

УДК 621.315.592

Источники спонтанного излучения на основе арсенида индия**Обзор**© Н.В. Зотова, Н.Д. Ильинская, С.А. Карандашёв, Б.А. Матвеев[¶], М.А. Ременный, Н.М. СтусьФизико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 7 сентября 2007 г. Принята к печати 26 сентября 2007 г.)

Приводится обзор результатов, полученных в светодиодах на основе гетероструктур, содержащих в активной области InAs, и выращенных методами жидкофазной, молекулярно-лучевой и газофазной эпитаксии из металлорганических соединений. Проведен анализ яркости, картин ближнего поля, ватт-амперных и вольт-амперных характеристик светодиодов, имеющих конструкции с точечным контактом и флип-чип.

PACS: 85.60.Jb, 78.60.Fi, 78.55.Cr

1. Введение

Источники спонтанного излучения (светодиоды), работающие в видимой или ближней инфракрасной областях спектра, в настоящее время являются широко востребованным продуктом, поскольку имеют внутренний квантовый выход, близкий к 100% [1,2]. Методы их изготовления и приемы повышения внешнего квантового выхода хорошо проработаны. Этого нельзя сказать об излучателях, работающих в области длин волн $\lambda > 3$ мкм, эффективность которых значительно ниже. Вместе с тем имеется обширная область оптического приборостроения [3], где длинноволновые источники, например имеющие рабочую полосу вблизи 3.4 (3.3) мкм, могут оказаться незаменимыми для устройств, измеряющих характеристики сред, содержащих газообразные углеводороды, и для волоконно-оптических датчиков, измеряющих состав жидкости по методу исчезающей волны, для которых указанная полоса совпадает с максимумом фундаментального поглощения измеряемого компонента, например спирта или нефтепродуктов.

Арсенид индия ($E_g(300\text{ K}) = 0.35$ эВ) — это наиболее часто упоминаемый материал для изготовления светодиодов в диапазоне 3.4–3.3 мкм, поскольку он обладает подходящей шириной запрещенной зоны и его выращивание не сопряжено с трудностями, возникающими при различии периодов решеток рабочего слоя и подложки. В России и за ее пределами существуют фирмы, предлагающие подложки InAs разнообразной номенклатуры.

Первые работы по созданию и исследованию диффузионных p – n -переходов в InAs были выполнены Наследовым с сотр. в ФТИ им. А.Ф. Иоффе [4]. Первая работа по рекомбинационному излучению в диффузионных p – n -переходах в InAs появилась в 1966 г. [5]. Затем работы по изучению диодов из InAs были продолжены как в ФТИ, так и за рубежом. С освоением новых методов получения полупроводниковых структур: жидкофазная эпитаксия (LPE), газофазная эпитаксия из металлорганических соединений (MOCVD) и молекулярно-лучевая

эпитаксия (MBE) в литературе появилось много работ о гетероструктурах, содержащих InAs, и класс структур для получения излучения вблизи 3.3 мкм существенно расширился. Описанию и анализу результатов, полученных в светодиодах на основе гетероструктур, содержащих InAs, и посвящен данный обзор.

2. Светодиоды с точечным контактом**2.1. Анализ параметров рекомбинации**

В литературе описаны в основном плоские приборные структуры с активным слоем из InAs, изопериодным с широкозонными ограничивающими слоями InAsSbP, GaInSb или AlAsSb, однако, за малым исключением, в них отсутствует упоминание о коэффициентах вывода излучения ($\eta_{\text{in}}/\eta_{\text{ext}}$), и лишь в очень немногих работах был определен внутренний квантовый выход, позволяющий судить о перспективах таких светодиодов. В структурах подобного рода вследствие малого угла полного внутреннего отражения на границе раздела полупроводник/воздух ($\bar{n}_{\text{InAs}} = 3.5$, $\alpha_{\text{crit}} = \arcsin(1/\bar{n}) = 16^\circ$) значительная доля рекомбинационного излучения отражается от граней кристалла и безвозвратно гибнет, не выходя за пределы кристалла. Обычно полагают, что доля вышедших из пластины фотонов составляет $1/\bar{n}(\bar{n} + 1)^2 = 1/71$ [6]. Это предположение было учтено при определении внутреннего квантового выхода и других важных параметров в работах [7,8].

Наиболее подробные исследования влияния степени легирования и толщины активной области на эффективность светодиода были проведены в [7], в которой объектом исследования была структура, выращенная методом молекулярно-лучевой эпитаксии и состоявшая из подложки n -InAs ($n \approx (2-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), буферного слоя n -InAs ($n \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$) толщиной 1 мкм, легированного бериллием слоя p -InAs, слоя p -AlAs_{0.16}Sb_{0.84} ($2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и контактного слоя p -InAs. Исследования проводились при малых токах ($j < 10 \text{ А/см}^2$), при которых такие процессы, как нагрев, нетепловые ин-

[¶] E-mail: bmat@iropt3.ioffe.rssi.ru

жекционные эффекты, скопление носителей заряда под непрозрачными контактами еще невелики.

Зависимость эффективности от толщины активного слоя p -типа проводимости при неизменном уровне легирования $p = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и выводе излучения с поверхности эпитаксиальной структуры имела максимум при толщине $L \approx 2.5 \text{ мкм}$. При меньших L эффективность снижалась из-за усиливающегося влияния безызлучательных процессов на гетерогранице $\text{InAs}/\text{AlAs}_{0.16}\text{Sb}_{0.84}$ и поверхности. При большом значении L происходило снижение эффективности вследствие увеличения поглощения (в InAs длина поглощения излучения с $\lambda = 3.45 \text{ мкм}$ составляет 4.8 мкм [9]). Согласно предложенной модели, квантовая эффективность диодов (E), излучающих с поверхности, без учета потерь на отражение, описывалась выражением

$$E = \eta \frac{C \exp\left(\frac{L}{L_D} - \alpha L\right) + F \left[1 - \exp\left(\frac{L}{L_D} + \alpha L\right)\right]}{A \exp\frac{L}{L_D} - B \exp\left(-\frac{L}{L_D}\right)},$$

$$A = 1 + \frac{L_D S}{D}, \quad B = 1 - \frac{L_D S}{D},$$

$$C = A \left(\frac{1}{L_D} - \alpha\right)^{-1}, \quad F = B \left(\frac{1}{L_D} + \alpha\right)^{-1}.$$

Здесь D — коэффициент диффузии неосновных носителей, L_D — диффузионная длина неосновных носителей, η — квантовая эффективность люминесценции активной области, S — скорость интерфейсной рекомбинации, α — коэффициент поглощения, L — толщина активной области. Диффузионная длина неосновных носителей и квантовая эффективность люминесценции активной области связаны соотношением: $L_D = \eta^{1/2} L_D^{\text{emit}}$, где L_D^{emit} — диффузионная длина в слое при условии 100%-й эффективности излучательной рекомбинации ($L_D^{\text{emit}} \approx 30 \text{ мкм}$ для $p\text{-InAs}$ ($5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$)) [10]. С учетом френелевских потерь, равных $1 - 1/\bar{n}(\bar{n} + 1)^2$, зависимость квантовой эффективности от толщины наилучшим образом описывалась при значениях $\eta = 0.17 \pm 0.03$, $L_D S/D = 0.09 \pm 0.03$ и диффузионной длине неосновных носителей — электронов — $L_D = 12 \text{ мкм}$. В предположении совпадения подвижности неосновных носителей заряда (электронов) и подвижности основных носителей заряда в $n\text{-InAs}$ при одинаковом уровне легирования ($\mu = 22000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$) [11] было определено, что $D = 560 \text{ см}^2/\text{с}$ и $S = 1.4 \cdot 10^4 \text{ см}/\text{с}$. Для $p = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и при малых токах квантовая эффективность в объеме InAs составляла 24%. С ростом степени легирования активной области квантовая эффективность снижалась.

Из анализа зависимости квантовой эффективности от уровня легирования активной области

$$\eta = \frac{1}{1 + 1/B_p p \tau_{\text{nr}} + C_p p/B_p},$$

где τ_{nr} — время жизни неосновных носителей, контролируемое безызлучательными процессами Шокли-Рида, C_p — постоянная скорости оже-процессов.

С учетом известного из литературы коэффициента $B_p \approx 6 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$ [12] были определены значения $C_p = 2 \cdot 10^{-28} \text{ см}^6/\text{с}$, $\tau_{\text{nr}} = 3 \cdot 10^{-8} \text{ с}$.

2.2. Сгущение линий тока под контактом

При больших плотностях тока влияние сгущения линий тока на эффективность преобразования весьма существенно; примеры такого влияния можно найти в работах, посвященных светодиодам в виде плоской пластины на основе двойной гетероструктуры $\text{InAsSbP}/\text{InAs}/\text{InAsSbP}$ с поперечным размером около 400 мкм , смонтированной подложкой InAs на теплоотвод (корпус), и точечным контактом [13–17].

В работе [13] проведен расчет, показывающий локализацию протекания тока под контактом и влияние этого процесса на изменения спектров излучения при увеличении тока в светодиоде $\text{InAsSbP}/\text{InAs}/\text{InAsSbP}$. В работе [17] для аналогичных образцов при регистрации излучения тепловизором было экспериментально установлено 10-кратное уменьшение излучающей площади/фактора заполнения (от 100 до 10%) при возрастании плотности тока до $j = 110 \text{ А}/\text{см}^2$ (рис. 1). Сгущение линий тока под контактом наблюдалось и анализировалось также в работе [18], рассматривающей „одностороннюю“ гетероструктуру $n^+\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}/p\text{-InAsSbP}$, смонтированную p -слоем на теплоотвод (заметим, что в этой работе описываемая конструкция ошибочно названа „flip-chip LED“, поскольку катодный контакт располагался на поверхности подложки над активной областью и частично затенял выходящее излучение). Одно из очевидных следствий локализации токопротекания вблизи контакта (уменьшения фактора заполнения) состоит в уменьшении доли выходящего излучения из-за непрозрачности последнего.

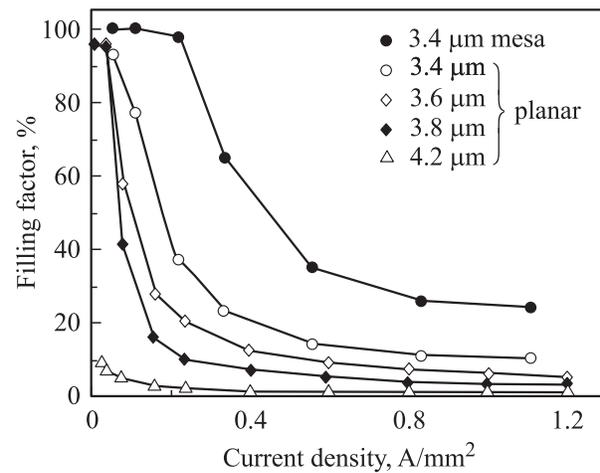


Рис. 1. Зависимость фактора заполнения от плотности тока в планарных (с точечным контактом) и меза(флип-чип)-светодиодах [17]. Публикуется с разрешения American Institute of Physics (Copyright, 2006).

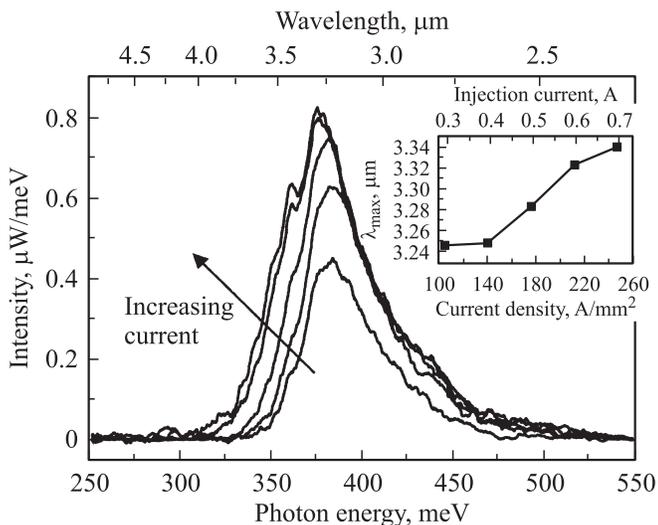


Рис. 2. Спектры излучения при „комнатной“ температуре при разных токах через светодиод с точечным контактом. На вставке — положение максимума λ_{max} в зависимости от плотности тока [8]. Публикуется с разрешения The Institution of Electrical Engineering (Copyright, 2003).

Вышеприведенные соображения позволяют также сделать вывод о том, что с ростом тока имеет место сверхлинейное возрастание плотности тока в активной части светодиода. Следствием этого является резкое уменьшение коэффициента преобразования из-за усиления безызлучательных оже-процессов при высокой концентрации носителей.

Третьим следствием сгущения линий тока под контактом является существенный разогрев области рекомбинации (токопротекания), что снижает эффективность преобразования ввиду низкого квантового выхода InAs при повышенных температурах. Отметим также, что большое расстояние от p - n -перехода до корпуса (> 100 мкм) создает невыгодные условия для отвода тепла. Тепловое сопротивление в таких приборах, согласно [17], достигает 75 К/Вт, а перегрев активной области по оценкам, сделанным в [13], составляет $\Delta T = 25$ – 70 К. Еще большие значения перегрева активной области ($\Delta T \approx 100$ К) при синусоидальном токе с амплитудой 300 мА приводятся в работе [19], рассматривающей близкие по конструктивным особенностям светодиоды из InGaAs, излучающие на длине волны 3.3 мкм и имеющие форму параллелепипеда 800×800 мкм с точечным контактом, занимающим 20% излучающей поверхности.

Одно из следствий разогрева активной области состоит в „красном“ смещении максимума излучения при больших токах. На рис. 2, взятом нами из [8], приведены спектры излучения при комнатной температуре при разных токах через светодиод; на вставке — зависимость положения максимума λ_{max} от плотности тока. Перегрев активной области, согласно оценке, полученной при использовании температурной зависимости спектра излучения, составлял $\Delta T = 25$ К.

Джоулев разогрев проявляется также в снижении коэффициента преобразования при увеличении длительности токового импульса в режиме большой скважности питания светодиода, имеющего место во всех без исключения светодиодах с точечным контактом [14,15,17,20–22]. Существенное уменьшение регистрируемой мощности (или коэффициента преобразования) составило около 3 раз при увеличении длительности импульса тока от 50 до 1000 мкс ($I = 0.6$ А, $f = 500$ Гц) [16]. Еще большее снижение эффективности имело место при переходе от импульсного режима (10 мкс, 1 кГц) к непрерывному, при котором коэффициент преобразования при токе 100 А/см² уменьшался с 4 до 0.8 мВт/А [15,14].

Очевидно, что сгущение линий тока под контактом, сопровождаемое джоулевым разогревом, приводит к сублинейной зависимости выходной мощности от тока, однако анализ ватт-амперных характеристик проводился без его учета. Так, например, в работах [15,23] основными причинами сублинейности ватт-амперных характеристик указываются оже-рекомбинация (при больших токах) и рекомбинация через центры Шокли–Рида (при малых токах). Лишь в одной работе рассматривалась структура с p -областью, смонтированной с максимальным приближением к теплоотводу (т.е. p -слоем вниз), в которой сублинейные ватт-амперные характеристики при импульсном и непрерывном режимах, по утверждению авторов, совпадали из-за незначительности теплового разогрева [24]. В работе приводится рекордное значение внешнего квантового выхода ($\eta_{\text{ext}} = 0.7\%$), однако не уточняется при каких условиях и предположениях получено столь высокое значение; анализ коэффициента вывода излучения (внутреннего квантового выхода) и сублинейности ватт-амперной характеристики также не проводился.

2.3. Легирование рабочих слоев

Для уменьшения концентрации вышеуказанных центров Шокли–Рида в образцах, получаемых методом ЖФЭ, предполагалось использовать в расплаве добавки из редкоземельных элементов [15]. В качестве доказательства повышения квантового выхода при использовании этого технологического приема приводится сравнение ватт-амперных характеристик образцов с существенно различающейся геометрией контактов. Так, например, вывод о преимуществах образца, легированного Yb и имеющего кольцообразный контакт большой площади, сделан при его сравнении с нелегированным образцом, но имеющим точечный контакт, без учета особенностей токопротекания в обеих упомянутых структурах. В то же время те же авторы в работе [25] указывают на ~ 5 -кратное (при токе 5 А) возрастание эффективности аналогичного светодиода с диаметром мезы $\phi = 380$ мкм при замене точечного контакта на кольцевой ($\phi = 300$ мкм, $d = 30$ мкм). Вместе с тем вывод о благотворном влиянии редкоземельных

элементов на квантовую эффективность светодиодов из InAs, полученных методом ЖФЭ, все же следует считать обоснованным, поскольку он подкреплен рядом исследований эпитаксиальных слоев n -InAs [26,27] и близких к нему твердых растворов [28].

При сравнении эффективности светодиодов недостаточно внимания уделялось также и различиям в геометрических размерах структур. Так, например, вывод об уменьшении скорости рекомбинации Шокли–Рида и двукратном увеличении мощности (с 3.5 до 7 мВт) благодаря выращиванию структур из расплавов, обогащенных свинцом [23], не сопровождается упоминанием о почти двукратном увеличении активной площади „улучшенного“ светодиода. При этом возрастание эффективности преобразования при изменении условий легирования было незначительным (например, с 3.1 до 4 мВт/А при токе 130 А/см²). Отметим также, что линейной части ватт-амперной характеристики ($P = kI^z$, где P — выходная мощность, I — ток, k — константа, $z \approx 1$) во всех описанных выше образцах предшествовала сверхлинейная зависимость ($P = kI^z$, $z \approx 2$), указывающая на наличие в структурах безызлучательных центров рекомбинации.

2.4. Непрямые излучательные переходы

Для уменьшения скорости оже-рекомбинации, чаще всех других механизмов привлекаемой для объяснения уменьшения коэффициента преобразования при больших плотностях тока, было предложено использовать пространственно не прямые переходы между уровнями, образованными с обеих сторон гетероперехода второго рода [8,15]. При этом полагается, что значение матричного элемента оптического перехода для процесса Оже существенно снижено.

Теоретическое рассмотрение, выполненное в [29], показывает, что при создании W-образных квантовых ям матричный элемент для оптического перехода может составлять до 70% от его значения для квантовых ям I рода, работающих в том же спектральном диапазоне. Указанные расчеты послужили импульсом в создании светодиодов, в которых активная область состояла из десяти квантовых ям: InAs (1.5 нм)/Ga_{0.75}In_{0.25}Sb (2.7 нм)/InAs (1.5 нм)/Al_{0.15}Ga_{0.85}As_{0.05}Sb_{0.95} (8 нм) [8,30]. Барьерные слои Al_{0.9}Ga_{0.1}As_{0.07}Sb_{0.93} окружали активную часть структуры, выращенную на подложке n -GaSb. Светодиоды имели мезу диаметром 300 мкм и излучали полосу вблизи 3.3 мкм с полушириной $\Delta h\nu \approx 1.7k_B T$. Отличительной особенностью исследованных образцов являлись несущественность рекомбинации Шокли–Рида и соответственно высокий внутренний квантовый выход люминесценции на линейном участке ватт-амперной характеристики, достигающий 100% при температуре 9 К (рис. 3). Квантовый выход при температуре жидкого азота составлял $\sim 30\%$, при 300 К он уменьшался в ~ 10 раз до значения $\eta_{\text{int}} = 2.5\%$, внешний квантовый выход

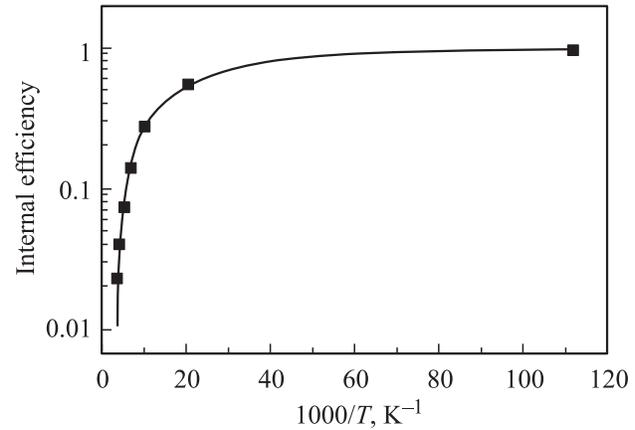


Рис. 3. Температурная зависимость внутреннего квантового выхода η_{int} светодиоде из арсенида индия [8]. Публикуется с разрешения The Institution of Electrical Engineering (Copyright, 2003).

при этом составлял $\eta_{\text{ext}} = \eta_{\text{int}}/n(n+1)^2 = 0.028\%$ (коэффициент преобразования 0.1 мВт/А, $I < 0.4$ А). Близкие к этим значениям данные для комнатной температуры получены из измерений фотолюминесценции в образцах, выращенных методом ЖФЭ [31], и в лучших образцах, выращенных МЛЭ [22], однако сделать выводы из сравнения значений затруднительно, поскольку в работе [8] не указан ток, при котором определялся квантовый выход. Несколько более сильное температурное гашение квантового выхода (с $\eta_{\text{int}} = 70\%$ при 77 К до $\eta_{\text{int}} = 1\%$ при 300 К) было получено расчетным путем для лазеров из InAs в работе [33].

В работах [14,15,34] гетеропереход второго типа образовывался на границе раздела InAs и изопериодного к нему твердого раствора InAsSbP ($E_g = 570$ мэВ) при энергетическом расстоянии между квазиуровнями $\Delta E = 378$ мэВ ($\lambda = 3.28$ мкм (300 К)). Эффективность таких светодиодов была выше, чем аналогичных структур с гомопереходами, при этом утверждалось, что мощность излучения составила более 3 мВт (в работе [34] рассматривались особенности спектров при низких температурах (4 К); данные о мощности не приводились). Вместе с тем в работе [8] приводился невысокий коэффициент преобразования (0.1 мВт/А, 300 К), а в более поздней работе авторов [18] диодные структуры с гетеропереходами второго рода (с излучательными переходами между квазиуровнями) критикуются за высокую скорость оже-рекомбинации, связанную с высокой концентрацией носителей (10^{18} см⁻³), локализованных в узком слое толщиной порядка 100 нм. Таким образом, полученные выше данные подтверждают, по-видимому, предположение о том, что для не прямых переходов матричный элемент для оптических переходов также уменьшен и выгоды от использования гетероперехода второго рода все же нет.

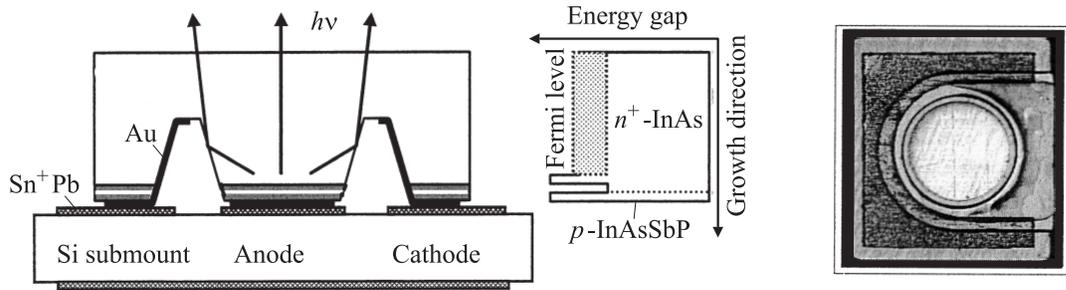


Рис. 4. Схема светодиода (разрез), смонтированного на кремниевом носителе (слева), расположение слоев и распределение ширины запрещенной зоны вдоль направления роста (в центре) и фотография чипа со стороны контактной поверхности (диаметр мезы 430 мкм, диаметр золотого анодного контакта 390 мкм) [47].

2.5. Коэффициент вывода излучения

Существенно бóльшие, чем в [8], значения $\eta_{\text{ext}} = 0.08\%$ и соответственно коэффициента преобразования (КП) (4 мВт/А , $j = 130 \text{ А/см}^2$) были получены в образцах с квадратичным начальным участком ватт-амперной характеристики ($L-I$) и соответственно с сильной безызлучательной рекомбинацией Шокли-Рида [23].¹ Высокое значение η_{ext} связано, по-видимому, с лучшими, чем в [8], условиями для вывода излучения, однако данных о коэффициенте вывода излучения в работе не приводится.

Грубая оценка значения коэффициента вывода излучения из светодиода может быть получена из анализа температурной зависимости мощности излучения при фиксированном токе (см., например, [35]). Так, например, из температурной зависимости мощности, приведенной в работе [14], следует, что мощность излучения светодиода на основе двойной гетероструктуры $\text{InAsSbP/InAs/InAsSbP}$ ($\lambda = 3.28 \text{ мкм}$) изменяется в ~ 22 раза в диапазоне $77-300 \text{ К}$. В соответствии с этим КП вырастает от $G = 3 \text{ мВт/А}$ ($j = 200 \text{ А/см}^2$, 0.4 А) при 300 К до 66 мВт/А при 77 К . В предположении 100%-го внутреннего квантового выхода коэффициент вывода излучения при 77 К составляет $\eta_{\text{ext}}/\eta_{\text{int}} = G/(hv/e) = 16\%$. При использовании же значения квантового выхода, опубликованного в литературе для светодиодов из $n\text{-InAs}$ ($\eta_{\text{int}} = 30\%$, $\eta_{\text{ext}}/\eta_{\text{int}} = 1.4\%$ [8]), предполагаемое значение коэффициента вывода возрастает до $\eta_{\text{ext}}/\eta_{\text{int}} = 53\%$. Сравнение данных [8] и [14] показывает, что высокая выходная мощность обеспечивается прежде всего высоким коэффициентом вывода излучения, поэтому очевидно, что на сегодняшний день первостепенное значение для источников излучения на основе InAs имеют правильная организация световых потоков внутри светодиодной конструкции и увеличение коэффициента вывода излучения до уровня, по-видимому, достигнутого в работе [14].

¹ В работе [23] есть противоречие между размерами чипа и приведенным значением площади, поэтому при оценке КП мы использовали приведенные в работе данные о диаметре мезы.

3. Флип-чип-светодиоды

3.1. Прозрачность нерабочих слоев

Существенный шаг в повышении надежности и эффективности светодиодов с активным слоем из InAs был сделан при создании флип-чип-конструкции, показанной на рис. 4. Отправной точкой при создании таких светодиодов была организация вывода излучения через сильно легированные области $n^+\text{-InAs}$, в основе которой лежат работы, показывающие, что при легировании арсенида индия донорами Se , Te , Sn [36–38], при концентрации примесей $n > 10^{17} \text{ см}^{-3}$ происходит вырождение электронов в зоне проводимости с соответствующим подъемом уровня Ферми в ней до 100 мэВ и сдвигом фундаментального края поглощения в коротковолновую область спектра (сдвиг Мосса-Бурштейна). Было показано также, что аналогичный эффект можно получить и при легировании твердых растворов, близких к арсениду индия, например слоев InGaAsSb [39]. В работе [39]

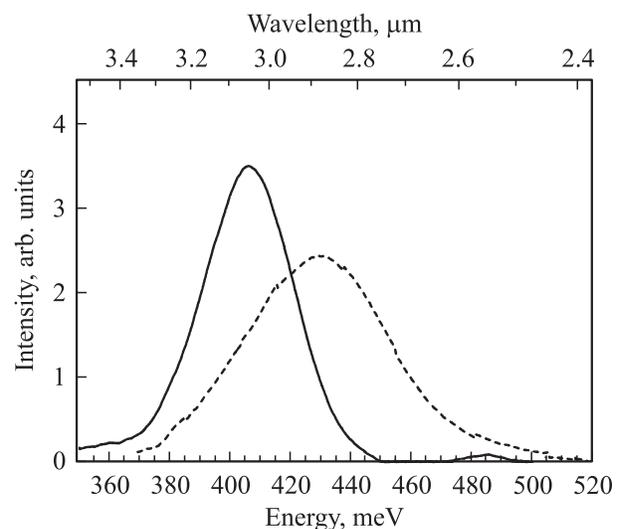


Рис. 5. Спектры фотолуминесценции слоев InGaAsSb(Te) , имеющих концентрацию носителей $7.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (пунктирная линия) и 10^{17} см^{-3} (сплошная кривая) [39].

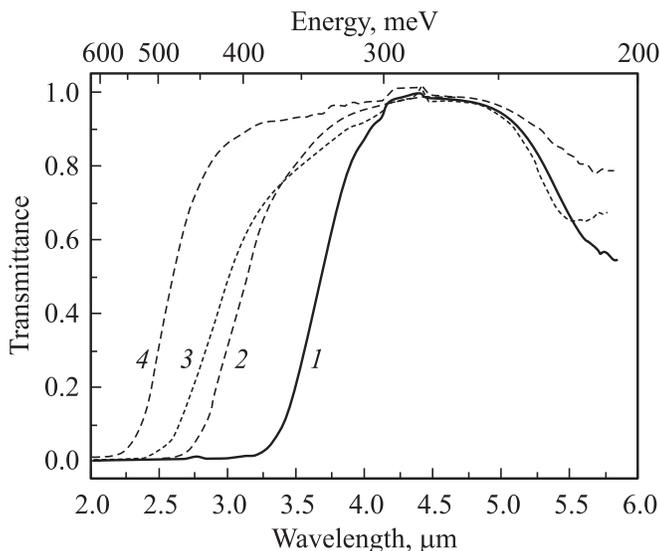


Рис. 6. Спектры прозрачности слоев InGaAsSb(Te) толщиной ~ 30 мкм. Концентрация электронов n , 10^{17} см^{-3} : 1 — 1, 2 — 5, 3 — 9, 4 — 25. $T = 300 \text{ К}$ [39].

были получены слои $n\text{-In}_{0.935}\text{Ga}_{0.065}\text{As}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}(\text{Te})$ ($n \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), изопериодные с подложкой InAs , в которых достигнутое увеличение концентрации электронов в соответствии с [37] обеспечивает подъем уровня Ферми $\Delta E \approx 90 \text{ мэВ}$. Положение максимума спектра фотолюминесценции сильно легированного образца ($n \approx 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $h\nu_{\text{max}} = 435 \text{ мэВ}$, 77 К , рис. 5) было сдвинуто в коротковолновую область по сравнению со спектром нелегированного образца ($n = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $h\nu_{\text{max}} = 410 \text{ мэВ}$, 77 К). Другим характерным признаком высокой степени вырождения электронов являлась большая полуширина спектра фотолюминесценции, достигавшая в данном случае значения 52 мэВ .

Вышеприведенные данные по измерениям фотолюминесценции и вывод о подъеме уровня Ферми в зоне проводимости в сильно легированных образцах дополняются спектральными зависимостями пропускания (рис. 6), измеренными на ряде слоев InGaAsSb с удаленной подложкой InAs . Из рис. 6 видно, что с увеличением концентрации электронов слои становятся прозрачными для коротковолнового излучения с энергиями $340\text{--}480 \text{ мэВ}$, обычно поглощаемого нелегированным арсенидом индия. Отметим падение пропускания в длинноволновой части спектра, усиливающееся с возрастанием длины волны и связанное с поглощением на свободных носителях, хорошо проявляющееся также и на спектрах объемного арсенида индия [38,40].

Прозрачность полупроводника для излучения с длиной волны 3.3 мкм обеспечила возможность монтажа „перевернутой“ структуры, у которой активная область ($p\text{--}n$ -переход), выращенная на $n^+\text{-InAs}$ или $n^+\text{-InGaAsSb}$, максимально приближена к теплоотводу. Согласно [17], тепловое сопротивление в образцах по-

добного типа не превышает 52 К/Вт против 75 К/Вт в обычных, не флип-чип-светодиодах.²

3.2. Контакты и спектры излучения

Важным свойством флип-чип-светодиодов является возможность изготовления широкого отражающего контакта (чаще всего анода), увеличивающего долю излучения, направленного к световыводящей поверхности; согласно [41], это увеличение в зависимости от расстояния между контактом и $p\text{--}n$ -переходом может составить от 2 до 4 раз по сравнению с диодом без зеркального контакта. В литературе нет прямых измерений коэффициента отражения от анода, сформированного на слоях твердых растворов, близких к InAs , однако описан ряд особенностей спектрального и пространственного распределения излучения, которые косвенно подтверждают существование эффективного отражения от золотого анода, напыленного на широкозонный эмиттер $p\text{-InAsSbP}$ во флип-чип-светодиодах [39,42–44].

В работе [43] исследовались образцы, полученные из двойных гетероструктур (ДГС) InAsSbP/InAs , выращенных на:

- 1) сильно легированных подложках $n^+\text{-InAs(Sn)}$ (111) ($n > 10^{18} \text{ см}^{-3}$) — тип 1,
- 2) широкозонных буферных слоях InAsSbP и InGaAsSb толщиной $2\text{--}40 \text{ мкм}$, предварительно выращенных на поверхности нелегированных подложек $n\text{-InAs}$ (111) ($n \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) — тип 2.

Толщины нелегированных областей из арсенида индия (активная область) составляли $1\text{--}2 \text{ мкм}$, толщины широкозонных слоев n - и $p\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ ($x \approx 0.09$, $y \approx 0.18$, $p = (2\text{--}5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) были в пределах $2\text{--}3 \text{ мкм}$.

На рис. 7 показаны типичные спектры электролюминесценции диодов второго типа с суммарной толщиной слоев $n^+\text{-InGaAsSb}$ и $p\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y/n\text{-InAs}$ $L \approx 45 \text{ мкм}$, широким золотым анодным контактом ($D = 240 \text{ мкм}$) при температурах 77 и 300 К , при этом температурный сдвиг контура, огибающего все пики, соответствует изменению ширины запрещенной зоны InAs : $dE_g/dT = 2.8 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/К}$. Как видно из рис. 7, имеет место модуляция излучения, вызванная наличием „вертикального“ резонатора Фабри–Перо, длина которого совпадает с толщиной структуры в предположении о том, что средний показатель преломления в

² В работе [17] не содержится сведений ни о прозрачности, ни о степени легирования подложек InAs толщиной 200 мкм , использованных для выращивания эпитаксиальных структур и флип-чип-светодиодов с активной областью из InAs . Мы, однако, полагаем, что авторы статьи рассматривали структуры и светодиоды, изготовленные на сильно легированных подложках $n^+\text{-InAs}$ (111) (Sn), поскольку: 1) нелегированные подложки InAs толщиной 200 мкм непрозрачны для излучения с длиной волны 3.4 мкм , формируемого в активной области из InAs , 2) образцы, приведенные в работе [17], аналогичны описанным ранее (см., например, [50]), для которых были использованы подложки $n^+\text{-InAs}$, 3) флип-чип-светодиоды с активной областью из InAs производится лишь одной компанией — ООО „Июффе-ЛЕД“ (см. www.ioffeled.com), использующей для этого $n^+\text{-InAs}$.

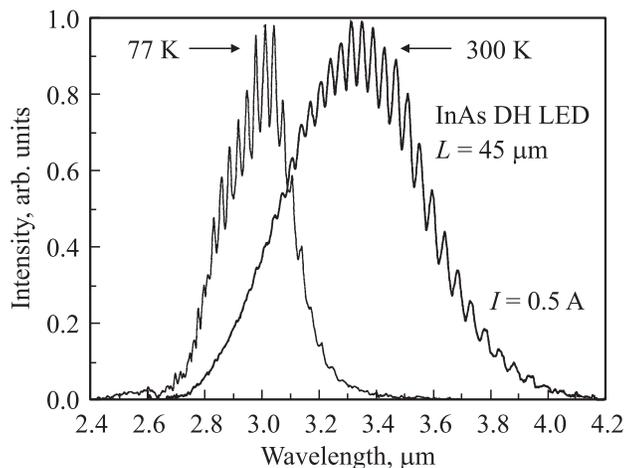


Рис. 7. Спектры электролюминесценции диодов второго типа и $p\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y/n\text{-InAs}/n^+\text{-InGaAsSb}$ с суммарной толщиной слоев $L \approx 45$ мкм, широким золотым анодным контактом (диаметр $D = 240$ мкм) при температурах 77 и 300 К [43].

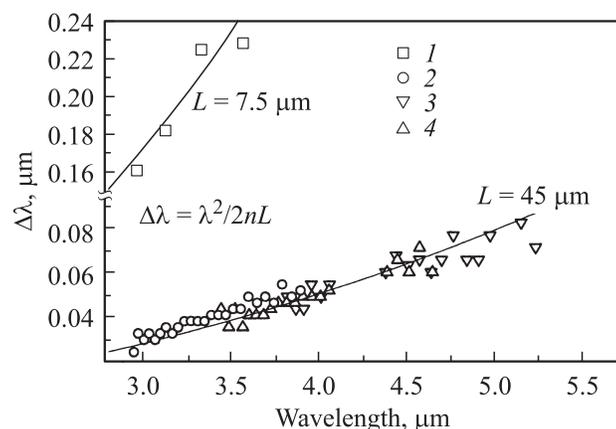


Рис. 8. Зависимости расстояния между пиками в спектре люминесценции светодиодов толщиной $L = 45$ мкм (2–4 — для положительной (отрицательной) люминесценции светодиода из InGaAsSb) и $L = 7.5$ мкм (1) от длины волны [45].

структуре составляет $n = 3.52$. Очевидно, что отражения излучения в данном случае имеют место на границе полупроводник/воздух (коэффициент отражения $R_1 = 0.3$) и анодном контакте. На рис. 8 показано расстояние между „вертикальными“ модами в светодиоде (СД) $\lambda = 3.3$ мкм с толщинами $L = 7.5$ мкм (верхняя прямая, символы 1) и $L = 45$ мкм (нижняя кривая, символы 2) и в СД $\lambda = 3.9$ мкм толщиной $L = 45$ мкм (нижняя кривая, символы 3, 4 [45]), удовлетворительно описываемая соотношением $\Delta\lambda = \lambda^2/2nL$, $n = 3.52$.

Отметим, что межмодовое расстояние в длинноволновой области ($\lambda > 4.5$ мкм, рис. 4) было получено при изменении отрицательной люминесценции в диодах на основе InGaAsSb при температуре 180°С. Монотонность изменения межмодового расстояния во всем интервале длин волн свидетельствует о слабом изменении показателя преломления при изменении температуры.

Подтверждением этого являются также спектры электролюминесценции флип-чип-диода из InAs, измеренные в интервале температур 293–573 К и показывающие неизменность энергетического положения резонансных пиков во всем температурном диапазоне [44].

На рис. 9 представлен спектр излучения самого тонкого в данном исследовании СД, в котором центральная часть мезы не содержала подложки (тип 1), а диаметр анодного контакта составлял 100 мкм. Суммарная толщина складывалась, таким образом, из толщины широкозонных слоев InAsSbP и активного слоя InAs и составляла, по оценке, 7.5 мкм. Из рис. 9 видно, что контраст растет при увеличении тока в диапазоне 50–500 мА, что выглядит как возгорание суперлюминесценции в резонансных максимумах при большом уровне инжекции. Суперлюминесценция в диодах из InAs при комнатной температуре рассматривалась в работе [25], однако авторы [43] увеличение контраста на рис. 9 не связывали с возникновением суперлюминесценции, поскольку в их экспериментах отсутствовал ее важный признак — сверхлинейная ватт-амперная характеристика. Выходная мощность СД росла с увеличением тока, однако была сублинейной, что характерно для большинства СД в этом спектральном диапазоне, в том числе и для СД, описанных в работе [25]. Другим наблюдением, не позволяющим ограничиваться рассмотрением только суперлюминесценции, являлся тот факт, что в структурах с широким контактом (240 мкм) увеличения контраста при увеличении тока не наблюдалось. В качестве наиболее вероятного объяснения авторы [43] называют перераспределение (сгущение) линий тока в образцах с диаметром контакта 100 мкм, известное как „current crowding“ и наблюдаемое в абсолютном большинстве светодиодов с малыми размерами контактов. Действительно, было вполне естественным допустить, что излучение суммируется от двух областей: расположенной непосредственно над анодным контактом и подверженной заметному влиянию интерференции из-за

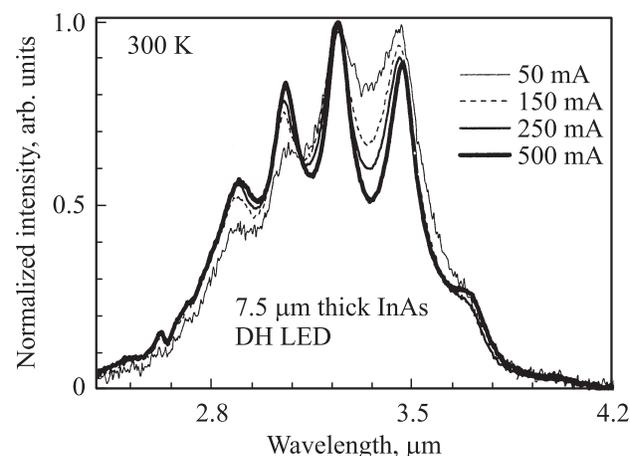


Рис. 9. Нормированные спектры электролюминесценции светодиода толщиной $L = 7.5$ мкм при токах накачки 50, 150, 250 и 500 мА [43].

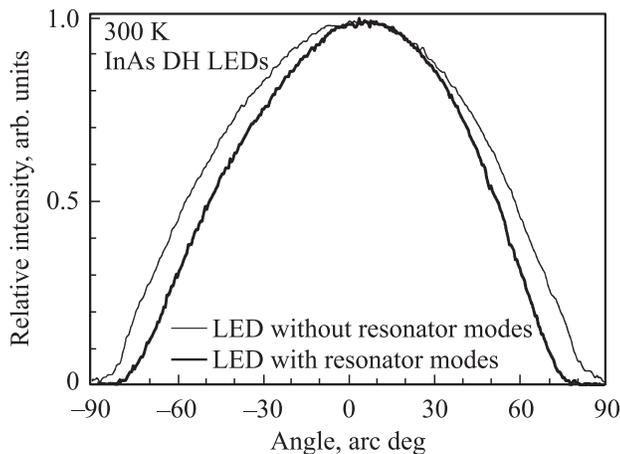


Рис. 10. Картина дальнего поля электролюминесценции светодиода с выраженными (жирная линия) и невыраженными (тонкая линия) спектральными резонансами [43].

большого коэффициента отражения золота, а также области, охватывающей кольцом вышеуказанную. Для второй зоны характерен низкий коэффициент отражения от поверхности p -InAsSbP, не имеющей золотого покрытия (отметим, что диаметр „окна“ был несколько больше диаметра контакта). При малых токах обе зоны дают вклад в выходящее из полупроводника излучение, вклад первой зоны превалирует из-за отражения от контакта. При увеличении тока его линии сгущаются над контактом, что приводит к уменьшению относительного вклада областей вне последнего. Соответственно с ростом тока в спектре усиливаются резонансные пики и растет контраст, поскольку излучение надконтактной области мезы промодулировано „вертикальным“ резонатором.

Как показывает опыт, увеличение длины прозрачного резонатора приводит к уменьшению оптических потерь на отражение, сопровождаемому сужением диаграммы направленности выходящего из СД излучения, как показано на рис. 10, и увеличением добротности (Q). Значения Q для образцов с толщинами 7.5, 13 и 45 мкм, оцененные по полуширине мод, соответственно составляли 24, 32 и 80 (коэффициенты отражения на интерфейсах $R_1 = 0.3$, $R_2 = 0.9$). Попутно заметим, что реальные (ненормированные) интенсивности резонансных пиков, показанных на рис. 9, по крайней мере на 25% больше, чем соответствующие интенсивности для аналогичных образцов, не имеющих резонансных пиков. Последнее свидетельствует о том, что в образцах с высокой добротностью происходит реальное перераспределение мощности излучения, характерное для СД с микрорезонаторами (RC -LEDs).

При температуре жидкого азота высокая добротность резонатора и существенное увеличение квантового выхода имели следствием появление стимулированной рекомбинации при превышении пороговой плотности тока 300 A/cm^2 с характерным изломом на ватт-амперной характеристике [44]. Важно отметить, что стимулиро-

ванная рекомбинация (с пиковой мощностью 60 мВт ($I = 4 \text{ A}$)) „возгоралась“ на одной из „вертикальных“ мод, наблюдаемых в спонтанном режиме, что является первым наблюдением подобной стимуляции в области $\lambda \approx 3 \text{ мкм}$ при электрической накачке в материалах $A^{III}B^V$.

Важным следствием использования широкого омического контакта, расположенного в непосредственной близости от p - n -перехода, является также сохранение большой излучающей площади при больших токах. Это свойство является неперенным условием для получения максимальной мощности излучения, поскольку при больших плотностях тока (имеющих место, например, при сгущении линий тока в образцах с точечными контактами) существенно вырастают скорости безызлучательных оже-процессов. В работе [39] исследовались образцы на основе n^+ -InGaAsSb(Te) (30–40 мкм)/ n -InAsSbP (2–3 мкм)/ n -InAs (2–3 мкм)/ p -InAsSbP(Zn) (4–5 мкм) с круглыми мезами диаметром 300 мкм и круглыми анодами ($D_a = 150$ и 240 мкм). При токе 1 А выходные импульсные мощности составляют 124 и 162 мкВт для СД с диаметром анода 150 и 240 мкм соответственно, что иллюстрирует рис. 11. Большая площадь контакта оказывается выгодной при работе СД в непрерывном режиме, что видно из заметного отклонения „непрерывной“ мощности от „импульсной“ для СД с диаметром анода $D_a = 150 \text{ мкм}$, что связано, очевидно, с разогревом в области протекания тока. Понятно, что в СД с большим контактом тепло отводится более эффективно, чем в СД

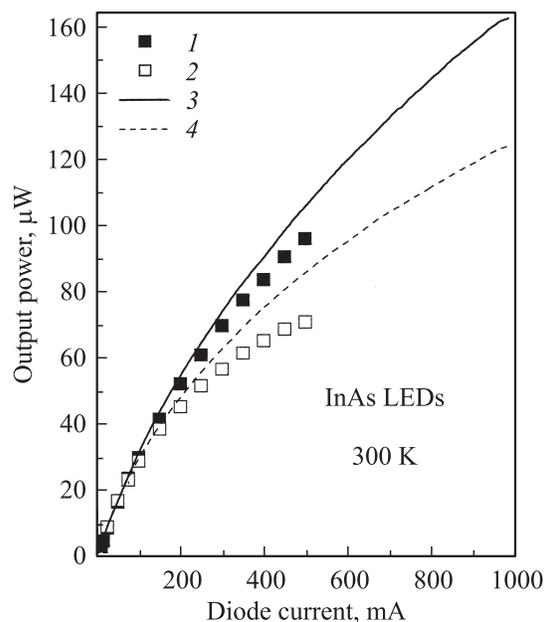


Рис. 11. Мощность излучения светодиодов на основе InAs в зависимости от тока. Диаметр мезы светодиода 300 мкм, диаметры контактов D , мкм: 1, 3 — 240; 2, 4 — 150. Импульсный (1, 3) и постоянный режим (2, 4) питания при комнатной температуре [39].

с небольшим анодом, и отличия между непрерывным и импульсным режимом стираются. Отметим, что равенство мощности в непрерывном и импульсном режимах сохраняется вплоть до токов 200 мА, что является показателем хорошего теплосъема во флип-чип-светодиодах.

В подтверждение вышеприведенных объяснений различия коэффициентов преобразования в структурах с „малым“ и „большим“ анодами на рис. 12 приведено распределение интенсивности вблизи от излучающей поверхности (картина „ближнего поля“), которое имеет ярко выраженное „плато“ в областях над анодом, что показано также на рис. 15. Размер плато зависит от тока:

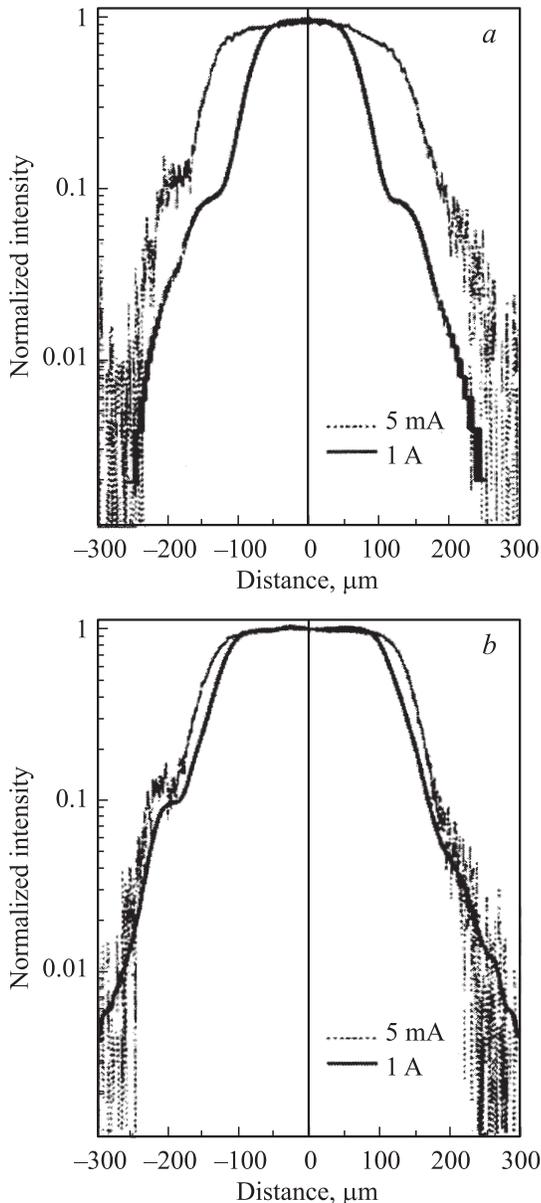


Рис. 12. Распределения интенсивности электролюминесценции вблизи от излучающей поверхности (картина „ближнего поля“) в светодиодах с диаметром анода 150 (а) и 240 мкм (b) при токах через светодиод 5 мА (тонкие линии) и 1 А (жирные линии) [39].

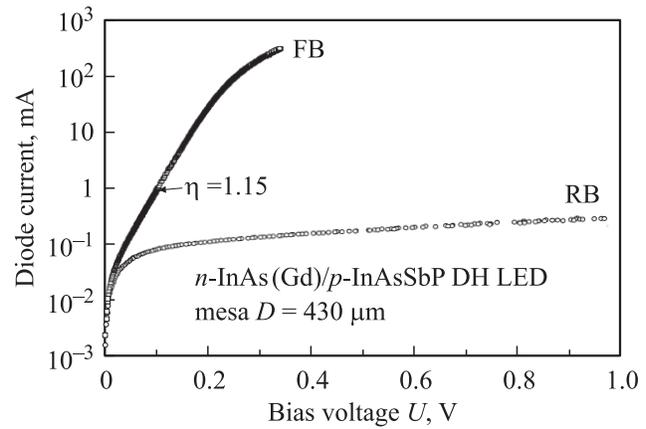


Рис. 13. Вольт-амперная характеристика светодиода n^+ -InAs(Sn)/n-InAsSbP (2–3 мкм)/n-InAs (2–3 мкм)/p-InAsSbP(Zn) с диаметром мезы 430 мкм и анодом диаметром 390 мкм [47].

широкое поле свечения при малых токах сужается при увеличении тока, что особенно отчетливо проявляется в образце с малым диаметром анода (150 мкм); уменьшение же области свечения в образце, где анод покрывает большую часть мезы, незначительно — плотность тока практически линейно возрастает при увеличении тока. В образце с малым анодом „локальная“ плотность тока возрастает сверхлинейно с током в соответствии с эффектом „current crowding“ [46,13].

Другим важным следствием использования широкого анода и обладающего высокой проводимостью n^+ -In(Ga)As(Sb) в качестве материала для формирования на нем катода (в данном случае U -образного, см. рис. 4) является низкое последовательное сопротивление. На рис. 13 приведена вольт-амперная характеристика светодиода n^+ -InAs(Sn)/n-InAsSbP (2–3 мкм)/n-InAs (2–3 мкм)/p-InAsSbP(Zn) с диаметром мезы 430 мкм и анодом диаметром 390 мкм [47]. При напряжении, близком к барьерному потенциалу ($U = 0.35$ В), экспоненциальный рост тока сменяется линейным участком с рекордно низким значением последовательного сопротивления 0.13 Ом. При малых токах в аналогичных диодах не обнаружены утечки тока по поверхности, поскольку сопротивление при $U \rightarrow 0$ линейно зависело от площади мезы [48]. Отметим также, что фактор идеальности в формуле Шоттки ($\kappa = 1.15$), описывающей вольт-амперную характеристику, лишь немногим отличался от единицы, что существенно отличает эти образцы от аналогичных эпитаксиальных структур, но выращенных на p -InAs, для которых $\kappa = 3.5$ [15]. Следует подчеркнуть, что особенность геометрического расположения U -образного катода, а именно удаленность от него некоторых областей мезы (на рис. 4 — правая часть круглой мезы), казалось бы, должна приводить к неравномерности токопротекания и соответственно распределения излучаемой мощности. Однако экспериментальные данные о двухмерном распределении вдоль излучающей поверхности эффективной (или радиаци-

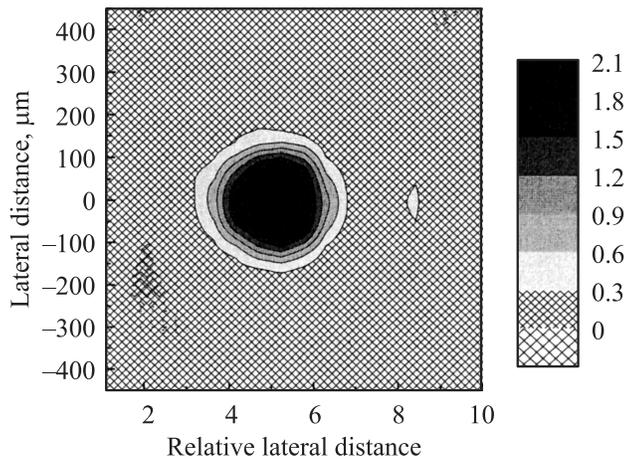


Рис. 14. Двухмерное распределение интенсивности излучения вдоль излучающей поверхности флип-чип-светодиода, полученное при сканировании волоконным зондом вдоль поверхности n^+ -InAs при токе через светодиод 1 А (слева). Темный цвет соответствует ярко светящейся области; шкала интенсивностей приведена справа [44].

онной) температуры [17,49,50] или интенсивности, регистрируемой волоконным зондом [44] (рис. 14), свидетельствуют о равномерности такого распределения вплоть до максимально больших токов и подтверждают вышеприведенные соображения, связанные с выгодой от использования n^+ -InAs (n^+ -InGaAsSb) с высокой проводимостью.

Перечисленные выше свойства флип-чип-конструкции имеют следствием важную для практики, отличную от других видов светодиодов, особенность, а именно неизменность формы и положения спектрального распределения излучения при изменении тока в широком диапазоне, например, от 50 мА до ~ 5 А [47,49]. Подобное свойство отражает несущественность теплового разогрева структуры и важно при проведении высокоточных измерений, например при спектроскопии газовых смесей с низкой концентрацией анализируемого компонента.

3.3. Эффективность вывода излучения

Как уже отмечалось выше, важным показателем работоспособности конструкции светодиода является высокий коэффициент вывода излучения из полупроводникового кристалла. В работе [18], рассматривающей „одностороннюю“ гетероструктуру n^+ -InAs/ n^0 -InAs/ p -InAsSbP в форме параллелепипеда, смонтированную p -слоем на теплоотвод, указывается на увеличение доли излучения, направленного к поверхности прозрачной подложки n^+ -InAs вследствие увеличения угла полного внутреннего отражения на границе n^+ -InAs/ n^0 -InAs по сравнению с аналогичными диодами на основе двойной гетероструктуры n^+ -InAs/ n -InAsSbP/ n^0 -InAs/ p -InAsSbP, в которых доля выходящего с торцов излучения из-за „волоконного эффекта“ в образце составляет 30% от

всей генерируемой в активной области мощности. В работе [24] приведено прямо противоположное мнение о влиянии „волоконного эффекта“, вызванного разностью показателей преломления нелегированных InAsSbP и InAs в структуре n^+ -InAs/InAsSbP/InAs/ p -InAsSbP и позволяющего, по мнению авторов, увеличить эффективность светодиодов. Приведенные авторами рассуждения о выводе излучения не учитывают двух важных обстоятельств, а именно:

а) небольшого различия коэффициентов преломления на границе n -InAsSbP/ n^0 -InAs ($\bar{n}_{\text{InAs}} - \bar{n}_{\text{InAsSbP}} \approx 0.03$, данные из работ [51–53] и

б) „волноводного эффекта“ на границе n^+ -InAs/ n^0 -InAs, возникающего ввиду уменьшения коэффициента преломления n^+ -InAs при увеличении концентрации доноров.

Расчет, приведенный в [54] для изменения концентрации электронов $\Delta n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, дает изменение коэффициента преломления $\Delta \bar{n} = 0.07$; еще большее изменение показателя преломления приведено в [55]: $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\Delta \bar{n} = 0.3$. Слои n^+ -InAs с концентрацией электронов, близкой к приведенной выше, и соответственно имеющие малое значение \bar{n} , были использованы в [56] для создания эффективного волновода в квантовомкаскадных лазерах.

Уменьшение доли выходящего с торцов излучения для получения высокой яркости в светодиодах на основе структуры n^+ -InAs/ n^0 -InAs/ p -InAsSbP, в которой боковые стенки мезы были целенаправленно углублены для увеличения доли излучения, направляемой к поверхности n^+ -InAs, было получено в работе [49]. На рис. 15 приведено распределение интенсивности рекомбинационного излучения в ближнем поле в образцах с „мелкой“

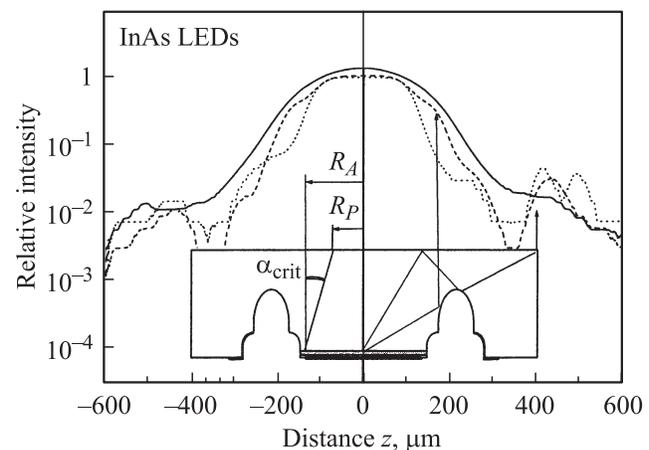


Рис. 15. Распределения интенсивности рекомбинационного излучения в ближнем поле в образцах с мелкой (глубина травления 10 мкм, пунктирная линия), глубокой (суммарная глубина при двух травлениях 50 мкм, штриховая линия) и глубокой мезой с текстурированной световыводящей поверхностью (сплошная линия). Диаметр мез составлял $D_m = 240$ мкм, диаметр круглых анодов $D_a = 210$ мкм (схема чипов приведена на вставке) [49].

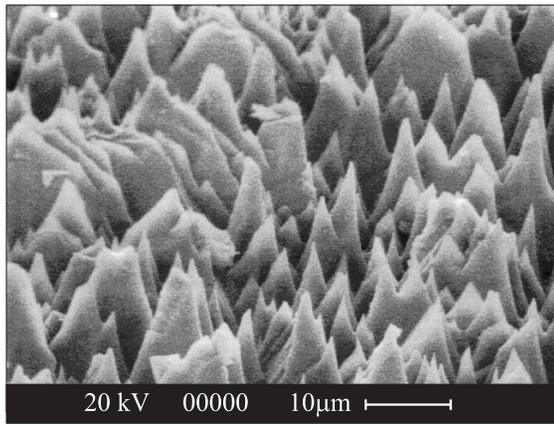


Рис. 16. Фотография поверхности светодиода с глубокой мезой, обработанного в селективном травителе. Белая горизонтальная линия соответствует расстоянию 10 мкм [49].

(глубина травления 10 мкм) и „глубокой“ (суммарная глубина при двух травлениях 50 мкм, схема приведена на вставке к рис. 15) мезами диаметром $D_m = 240$ мкм и круглыми анодами диаметром $D_a = 210$ мкм. Заметим, что в обычных светодиодах глубина мезы находится на уровне 3 мкм [8]. Для светодиода с мелкой мезой в распределении интенсивности имелось четко выраженное плато. При допущении, что свечение в диоде инициировано изначально равномерно светящимся диском (активированной областью диаметром D_A), диаметр „плато“

$$D_p = D_A - 2t \operatorname{tg}[\arcsin(1/\bar{n})],$$

где t — толщина структуры, \bar{n} — показатель преломления. Для $\bar{n} = 3.5$ размер активированной области $D_A \approx 190$ мкм оказывается близким к размеру анодного контакта (210 мкм), что является ожидаемым следствием сгущения линий тока вблизи анода. Из распределения ближнего поля электролюминесценции, представленного на рис. 15, видно также, что выход излучения из кристалла помимо центральной области происходит также частично и с его краев ($z \approx \pm 400$ мкм). В образце с глубокой мезой имеет место расширение излучающей области, очевидно, из-за отражений от стенок мезы, как показано стрелками на рис. 15. Можно также отметить небольшие „плечи“ (ареол) в распределении ближнего поля, связанные с отражениями от внутренней стороны катода лучей, первоначально испытавших полное внутреннее отражение. Оценка увеличения коэффициента выхода излучения в образце с глубокой мезой, произведенная на основании данных по распределению излучения ближнего поля, полученных из тепловизионных изображений активированных светодиодов с глубокой и мелкой мезами, дает величину 30%.

Для дальнейшего увеличения эффективности работы СД было использовано селективное химическое травление световыводящей поверхности, приводящее к появлению на ней „антиотражающего“ рельефа, показанного на рис. 16. Наличие остроконечных пирамид травления

обеспечивает уменьшение коэффициента отражения для лучей, падающих под большими углами к поверхности InAs, и эффективное увеличение угла полного внутреннего отражения для лучей, вышедших из активной области. Действительно, как видно из распределения излучения в ближнем поле для образцов с плоской и текстурированной поверхностями, показанного на рис. 15, наличие пирамид травления приводит к расширению области свечения над анодом, что эквивалентно увеличению α_{crit} . Одновременно с этим имеет место уменьшение относительного вклада боковых максимумов ($z = \pm 400$ мкм), связанных с выходом излучения на краях образца, что также можно интерпретировать как уменьшение доли лучей, рассеянных внутрь полупроводника при начальном падении лучей на поверхность. При этом в большинстве образцов было достигнуто 30%-е увеличение мощности излучения.

3.4. Коэффициент преобразования и яркость излучения

На рис. 17 приведено итоговое сравнение ватт-амперных характеристик трех вышеупомянутых разновидностей светодиодов. В соответствии с рис. 17 при токе 1 А выходные мощности соотносятся как 1:1.38:1.95 соответственно для образцов с мелкой мезой, с глубокой мезой и с глубокой мезой, но имеющей „антиотражающий“ рельеф на поверхности. Для наилучших условий вывода излучения максимальная импульсная мощность излучения при токе 4.6 А составила 0.76 мВт, коэффициент преобразования уменьшался с 1.35 мВт/А при малых токах до 0.17 мВт/А при больших токах.

Отметим, что благодаря хорошему теплосъему автограм [49] удалось получить непрерывный режим работы вплоть до токов 500 мА при несущественных отличиях мощности от импульсной мощности, получаемой при

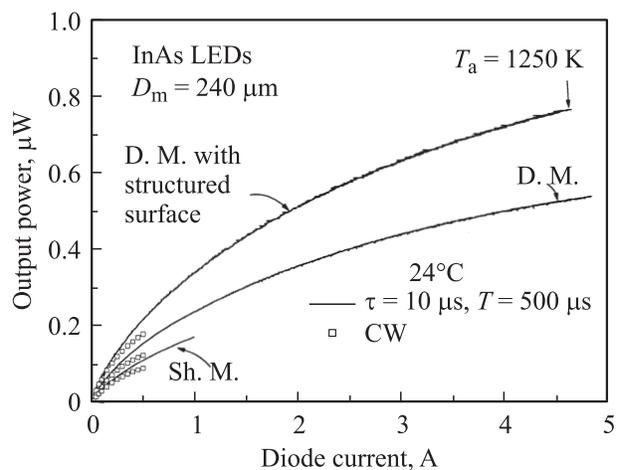


Рис. 17. Ватт-амперные характеристики светодиодов с мелкой мезой (Sh. M.), с глубокой мезой (D. M.) и с глубокой мезой и текстурированной световыводящей поверхностью (D. M. with structured surface) в импульсном (линии) и непрерывном (точки) режимах при температуре 24°C [49].

большой скважности (рис. 17), что в совокупности с неизменностью спектра излучения подтверждает нетепловой характер сублинейности ватт-амперной характеристики, связанный, вероятнее всего, с оже-рекомбинацией.

Характеристика эффективности работы светодиода не ограничивается описанием коэффициента преобразования и интегральной мощности. В ряде практических применений, например, при стыковке с оптическим волокном, при проведении спектральных измерений с пространственной дискриминацией излучения с помощью дифракционных решеток [57,58] или при создании оптически согласованных пар светодиод-фотодиод, в которых линейные размеры фотодиода минимизированы для получения большого динамического сопротивления [48], важное значение приобретает яркость источника излучения, которая измеряется в мВт/см² или в градусах Кельвина. В последнем случае под температурой понимается „эффективная“ (apparent) и радиационная температура (T_A), т.е. температура абсолютно черного тела, создающего плотность потока фотонов в выбранном спектральном диапазоне, равную плотности потока, создаваемой светодиодом. Понятие эффективной температуры использовалось ранее в основном для описания эффективности радиационного охлаждения приборов отрицательной люминесценции ($T_A < T_{\text{envir}}$, T_{envir} — температура окружающей среды), см., например, [59], однако в последнее время все чаще и чаще приводится применительно к электролюминесценции инфракрасных светодиодов, для которых $T_A > T_{\text{envir}}$ [17,46,49,50,60].

При измерениях, выполненных на инфракрасной камере, чувствительной в диапазоне 3–5 мкм, было установлено, что максимальная эффективная температура, при токе 1 А (50 мкс, 25 Гц, 300 К) составляющая $T_A \approx 740$ К, достигнута на светодиодах флип-чип-конструкции. Максимальное же значение T_A для светодиодов с точечным контактом в тех же условиях не превышало 520 К [17]. Нетрудно видеть, что соотношение температур T_A в пользу флип-чип-конструкции не соответствует соотношению опубликованных значений плотности потоков излучения, полученных без привлечения инфракрасных микроскопов (тепловизоров), например, при токе 1 А для флип-чип ($P = 0.34 \text{ мВт}/4.5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2 = 0.75 \text{ Вт/см}^2$ [49]) и для большинства „не флип-чип“ (т.е. с точечными контактами) светодиодов:

$$P = 4.3 \text{ мВт}/7 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2 = 6.1 \text{ Вт/см}^2 [16],$$

$$P = 4.5 \text{ мВт}/3.8 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2 = 1.2 \text{ Вт/см}^2 [23],$$

$$P = 2.3 \text{ мВт}/2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2 = 1.1 \text{ Вт/см}^2 [15],$$

$$P = 1.4 \text{ мВт}/7 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2 = 2 \text{ Вт/см}^2 [22].^3$$

При определении плотности потоков были использованы геометрические размеры мез, приведенные в работах,

³ Впрочем, есть исключения, например данные работы [8], в которых для конструкции с точечными контактами приводятся невысокие плотности потоков излучения: $P = 0.03 \text{ Вт/см}^2$ при токе 0.8 А.

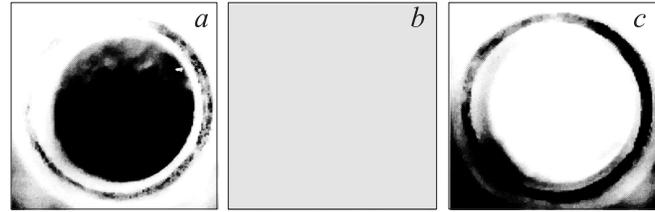


Рис. 18. Двухмерное распределение интенсивности излучения иммерсионного светодиода с линзой диаметром 3.5 мм, полученное в тепловом микроскопе на основе InAs при подаче обратного смещения (режим отрицательной люминесценции, слева), отсутствии смещения на диоде (в центре) и при прямом смещении (режим электролюминесценции, справа) [64].

поэтому указанное выше несоответствие еще более усугубится, если принять во внимание сужение области токопротекания при больших токах. Обычно мощности светодиодов, заявляемые большинством производителей, существенно превосходят значения, получаемые при измерении пользователями [61], поэтому, по-видимому, наиболее объективные данные об эффективности светодиодов получаются все же при использовании тепловизоров, поскольку при этом помимо амплитуды интенсивности излучения контролируется также и его пространственное распределение.

Благодаря более высокому быстродействию матрицы на основе InAs по сравнению с механическими сканирующими устройствами авторам [49] удалось использовать режим питания светодиода с более коротким, чем в работе [17], импульсом тока — 10 мкс. В результате стало возможным использовать большие токи и получить большие, чем в [17], значения T_A (3–5 мкм) = 862 К ($I = 4.8$ А). При определении эффективной температуры в более узком диапазоне (3–3.6 мкм) значение при том же токе T_A (3–3.6 мкм) составило 1148 К. Наибольшее значение T_A (3–3.6 мкм) = 1250 К (4.8 А) (рис. 17) было получено для светодиодов с глубокой мезой и текстурированной поверхностью, являющейся на сегодняшний день максимальной эффективной температурой, полученной с использованием инжекционных (фононных) излучателей с ламбертовским распределением излучения в дальней зоне ($P = P_0 \cos \alpha$).

Дальнейшее повышение коэффициента вывода излучения было достигнуто при использовании иммерсионных линз, состыкованных со световыводящей поверхностью n^+ -InAs флип-чип-светодиодов. В работе [62] описываются конструкции, содержащие сферические сапфировые линзы (диаметр 1 мм), приклеенные к InAs „оптическим клеем“ из халькогенидного стекла ($\bar{n} = 2.4$), а также линзы из халькогенидного стекла (диаметр ~ 1 мм, $n = 2.4$), по форме близкие к гиперполусфере [63] и сформированные непосредственно на поверхности n^+ -InAs. Эффект от применения линз состоял как в повышении эффективности светодиода (до 1.62 мВт/А при малых токах), так в сужении диаграммы направленности вышедшего излучения до $\vartheta_{0.5} = 32$ и 25°

соответственно для сапфировых и халькогенидных линз. Более существенно сужение диаграммы направленности до $\vartheta_{0,5} = 10\text{--}29^\circ$ имело место при использовании линз большого диаметра, например кремниевых линз диаметром 3.5 мм, состыкованных с поверхностью n^+ -InAs с помощью вышеупомянутого халькогенидного „клея“ [48]. Очевидно, что при использовании линз не всегда можно добиться высокой яркости источника из-за увеличения площади излучения. Так, например, радиационный контраст СД с линзой из CdSb при токе 1 А составлял всего $\Delta T = 300\text{ К}$ при $T = 300\text{ К}$. На рис. 18 приведено двухмерное распределение интенсивности излучения иммерсионного светодиода с линзой диаметром 3.5 мм, полученное в тепловом микроскопе при подаче обратного смещения (а), отсутствии смещения на диоде (b) и при прямом смещении (c) [64]. На приведенных фотографиях можно отметить равномерность распределения излучения по поверхности линзы как в режиме электролюминесценции, так и в режиме отрицательной люминесценции.

3.5. Температурная зависимость мощности излучения

К одному из недостаточно полно освещенных вопросов относится температурная зависимость квантового выхода и мощности светодиодов из InAs. В работах, освещающих этот вопрос, указанные температурные зависимости приводятся, как правило, без указания значений тока, при которых производились измерения [8,14]. При этом утверждается, что основная причина падения квантовой эффективности (η_{int}) при повышении температуры состоит в возрастании скорости безызлучательного оже-процесса [8]:

$$\eta_{\text{int}} = 1 - C^* \exp\left(\frac{-T_0}{T}\right),$$

где $T_0 = 46.4 \pm 1.2\text{ К}$, $C^* = 1.5 \pm 0.01$. Такое объяснение температурной зависимости вполне допустимо для светодиодов, имеющих при комнатной температуре сублинейную ватт-амперную характеристику при всех токах [14], но требует уточнения (главным образом в части использованных значений токов) при наличии $\sim 100\%$ квантового выхода при низких температурах и протяженного линейного (98 мкВт/А, рис. 1), начинающегося с „нулевого“ тока участка ватт-амперной характеристики при 300 К (см. данные из работы [8]). Линейность ватт-амперной характеристики означает малость безызлучательного оже-процесса при комнатной температуре и тем более его ничтожность при более низких температурах, поскольку при охлаждении квантовый выход существенно повышается. Несущественность процесса Оже при низких температурах (77 К) подтверждается также рядом исследований лазеров на основе двойных гетероструктур n -InAs/ n^0 -InAs/ p -InAsSbP [65,66].

Следует заметить, что при проведении температурных измерений важно помнить об изменении прозрачности

слоев, которое отмечается лишь в нескольких работах. Так, например, в [67] было показано, что скорость температурного смещения спектра пропускания n^+ -InAs(Sn) в длинноволновую область увеличивается с увеличением концентрации электронов. Смещение спектров связывалось со снятием вырождения в зоне проводимости. Это обстоятельство было учтено в работе [43] при создании светодиодов, работающих при повышенных температурах (вплоть до 180°С) с увеличенной на $\sim 200\%$ мощностью, в которых на пути следования выходящего излучения подложка n^+ -InAs была полностью удалена. К числу факторов, вносящих неопределенность при определении температурной зависимости квантового выхода с использованием данных при низких температурах, относятся также суперлюминесценция [25] и стимулированная рекомбинация при 77 К [44], заметно изменяющие коэффициент вывода излучения.

В [47] для объяснения температурной зависимости выходной мощности предложено использовать феноменологическую модель, в которой излучательные способности полупроводников сопоставлялись с параметрами, характеризующими состояние полупроводникового p - n -перехода, по аналогии с тем, как это было сделано Степановым для двухуровневой системы [68]. При этом под такими параметрами понимались мощность отрицательной люминесценции полупроводника (NLP — Negative Luminescence Power) и ток насыщения p - n -перехода (I_{sat}). Пользуясь двумя этими параметрами, был определен максимально возможный коэффициент преобразования (КП), как отношение NLP к I_{sat} . Такой подход оправдан наличием линейного участка зависимости выходной мощности от тока (обратного и(или) прямого тока при их сопоставимых значениях), имевшего место во многих экспериментальных наблюдениях положительной и отрицательной люминесценции. Уменьшение коэффициента преобразования светодиода на основе гетероструктуры InAsSbP/In(Ga)As/InAsSbP ($\lambda = 3.4\text{ мкм}$, 300 К) с ~ 1 до ~ 0.01 мВт/А в интервале $20\text{--}200^\circ\text{С}$ удовлетворительно соответствовало температурной зависимости отношения NLP к I_{sat} .

4. Светодиоды с оптическим возбуждением

Одной из разновидностей светодиодов на основе InAs являются светодиоды с оптическим возбуждением, в которых слой InAs или гетероструктура, содержащая InAs, оптически состыкованы с помощью халькогенидного клея с излучающей поверхностью широкозонного флип-чип-светодиода из арсенида галлия, предложенные в [69]. К числу достоинств таких светодиодов относятся возможность изменения полосы излучения при изменении толщины образца (например, с 3.3 до 3.6 мкм [70]) и простота изготовления, поскольку процессы фотолитографии, легирования и формирования узкозонной

гетероструктуры не являются обязательно необходимыми; к числу недостатков — недостаточная мощность излучения, на сегодняшний день уступающая „обычным“ диодам с $n-p$ -переходом в узкозонной гетероструктуре. Увеличение мощности в 2 и более раз достигалось при использовании иммерсионной стыковки с линзами из CdSb [71]. Другим перспективным подходом при создании светодиодов повышенной яркости является использование фотонных кристаллов, однако на момент написания обзора этот подход был использован лишь однажды при формировании периодического рельефа на поверхности прозрачной подложки n^+ -InAs в оптически возбуждаемых светодиодах на основе n^+ -InAs/InAs с двукратно увеличенной эффективностью [72].

Несмотря на то что в иммерсионных светодиодах с оптическим возбуждением удалось получить импульсную мощность, сравнимую с мощностью обычных светодиодов с электрической накачкой, вопрос о возможности работы в непрерывном режиме в вышеупомянутых работах не обсуждался. Это связано, по-видимому, с большим значением напряжения смещения на широкозонном $p-n$ -переходе накачивающего источника (СД GaAs, $E_g = 1.4$ эВ) и соответственно со значительным джоулевым разогревом. Понятно, что коэффициент полезного действия (wall plug efficiency) указанных светодиодов по этим же причинам в 4–5 раз ниже, чем в электрически возбуждаемых светодиодах.

В работе [34] сообщается о модуляции излучения прямосмещенного светодиода на основе p -InAs/ p -InAsSbP/ n^0 -InAs/ n -InAsSbP, в котором основная полоса излучательной рекомбинации $\lambda = 3$ мкм при низкой температуре (4 К) вызвана переходами на гетерогранице второго рода p -InAsSbP/ n^0 -InAs. При воздействии на него излучением $\lambda = 0.541$ мкм осуществлялась модуляция выходной мощности (в нашей терминологии такой прибор следует назвать светодиодом со смешанным возбуждением), однако сделать заключение об эффективности преобразования таких светодиодов трудно, поскольку данные о мощности излучения в полосе $\lambda = 3$ мкм не приводятся.

5. Применение светодиодов из арсенида индия

Несмотря на нерешенность ряда проблем (например, связанных с ожереккомбинацией), светодиоды из InAs уже используются на практике. Одно из таких практических приложений состоит в установлении источников загрязнения атмосферного воздуха и предотвращении техногенных катастроф за счет детектирования следовых компонентов с низким пределом обнаружения и высокой избирательностью на предприятиях нефтехимической промышленности. В работе [73] приводятся данные о создании достаточно простого, быстродействующего и малогабаритного дистанционного анализатора в инфракрасной области спектра на основе светоизлучающих

диодов, изготовленных из гетероструктур InAs/InAsSbP с длиной волны излучения $\lambda_{\max} = 3.3$ мкм, шириной спектральной полосы излучения 0.4 мкм, а также фотодиодов p^+ -InAsSbP/ n -InAs с обнаружительной способностью $D^*(\lambda_{\max}) = 6 \cdot 10^9$ см · Гц^{1/2}/Вт [74], снабженных микролинзой и имеющих быстродействие на уровне 10^{-8} с [75]. Излучение СД с помощью сферического зеркала с рабочим диаметром 68 мм и фокусным расстоянием $f = 115$ мм формировалось в почти параллельный пучок и через защитный светофильтр направлялось на трассу. Расчетная величина половины угла расходимости излучения СД составляла около 0.2 мрад при диаметре излучающей площадки СД 430 мкм. Излучение, прошедшее трассу и защитный светофильтр модуля приемника, фокусировалось сферическим зеркалом на двухэлементный фотодиод (ФД) или разделялось полупрозрачным зеркалом для подачи на два дискретных ФД. Для разделения по длине волны рабочего и опорного каналов в первой оптической схеме применялся составной многослойный интерференционный фильтр с рабочей длиной волны $\lambda_{\text{sample}} = 3.4$ мкм, опорной длиной волны $\lambda_{\text{ref}} = 3.07$ мкм, а во второй оптической схеме использовались два дискретных интерференционных фильтра с $\lambda_{\text{sample}} = 3.40$ мкм и $\lambda_{\text{ref}} = 3.85$ мкм. Предложенная авторами [73] конструкция анализатора позволяла получить максимальную измеряемую концентрацию суммарных углеводородов, имеющих характерную полосу поглощения вблизи 3.3 мкм, на уровне 5 НПВ · м, где НПВ — нижний предел воспламенения для метана при длине трассы $L \leq 100$ м, при этом предел обнаружения метана с помощью анализатора ограничен собственными шумами ФП и составлял $\sim 10^{-3}$ НПВ · м. Характеристики светодиодов, снабженных линзами с диаметром 3.5 мм, применительно к обнаружению метана рассматривались также в работе [48].

Другим важным применением является использование флип-чип-светодиодов в волоконно-оптических датчиках, измеряющих состав жидкости по методу исчезающей волны (evanescent wave spectroscopy), для которых указанная полоса 3.3 мкм совпадает с максимумом фундаментального поглощения анализируемого вещества. В работах [62,76] приведены примеры анализа спектров пропускания воды, спирта и смеси двух последних, полученных при измерениях спектра излучения светодиода, прошедшего по волокну, частично погруженному в анализируемую жидкость. Эффективность такого метода обеспечивается высоким коэффициентом ввода излучения в волокно (30%) при иммерсионной стыковке поверхности n^+ -InAs с волокном из As₂S₃ с использованием халькогенидного „клея“ [76].

6. Заключение

Таким образом, можно заключить, что светодиоды на основе арсенида индия уже достигли уровня, приемлемого для практического использования, прежде всего

благодаря улучшениям, связанным с обеспечением оптимальных условий для токопротекания и вывода излучения из полупроводника, а также за счет геттерирования дефектов и остаточных примесей. Вместе с тем ряд вопросов остается недостаточно освещенным. К ним относится вопрос о предельно возможном значении внутреннего квантового выхода арсенида индия, определяемого внутренними свойствами полупроводника при малых уровнях возбуждения (т.е. не оже-рекомбинацией) при комнатной и более высоких температурах и позволяющего судить о перспективах полупроводниковых источников излучения в сравнении с другими, например, тепловыми источниками. Очевидно, что исследование этого фундаментального параметра возможно лишь в образцах, где отсутствует рекомбинация Шокли–Рида на начальном участке ватт-амперной характеристики. На сегодняшний день такие светодиоды получаются лишь в отдельных лабораториях, и данные о квантовом выходе практически отсутствуют. Немаловажным является также вопрос о коэффициенте вывода излучения — параметра, напрямую влияющего на экспериментальное значение квантового выхода. В большинстве работ для плоских структур он полагается равным $1/70$, однако результатов экспериментальной проверки этого значения нигде не приводится. Более того, в литературе можно найти и другие подходы к определению коэффициента вывода с существенно большим значением.

Можно выразить надежду, что указанные вопросы, равно как и вопросы использования более сложных структур, полученных с помощью современных методов выращивания, таких как МПЭ, МОГФЭ, будут решены уже в ближайшее время, и светодиоды из арсенида индия будут такими же привычными, как их широкозонные „собратья“ из арсенида галлия.

Работа частично поддержана грантом Седьмой рамочной программы ЕС (FP7, № 224625).

Список литературы

- [1] L. Schnitzer, E. Yablonovitch, C. Caneau, T.J. Gmitter, A. Scherer. *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 2174 (1993).
- [2] L. Schnitzer, E. Yablonovitch, C. Caneau, T.J. Gmitter, *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 131 (1993).
- [3] S.D. Smith, J.G. Crowder, H.R. Hardaway. *SPIE*, **4651**, 157 (2002).
- [4] Н.П. Есина, Н.В. Зотова и Д.Н. Наследов. *РЭ*, **8**, 1602 (1963); Н.П. Есина, Н.В. Зотова, Д.Н. Наследов. *ФТП*, **2** (3), 370 (1968).
- [5] J. Melngailis, R.H. Redicker. *J. Appl. Phys.*, **37**, 899 (1966).
- [6] T.S. Moss, G.J. Burell, B. Ellis. *Semiconductor Optoelectronics* (Butterworth, London, 1973).
- [7] M.J. Kane, G. Braithwaite, M.T. Emeny, D. Lee, T. Martin, D.R. Wright. *Appl. Phys. Lett.*, **76** (8), 943 (2000).
- [8] D.G. Gevaux, A.M. Green, C.C. Phillips, I. Vurgaftman, W.W. Bewley, C.L. Felix, J.R. Meyer, H. Lee, R. Martinelli. *IEE Proc. Optoelectron.*, **150** (4), 351 (2003).
- [9] J.R. Dixon, J.M. Ellis. *Phys. Rev.*, **123**, 1560 (1961).
- [10] M.J. Kane, G. Braithwaite, M.T. Emeny, D. Lee, T. Martin, D.R. Wright. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, **450**, 129 (1997).
- [11] Landolt-Bornstein. *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, vol. 17a, *Physics of Group IV elements and III–V Compounds* (Springer, Berlin, 1982).
- [12] K.L. Vodopyanov, H. Graener, C. Philips, T.J. Tate. *Phys. Rev. B*, **46**, 13 194 (1992).
- [13] A. Monakhov, A. Krier, V.V. Sherstnev. *Semicond. Phys. Technol.*, **19**, 480 (2004).
- [14] A. Krier. *Phil. Trans. Royal. Soc. (London) A*, **359**, 599 (2001).
- [15] A. Krier, V.V. Sherstnev. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **33**, 101 (2000).
- [16] S.S. Kizhaev, N.V. Zotova, S.S. Molchanov, Yu.P. Yakovlev. *IEE Proc. Optoelectron.*, **140** (1), 36 (2002).
- [17] V.K. Malyutenko, O.Yu. Malyutenko, A.V. Zinovchuk. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 201 114 (2006).
- [18] A. Krier, X.L. Huang. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **39**, 255 (2006).
- [19] Г.А. Сукач, П.Ф. Олексенко, А.Б. Богословская, Ю.Ю. Билицев, В.Н. Кабаций. *ЖТФ*, **67** (9), 68 (1997).
- [20] S.S. Kizhaev, N.V. Zotova, S.S. Molchanov, Yu.P. Yakovlev. *IEE Proc. Optoelectron.*, **140** (1), 36 (2002).
- [21] А.А. Попов, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. *Письма ЖТФ*, **23** (21), 24 (1997).
- [22] А.А. Попов, V.V. Sherstnev, Y.P. Yakovlev, A.N. Baranov, C. Alibert. *Electron. Lett.*, **33** (1), 86 (1997).
- [23] A. Krier, V.V. Sherstnev. *J. Phys. D, Appl. Phys.*, **38**, 1484 (2003).
- [24] Е.А. Гребенщикова, Н.В. Зотова, С.С. Кизжаев, С.С. Молчанов, Ю.П. Яковлев. *ЖТФ*, **71** (9), 58 (2001).
- [25] D.A. Write, V.V. Sherstnev, A. Krier, A.M. Monakhov, G. Hill. *IEE Proc. Optoelectron.*, **150** (4), 314 (2003).
- [26] A. Krier, H.N. Gao, V.V. Sherstnev. *J. Appl. Phys.*, **85** (12), 8419 (1999).
- [27] X.Y. Gong, T.N. Yamaguchi, H. Kan, T. Makino, T. Iida, T. Kato, M. Aoyama, Y. Hayakawa, M. Kumagawa. *Jap. J. Appl. Phys.*, **36**, 2614 (1997).
- [28] Н.В. Зотова, С.А. Карандашёв, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. *ФТП*, **33** (8), 1010 (1999).
- [29] J.R. Meyer, C.A. Hoffman, F.J. Bartoli, L.R. Ram-Moham. *Appl. Phys. Lett.*, **67** (6), 757 (1998).
- [30] D.G. Gevaux, A.M. Green, C.C. Phillips. *Appl. Phys. Lett.*, **79** (25), 4075 (2001).
- [31] М. Айдаралиев, Н.В. Зотов, С.А. Карандашёв, Н.М. Стусь. *ФТП*, **23** (1), 593 (1989).
- [32] M. Pullin, X. Li, J. Heber, D. Gevaux, C. Phillips. *SPIE Proc.*, **3938–33** (Conference on Optoelectronics, San Jose, Jan. 2000) p. 144.
- [33] A. Sugimura. *J. Appl. Phys.*, **51**, 4405 (1980).
- [34] A. Krier, V.V. Sherstnev, H.N. Gao, A.M. Monakhov, H. Hill. *Appl. Phys. Lett.*, **80** (16), 2821 (2002).
- [35] Н.В. Зотова, Н.Д. Ильинская, С.А. Карандашёв, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, А.А. Шленский. *ФТП*, **40** (3), 356 (2006).
- [36] J.R. Dixon, J.M. Ellis. *Phys. Rev.*, **124**, 1321 (1961).
- [37] О. Аллаберенов, Н.В. Зотова, Д.Н. Наследов, Л.Д. Неуймина. *ФТП*, **4**, 1939 (1970).
- [38] И.М. Несмелова, Н.С. Барышев, Б.П. Пырегов. *Опт. и спектр.*, **27** (4), 661 (1969).

- [39] Н.В. Зотова, Н.Д. Ильинская, С.А. Карандашёв, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, В.В. Шустов, Н.Г. Тараканова. *ФТП*, **40** (8), 1004 (2006).
- [40] B.A. Matveev, M. Aydaraliev, N.V. Zotova, S.A. Karandashov, N.D. Il'inskaya, M.A. Remennyi, N.M. Stus', G.N. Talalakin. *IEE Proc. Optoelectron.*, **150**, 356 (2003).
- [41] H. Benistry, H.De Neve, C. Weibuch. *IEEE J. Quant. Electron.*, **3**, 1612 (1998).
- [42] M. Aidaraliev, N.V. Zotova, N.D. Il'inskaya, S.A. Karandashov, B.A. Matveev, M.A. Remennyi, N.M. Stus', G.N. Talalakin. *Semicond. Sci. Technol.*, **18**, 269 (2003).
- [43] Н.В. Зотова, Н.Д. Ильинская, С.А. Карандашёв, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, В.В. Шустов. *ФТП*, **38** (10), 1270 (2004).
- [44] B. Matveev, N. Zotova, N. Il'inskaya, S. Karandashov, M. Remennyi, N. Stus'. *Phys. Status Solidi C*, **2** (2), 927 (2005).
- [45] M.A. Remennyi, B.A. Matveev, N.V. Zotova, S.A. Karandashov, N.M. Stus', G.N. Talalakin. *Physica E: Low-Dim. Systems and Nanostructur.*, **20** (3-4), 548 (2004).
- [46] V.K. Malyutenko, O.Yu. Malyutenko, A.D. Podoltsev, I.N. Kucheryavaya, B.A. Matveev, M.A. Remennyi, N.M. Stus'. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 4228 (2001).
- [47] B.A. Matveev, N.V. Zotova, N.D. Il'inskaya, S.A. Karandashov, M.A. Remennyi, N.M. Stus', G.N. Talalakin. *J. Mod. Opt.*, **49** (5/6), 743 (2002).
- [48] M.A. Remennyi, N.V. Zotova, S.A. Karandashov, B.A. Matveev, N.M. Stus', G.N. Talalakin. *Sensors Actuators B: Chemical*, **91** (1-3), 256 (2003).
- [49] B. Matveev, N. Zotova, N. Il'inskaya, S. Karandashov, M. Remennyi, N. Stus', A. Kovchavtsev, G. Kuryshv, V. Polovinkin, N. Tarakanova. *Progress in Semiconductor Materials V-Novel Materials and Electronic and Optoelectronic Applications*, eds L.J. Olafsen, R.M. Biefeld, M.C. Wanke, A.W. Saxler (paper N 0891-EE01-04).
- [50] V. Malyutenko, O. Malyutenko, A. Zinovchuk, N. Zotova, S. Karandashov, B. Matveev, M. Remennyi, N. Stus'. *Book of abstracts of the 6th Int. Conf. „Mid-Infrared Optoelectronics Materials and Devices (MIOMD-VI)“* (June 28-July 02, 2004, St. Petersburg, Russia).
- [51] J.P. Van der Ziel, R.S. Logan, R.M. Mikulyak, A.A. Ballman. *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-21** (11), 1827 (1985).
- [52] М. Айдаралиев, Н.В. Зотова, С.А. Карандашёв, Б.А. Матвеев, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. *Письма ЖТФ*, **13** (9), 563 (1987).
- [53] N. Kobayashi, Y. Horikoshi. *Jap. J. Appl. Phys.*, **19**, 1641 (1980).
- [54] Z.G. Yu, Srinu Krishnamurthy. *J. Opt. Soc. Amer. B*, **23** (11), 2256 (2006).
- [55] P.P. Paskov. *J. Appl. Phys.*, **81** (4), 1890 (1977).
- [56] A.N. Baranov, R. Teissier, D. Barate, A. Vicer, C. Alibet, C. Renard, X. Marcadet, M. Garsia, C. Sirtory. *Book of abstracts of the 6th Int. Conf. „Mid-Infrared Optoelectronics Materials and Devices (MIOMD-VI)“* (June 28-July 02, 2004, St. Petersburg, Russia) p. 3.
- [57] Н.И. Еси́на, Н.В. Зотова, И.И. Марков, Б.А. Матвеев, А.А. Рогачев, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. *Журн. прикл. спектроскопии*, **42** (4), 691 (1985).
- [58] J. Malinen, T. Hannula, N.V. Zotova, S.A. Karandashov, I.I. Markov, B.A. Matveev, N.M. Stus', G.N. Talalakin. *Proc. Conf. „Optical Methods for Chemical Process Control“* (Boston, Sept., 7-10, 1993) (SPIE, **2069**, p. 95).
- [59] В.И. Иванов-Омский, Б.А. Матвеев. *ФТП*, **41** (3), 257 (2007).
- [60] N.C. Das, G. Simonis, J. Bardshaw, A. Goldberg, N. Gupta. *Proc. SPIE*, **5408**, 136 (2004).
- [61] S.D. Smith, A. Vass, P. Bramley, J.G. Crowder, C.H. Wang. *IEE Proc. Optoelectron.*, **144** (5), 266 (1997).
- [62] B.A. Matveev. *Mid-Infrared Semiconductor Optoelectronics* (Springer Ser. Opt. Sci., ISSN 0342-4111, 2006) p. 395.
- [63] R.C. Johnes. *Appl. Opt.*, **1**, 607 (1962).
- [64] М.А. Ременный, В.А. Матвеев, Н.В. Зотова, С.А. Карандашёв, Н.М. Стусь, Н.Д. Ильинская. *SPIE Proc. 6585* (Optical Sensing Technology and Applications), editors: Francesco Baldini, Jiri Homola, Robert A. Lieberman, Miroslav Miler. Date: 1 May 2007, ISBN: 9780819467133, 658504, DOI: 10.1117/12.722847.
- [65] М. Айдаралиев, Н.В. Зотова, С.А. Карандашёв, Б.А. Матвеев, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. *ФТП*, **27** (1), 21 (1993).
- [66] M. Aidaraliev, N.V. Zotova, S.A. Karandashov, B.A. Matveev, N.M. Stus', G.N. Talalakin. *Semicond. Sci. Technol.*, **8** (8), 1575 (1993).
- [67] B.A. Matveev, N.V. Zotova, S.A. Karandashov, M.A. Remennyi, N.M. Stus', G.N. Talalakin. *Proc. Conf. „Photodetector Materials and Devices VIF“* [SPIE, **4650**, 173 (2002)].
- [68] Б.И. Степанов. *Основы спектроскопии отрицательных световых потоков* (Минск, Мир, 1961).
- [69] B.A. Matveev, N.V. Zotova, N.D. Il'inskaya, S.A. Karandashov, M.A. Remennyi, N.M. Stus', G.N. Talalakin. *Radiation Source*, US patent # 6 876 006 with grant date 5 April 2005.
- [70] B.A. Matveev, N.V. Zotova, S.A. Karandashov, M.A. Remennyi, N.M. Stus', G.N. Talalakin. *Proc. Conf. „Light-Emitting Diodes: Research, Manufacturing, and Applications V“*, eds H. Walter Yao, E. Fred Schubert [SPIE, **4278**, 189 (2001)].
- [71] М. Айдаралиев, Н.В. Зотова, С.А. Карандашёв, Б.А. Матвеев, М.М. Ременный, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. *ФТП*, **36** (7), 881 (2002).
- [72] Ю.М. Задиранов, Н.В. Зотова, Н.Д. Ильинская, С.А. Карандашёв, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, А.А. Усикова. *Письма ЖТФ*, **34** (10), 1 (2008).
- [73] А.А. Кузнецов, О.Б. Балашов, Е.В. Васильев, С.А. Логинов, А.И. Луговской, Е.Я. Черняк. *Приборы и системы. Управление, контроль, диагностика*, № 6, 55 (2003).
- [74] А.В. Сукач, В.В. Тетеркин, Н.В. Зотова, С.А. Карандашёв, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. *Оптоэлектрон. и полупроводн. техн.*, вып. 37, 215 (2002).
- [75] А.В. Сукач, В.В. Тетеркин, С.В. Старый, Н.В. Зотова, С.А. Карандашёв, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. *Тез. докл. XVIII Межд. конф. по фотозлектронике и приборам ночного видения* (25-28 мая 2004 г., Москва) с. 29.
- [76] B.A. Matveev, N.V. Zotova, S.A. Karandashov, M.A. Remennyi, N.M. Stus', G.N. Talalakin. *Proc. 1st Int. Conf. on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL2003)* (Sept. 16-20, 2003 Alushta, Crimea, Ukraine) v. 2, p. 138.

Редактор Т.А. Полянская

Spontaneous emitters based on InAs

*N.V. Zotova, N.D. Il'inskaya, B.A. Matveev,
S.A. Karandashov, M.A. Remennyi, N.M. Stus'*

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

Abstract We review the recent results on the light emitting diodes (LEDs) based on heterostructure diodes with the InAs active layer fabricated by the LPE, MOCVD and MBE methods. Analysis of the published data on the brightness, the near field light distribution, and the $L-I$, $I-V$ characteristics in flip-chip and point contact LEDs is presented.