 70 мА (рис. 8).

Наибольшую мощность излучения дают светодиоды вида IV с кристаллом в форме ступенчатой пирамиды (рис. 8, кривая 4). При токе 300 мА мощность их излучения достигает $W = 7$ мВт. Эти светодиоды имеют также самый большой дифференциальный квантовый выход фотонов, который достигает величины $\eta_e = 5.1\%$ при токе 75 мА (см. таблицу). В светодиодах вида III и IV максимум квантового выхода $\eta_e = 3.2\%$ и 4.1% соответственно достигается также при токе 75 мА. В светодиодах вида I максимальный дифференциальный квантовый выход фотонов составляет $\eta_e = 3.8\%$ при токе 10 мА.

Тип светодиода	W , мВт	η_e , %	$h\bar{\nu}$, эВ	$\Delta\lambda$, мкм	$\bar{\lambda}$, мкм	S/V , см ⁻¹	α_e , см ⁻¹	η_e^{calc} , %
I	2.8	3.8	0.68	0.35	1.8	106	1.13	3.9
II	5.3	3.2	0.65	0.21	1.9	106	1.13	3.9
III	6.7	4.1	0.65	0.20	1.9	122	1.30	4.4
IV	7.0	5.1	0.65	0.20	1.9	167	1.79	5.7

В таблице приведены, кроме того, средние значения энергии фотонов $h\bar{\nu}$, длины волны $\bar{\lambda}$ и полуширины спектра излучения $\Delta\lambda$, необходимые для вычисления внешнего квантового выхода фотонов, а также другие величины, о которых речь пойдет далее.

4. Обсуждение экспериментальных данных

4.1. Теоретические предпосылки

Различие спектров излучения, диаграмм направленности и квантовой эффективности светодиодов с разной формой кристалла говорит о влиянии формы кристалла на электролюминесцентные процессы и явления: генерацию, распространение и поглощение рекомбинационного излучения, переизлучение и т. д.

Для выявления взаимодействия этих явлений рассмотрим обобщенную картину работы светодиодного чипа.

В рабочем режиме фотоны излучаются сначала в кристалл, а потом уже выходят наружу. Их общее количество в кристалле обозначим буквой Φ . Спектральное распределение фотонов по длинам волн λ выразится функцией $d\Phi/d\lambda$. Фотоны возникают за счет рекомбинации электронно-дырочных пар, образующихся вследствие инжекции электрическим током I , и вследствие межзонного или квазимежзонного поглощения циркулирующих в кристалле фотонов, что можно выразить

определенным интегралом $\int_0^\infty \alpha c (d\Phi/d\lambda) d\lambda$, где α — усредненный по кристаллу коэффициент фотоактивного поглощения, c — скорость света в кристалле. Уменьшение количества фотонов происходит из-за упомянутого фотоактивного поглощения, а также поглощения потерь, включая поглощение в металлических контактах, что выразим буквой α_d , и еще из-за выхода излучения наружу, что выразим через соответствующий коэффициент поглощения α_e . Спектральное распределение первоначального рекомбинационного излучения выразим функцией $d\eta/d\lambda$, причем

$$\eta = \int_0^\infty (d\eta/d\lambda) d\lambda$$

есть внутренний квантовый выход излучения.

Будем предполагать, что излучение в кристалле не обладает направленностью. Результирующее уравнение баланса спектрального распределения фотонов имеет вид

$$\frac{d(d\Phi/d\lambda)}{dt} = \frac{d\eta}{d\lambda} \left[\frac{I}{e} + \int_0^\infty c\alpha \frac{d\Phi}{d\lambda} d\lambda \right] - c(\alpha + \alpha_d + \alpha_e) \frac{d\Phi}{d\lambda} = 0, \quad (1)$$

где e — заряд электрона. Из уравнения (1) можно определить спектр потока излучения, выходящего из кристалла:

$$\begin{aligned} \frac{dP_e}{d\lambda} &= c\alpha_e \frac{d\Phi}{d\lambda} \\ &= \frac{d\eta}{d\lambda} \alpha_e \left[\frac{I}{e} + \int_0^\infty c\alpha \frac{d\Phi}{d\lambda} d\lambda \right] (\alpha + \alpha_d + \alpha_e)^{-1}. \quad (2) \end{aligned}$$

Из выражения (2) следуют важные выводы: спектр выходящего излучения не зависит от переизлучения, представленного здесь определенным интегралом по λ , а зависит от спектра первоначального рекомбинационного излучения $\frac{d\eta}{d\lambda}$ и от спектра поглощения $(\alpha + \alpha_d + \alpha_e)$. Величины α_d и α_e почти не изменяются в пределах длин волн большей части первоначального излучения, тогда как α сильно увеличивается с уменьшением длины волны и вполне может уменьшать долю коротковолнового излучения в выходящем излучении по сравнению с первоначальной долей. Это происходит в области длин волн $\lambda < \lambda_b$, в которой $\alpha > \alpha_d + \alpha_e$, и позволяет приблизительно вычислить упомянутый определенный интеграл. Умножив (2) на α/α_e и проинтегрировав по λ , получим

$$\int_0^{\infty} c\alpha \frac{d\Phi}{d\lambda} d\lambda = \frac{\eta_s}{1 - \eta_s} \frac{I}{e}, \quad (3)$$

где η_s — внутренний квантовый выход коротковолновых фотонов с $\lambda < \lambda_b$. Подставив (3) в (2), проинтегрировав по λ , и разделив результат на I/e , получим внешний квантовый выход фотонов

$$\eta_e = \frac{\eta_l}{(1 - \eta_s)(1 + \alpha_d/\alpha_e)}, \quad (4)$$

где η_l — внутренний квантовый выход длинноволновых фотонов с $\lambda > \lambda_b$.

Из выражения (4) следует, что для увеличения внешнего квантового выхода фотонов η_e требуется увеличить не только внутренний квантовый выход длинноволновых (η_l) и коротковолновых (η_s) фотонов, но и увеличивать эффективный коэффициент поглощения α_e , выражающий выход фотонов из кристалла. При $\eta_s + \eta_l = 1$ и $\alpha_d/\alpha_e \ll 1$ величина η_e близка к 1, что говорит о возможности трансформации коротковолновых фотонов в длинноволновые без потери их количества. Для определения α_e учтем, что вблизи различных участков поверхности кристалла dS может быть различная плотность фотонов $d\Phi/dV$. Причем интеграл от $d\Phi/dV$ по объему кристалла V равен Φ . Учитывая, что фотоны пересекают поверхность только в угле полного внутреннего отражения и испытывают частичное отражение внутрь кристалла, найдем α_e в случае, когда коэффициент преломления кристалла $n \gg 1$:

$$\alpha_e = \frac{1}{\Phi} \int_S \frac{d\Phi}{dV} \frac{dS}{n(n+1)^2}. \quad (5)$$

При равномерном распределении фотонов и оптической однородности кристалла выражение (5) упрощается:

$$\alpha_e = \frac{S}{Vn(n+1)^2}, \quad (6)$$

где S — площадь свободной световыводящей поверхности кристалла.

Из формулы (6) следует, что α_e можно увеличивать, увеличивая отношение S/V , например, делая кристалл тоньше. Изменение формы кристалла с кубической на полусферическую увеличивает α_e в 1.5 раза. При этом кривизна сферической поверхности способствует равномерности распределения и ненаправленности излучения в кристалле, а плоские ортогональные грани куба этому не способствуют, уменьшая α_e . Меза-структура, вытравленная на одной из граней исследованных светодиодов, способствует некоторому восстановлению ненаправленности излучения. Более радикально это могли бы делать выпуклости или впадины на всей поверхности кристалла, которые еще и увеличивают поверхность кристалла, что приводит к дополнительному росту α_e . Металлические контакты закрывают часть поверхности, уменьшая α_e . Кроме того, они могут поглощать излучение и тем самым сильно увеличивать α_d . Положительную роль может сыграть диффузное отражение излучения в кристалле от металлизированной поверхности, переориентирующее потоки фотонов.

В случае, когда плотность фотонов слегка различна вблизи разных участков поверхности кристалла, можно воспользоваться уравнением (5) для оценки эквивалентного коэффициента поглощения, соответствующего выходу излучения наружу через каждый такой участок, интегрируя (5) только в пределах этого участка. Полученный результат можно использовать для вычисления потока фотонов через отдельные участки поверхности кристалла. Таким образом, несмотря на простоту и условность проведенного теоретического рассмотрения, оно позволяет отвечать на важнейшие вопросы генерации, переизлучения и распространения фотонов и выхода их из кристалла. Теперь проанализируем экспериментальные данные, опираясь на это теоретическое рассмотрение.

4.2. Анализ экспериментальных данных

Различие интенсивностей излучения в направлении, перпендикулярном плоскости p - n -перехода, в светодиодах видов I и II можно объяснить разным расстоянием от активных областей до наружных поверхностей, параллельных плоскости p - n -перехода. Это проявляется как в спектрах мощности излучения, так и в диаграммах направленности (рис. 3–8). Большая толщина кристалла (380 мкм) приводит к разной плотности фотонов вблизи наружных поверхностей и к разным величинам эквивалентных коэффициентов поглощения, выражающих выход излучения наружу в соответствии с формулой (5). В светодиодах вида I эпитаксиальные слои лежат у наружной поверхности и упомянутый коэффициент больше, чем в светодиодах вида II, и соответственно больший поток фотонов выходит через наружную поверхность и с гораздо большей долей коротковолновых фотонов. Плотности фотонов у наружных поверхностей в этих светодиодах различаются приблизительно в 2 раза, по-

сколько таково различие выходящих через наружные поверхности потоков.

Из приблизительного равенства внешнего квантового выхода излучения этих светодиодов следует, что контакты, покрывающие всю p -поверхность в светодиодах вида II и только малую ее часть в светодиодах вида I, являются практически непоглощающими. Кроме того, контакты способны к диффузному отражению фотонов, так как поверхность между полупроводником и металлом не является оптически гладкой из-за различия их кристаллических решеток. Поэтому металлические контакты способствуют ненаправленности светового потока в кристалле.

Малая средняя толщина кристалла в светодиодах видов III и IV обеспечивает равенство интенсивностей излучения в направлениях, перпендикулярном и параллельном плоскости p - n -перехода. Это равенство говорит об однородности потока излучения в кристаллах. Ненаправленность потоков в них хорошо поддерживается при отражении излучения от сглаженных стыков граней. Поэтому условия приведенного выше теоретического рассмотрения в светодиодах видов III и IV можно считать выполненными. Для вычисления эквивалентного коэффициента поглощения, обусловленного выходом излучения из кристалла, пригодна формула (6). Эту формулу применим также и к светодиодам видов I и II. В таблице приведены значения эквивалентного коэффициента поглощения, обусловленного выходом излучения из кристалла, α_e и теоретического внешнего квантового выхода фотонов η_e^{calc} , вычисленные по значениям отношений площади световыводящей поверхности S к объему кристалла V , соответствующих светодиодам различных видов. Для вычислений взяты типичные значения внутреннего квантового выхода фотонов $\eta = 58\%$ и отношение генерируемых потоков коротковолновых и длинноволновых фотонов $\eta_s/\eta_l = 2$ [1], коэффициента нефотоактивного поглощения $\alpha_d = 8 \text{ см}^{-1}$ и коэффициента преломления $n = 3.9$ [8], теоретический внешний квантовый выход фотонов η_e^{calc} оказывается близок к измеренному значению η_e в светодиодах всех видов. Незначительное превышение η_e^{calc} над η_e можно объяснить неучтенным поглощением в сильно легированном контактном слое и другими неучтенными факторами.

Несмотря на то что светодиоды видов III и IV излучают только длинноволновую полосу в отличие от светодиодов вида I, излучающих еще и более сильную коротковолновую полосу, они имеют больший внешний квантовый выход излучения. Это говорит об осуществлении трансформации коротковолновых фотонов в длинноволновые с сохранением и даже преумножением общего количества фотонов. Преумножение объясняется эффективным переизлучением и уменьшением толщины подложки. И теоретические, и экспериментальные значения внешнего квантового выхода фотонов увеличиваются с ростом отношения площади световыводящей поверхности к объему кристалла светодиода.

5. Результаты и выводы

Основным результатом работы является создание светодиодных кристаллов различной формы, в том числе с сильно развитой световыводящей поверхностью, показывающее большие возможности метода многоступенчатого электрохимического травления. Созданы светодиодные кристаллы в виде ступенчатой пирамиды со сглаженными ступенями, в которых хорошо поддерживается ненаправленность светового потока, способствующая переизлучению и высокому внешнему квантовому выходу фотонов. В этих светодиодах двухполосный спектр излучения двухзарядного акцептора преобразован в однополосный без потери общего количества фотонов.

Выведены теоретические формулы для спектра выходящего излучения и внешнего квантового выхода фотонов. Как теоретически, так и экспериментально показано, что спектр выходящего излучения определяется спектром первоначального рекомбинационного излучения и спектром поглощения кристалла, а внешний квантовый выход фотонов пропорционален отношению световыводящей площади кристалла к его объему.

Авторы выражают благодарность С.С. Евдокимовой и Е.В. Кузнецовой за сборку светодиодов.

Работа частично поддержана грантом SRDF 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] А. Андаспаева, А.Н. Баранов, А.А. Гусейнов, А.Н. Именков, А.М. Литвак, Г.М. Филаретова, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **14** (9), 845 (1988).
- [3] А. Андаспаева, А.Н. Баранов, Е.А. Гребенщикова, А.А. Гусейнов, А.Н. Именков, А.А. Рогачев, Г.М. Филаретова, Ю.П. Яковлев. ФТП **23** (8), 1373 (1989).
- [4] А. Андаспаева, А.Н. Баранов, А.А. Гусейнов, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, Е.А. Сидоренкова, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **15** (18), 71 (1989).
- [5] Т.Н. Данилова, Б.Е. Журтанов, А.П. Закгейм, Н.Д. Ильинская, А.Н. Именков, О.Н. Сараяв, М.А. Сиповская, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **33** (2), 239 (1999).
- [6] А. Андаспаева, А.Н. Баранов, А.А. Гусейнов, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, Ю.П. Яковлев. ФТП, **24** (10), 1708 (1990).
- [7] Б.Журтанов, Э.В. Иванов, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, А.Е. Розов, Н.Д. Стоянов, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **27** (5), 1 (2001).
- [8] О. Маделунг. *Физика полупроводниковых соединений элементов III и IV групп* (М., Мир, 1967).

Редактор Т.А. Полянская

Transformation of the double-charge natural acceptor shortwave emission band into longwave one for GaSb-based LEDs

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

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

Abstract Reported is the building of GaSb-based LEDs in the form of a smooth-stepped pyramid. The shortwave emission band of the double-charge natural acceptor is transformed into longwave one emission photon volume with out any loss. It is shown theoretically and experimentally that crystal area/volume ratio increase results in the photon quantum yield rise. The quantum yield is obtained as large as 5.1% for the natural acceptor in GaSb.