

УДК 621.315.592

## Источники спонтанного излучения на основе арсенида индия (обзор: десять лет спустя)

© С.А. Карандашев<sup>1</sup>, Б.А. Матвеев<sup>1</sup>, М.А. Ременный<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> ООО „ИоффеЛЕД“, 194064 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: ioffeled@mail.ru

(Получена 12 декабря 2017 г. Принята к печати 16 апреля 2018 г.)

Приводится обзор результатов, полученных при исследовании светодиодов на основе гетероструктур с активной областью из InAs, выращенных методами жидкофазной эпитаксии и газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений, за последние 10 лет. Проводится анализ картины ближнего поля, ватт-амперных, вольт-амперных характеристик и квантового выхода светодиодов, имеющих конструкцию с точечным контактом и флип-чип, в широком диапазоне температур.

DOI: 10.21883/FTP.2019.02.47090.8799

### 1. Введение

Оптоэлектронные компоненты, работающие в спектральном диапазоне, соответствующем первому окну прозрачности атмосферы (длины волн  $\lambda = 3\text{--}5\text{ мкм}$ ), широко востребованы, поскольку в этом спектральном диапазоне для них открывается множество важных практических приложений, таких как газовый анализ [1,2], пирометрия [3] и контроль нанотехнологических процессов [4]. Для длин волн вблизи полосы поглощения, обусловленного колебаниями связи C–H ( $\lambda = 3.4\text{ мкм}$  — фундаментальная полоса поглощения углеводородов), наиболее часто упоминаемым в литературе материалом для создания активной области светодиодов (СД), работающих при комнатной температуре, является арсенид индия — прямозонный полупроводник с подходящим для этого значением ширины запрещенной зоны  $E_g$ . „Второе дыхание“ источников спонтанного излучения на основе InAs открылось после отработки технологии получения СД на основе двойных (ДГС) [5] и одиночных (ОГС) гетероструктур [6] InAsSbP/InAs, до настоящего времени доминирующих в списке объектов исследования в научных и производственных организациях. Твердый раствор InAsSbP, изопериодный с InAs, может иметь значение ширины запрещенной зоны вплоть до 0.9 эВ [7], что обуславливает возможность локализации инжектированных носителей заряда в активной области из InAs и вывод излучения через InAsSbP в указанных выше гетероструктурах (ГС).

Ранее мы уже проводили анализ состояния разработок и применения источников спонтанного излучения на основе ГС с активным слоем из InAs [8]; задачей данной работы является анализ результатов исследования таких источников и промышленных применений, а также методов повышения их эффективности, появившихся за 10 лет, прошедших после опубликования предыдущего обзора.

### 2. Рекомбинация носителей заряда на гетерограницах и в объеме структур InAs/InAsSbP

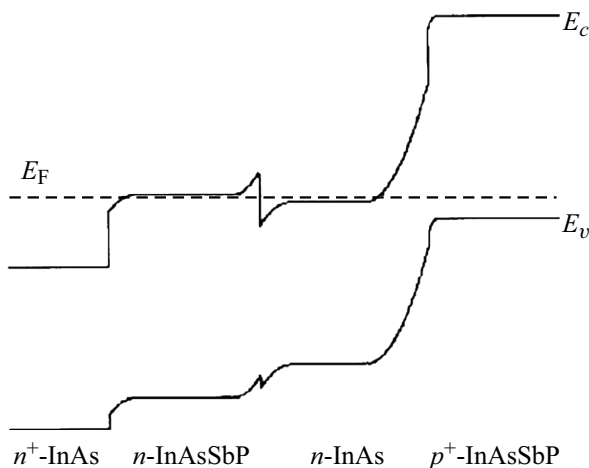
В прошедшее десятилетие интерес исследователей, как и в предшествующий период, концентрировался в основном на ГС, содержащих слои твердого раствора InAsSbP, выращенных методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) [9–22] или методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОГФЭ) [23–30] на изопериодных к ним подложках InAs. Это позволяло создавать структуры с выводом электролюминесцентного излучения как через широкозонный слой InAsSbP, так и через подложку InAs  $n$ -типа проводимости. В последнем случае важную роль приобретает выбор степени легирования подложки, который можно проводить, например, исходя из степени вырождения электронов в зоне проводимости и спектров поглощения для производимых отечественной промышленностью сильно легированных монокристаллических подложек из  $n$ -InAs, приведенных в [31].

Гетеропереход InAsSbP/InAs чаще всего относят к гетеропереходу II типа; в таблице приведены составы

Составы твердого раствора и разрывы зон

№ п. п.	Состав твердого раствора	$\Delta E_v$ , мэВ	$\Delta E_c$ , мэВ	Температура, К	Источник
1	InAsSb <sub>0.11</sub> P <sub>0.23</sub>	50*	135	300	[9]
2	InAsSbP <sub>0.18</sub>	–30	119	300	[10]
3	InAsSb <sub>0.04</sub> P <sub>0.09</sub> **	–58	134	77	[32]

*Примечание.* \* Приведен модуль значения величины разрыва зон. \*\* Для примера приведено лишь одно из множества значений, опубликованных в [32] для широкого диапазона составов твердого раствора InAsSbP.



**Рис. 1.** Зонная диаграмма для ДГС InAsSbP/InAs, выращенной на сильнолегированной подложке  $n^+$ -InAs [10].

твердого раствора InAsSbP, а также расчетные значения разрывов зоны проводимости  $\Delta E_c$  и валентной зоны  $\Delta E_v$ , опубликованные разными авторами [9,10,32]. Зонная диаграмма одной из исследованных ДГС InAsSbP/InAs приведена на рис. 1.

Наличие разрывов зон может иметь следствием возникновение потенциальных ям по обе стороны от границы раздела (ГР) InAsSbP/InAs; это обстоятельство учитывалось рядом авторов при интерпретации экспериментальных данных, главным образом особенностей спектров электролюминесценции (ЭЛ) ГС с „объемными“ слоями InAs толщиной в несколько мкм при комнатной температуре и при 77 К. Так, например, в [24] смещение спектра ЭЛ светодиодной структуры в коротковолновую сторону при увеличении тока инжекции (в области малых токов) связывали с подъемом уровня Ферми в потенциальной яме на ГР InAs/InAsSbP. Увеличение энергии излучаемого кванта при подъеме уровня Ферми при температуре  $T = 77$  К наблюдали также в ОГС  $n^+$ -InAs/n-InAs/p-InAsSbP [25] и ранее в ДГС  $n^+$ -InAs/n-InAsSbP/n-InAs/p-InAsSbP [33]. Из данных, приведенных в [24], следует, в частности, что при комнатной температуре вероятность рекомбинации на ГР превышает таковую в объеме структуры. Аналогичный вывод содержится и в работе [11], где утверждается, что при внешнем смещении за счет инжекции носителей заряда происходит заполнение самосогласованных потенциальных ям на ГР в изотипных ОГС  $p$ -InAs<sub>0.66</sub>Sb<sub>0.11</sub>P<sub>0.23</sub>/p-InAs. При этом эффективность перекрытия волновых функций пространственно разделенных электронов и дырок вблизи гетерограницы II типа существенно повышается за счет поджимания носителей заряда внешним электрическим полем и дальнейшей их аккумуляции на ГР. Это в свою очередь, согласно утверждению авторов [11], ведет к повышению вероятности излучательных рекомбинационных процес-

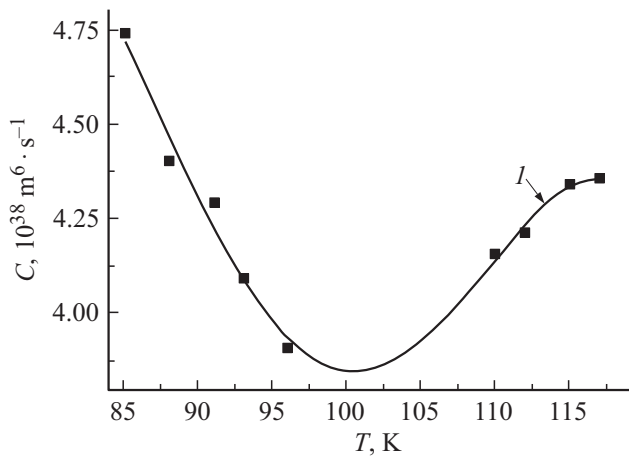
сов, обусловленных туннелированием носителей заряда под потенциальными барьерами на ГР навстречу друг другу. Утверждается также, что для непрямых (интерфейсных) переходов характерна большая эффективность рекомбинации, чем для прямых межзонных, именно в силу своей „квантовой особенности“. Более того, вероятность непрямых (интерфейсных) излучательных рекомбинационных переходов на гетерогранице II типа  $p$ -InAsSbP/p-InAs была существенно больше даже при сохранении прямых межзонных (объемных) переходов в арсениде индия.

К сожалению, в работе [11] отсутствуют количественные оценки эффективности рекомбинации на интерфейсе, что не позволяет в полной мере оценить возможность создания мощных СД на основе изотипных ГС  $p$ -InAsSbP/p-InAs в частности из-за того, что при больших уровнях инжекции существенным образом увеличивается концентрация носителей заряда и соответственно можно ожидать увеличения скорости безызлучательной оже-рекомбинации в узких потенциальных ямах (см., например, соответствующую дискуссию об „интерфейсных“ СД на основе InAsSbP/InAs и СД с непрямыми излучательными переходами в [8]). До настоящего времени наиболее эффективными по-прежнему остаются СД с излучательными переходами в объеме InAs, а не на ГР.

В работе [26] было обращено внимание на совпадение энергии излучаемого кванта  $h\nu$  и величины спин-орбитального отщепления  $\Delta_{SO}$  в ДГС  $n^+$ -InAs/n-InAsSbP/n-InAs/p-InAsSbP при температуре  $T = 75$  К, при которой стимулированное излучение гасилось. Отсутствие стимулированного излучения при температурах  $\sim 75$  К объяснялось тем, что по мере увеличения температуры и уменьшения  $E_g$  в активной области „резонансно включался“ оже-процесс СННС, т.е. процесс, при котором энергия рекомбинирующей электронно-дырочной пары передается дырке с переходом последней в спин-орбитально отщепленную зону. По мнению авторов, при температурах  $> 77$  К указанный оже-процесс „выключался“, однако стимулированная рекомбинация не наблюдалась из-за влияния других оже-процессов, подавлявших усиление.

В работе [12] высказывается не совпадающая с [26] точка зрения относительно основной причины уменьшения квантового выхода в ДГС  $p$ -InAsSbP/n-InAs в интервале температур 85–120 К, а именно утверждается, что безызлучательный СННС-процесс становится все более вероятным при повышении температуры. Значения коэффициента оже-рекомбинации  $C$ , представленные на рис. 2, были получены на основе расчетов скорости безызлучательной рекомбинации и концентрации носителей заряда. При этом величина внутреннего квантового выхода на пороге генерации для указанного выше интервала температур уменьшалась от 10.1 (плотность тока  $j = 102$  А/см<sup>2</sup>, 85 К) до 7% (120 К).

Экспоненциальный спад мощности ЭЛ ( $P$ ) при температурах  $> 300$  К, связанный с возрастанием скорости



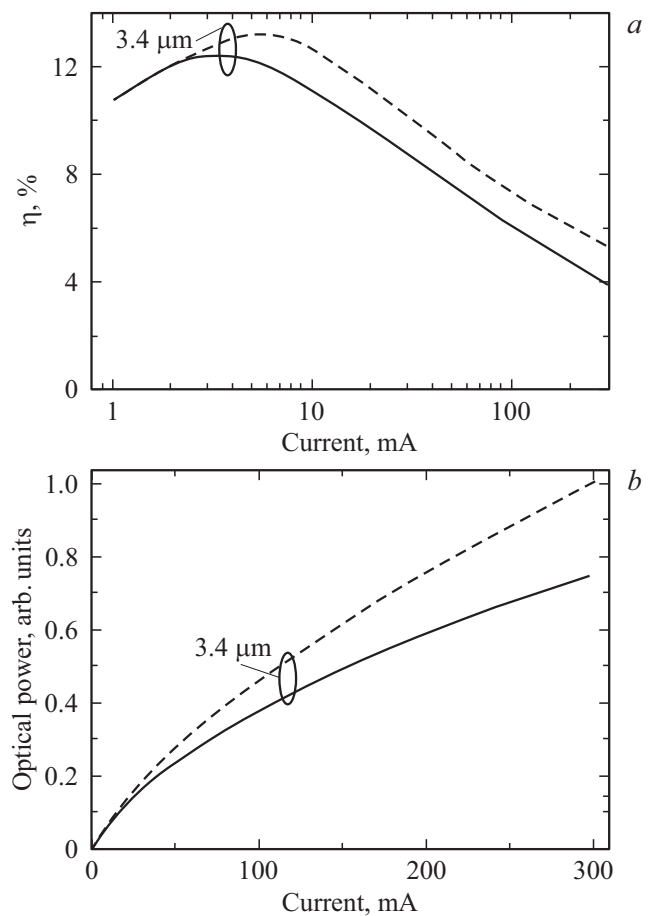
**Рис. 2.** Температурная зависимость коэффициента оже-рекомбинации  $C$ , полученная путем сопоставления скоростей безызлучательной рекомбинации и концентрации  $n$  (точки).  $I$  — аппроксимация  $C(T)$  полиномом 3-го порядка [12].

оже-процессов ( $P \propto \exp(2270/T)$ ), был показан также в работе [27]. В работе [25] уменьшение величины сигнала ЭЛ при увеличении температуры от 77 до 300 К, или, иными словами, коэффициент гашения люминесценции  $\xi_{300\text{K}}^{77\text{K}}$ , составил 14. С учетом данных по коэффициенту поглощения  $\alpha$ , приведенных в [31] для  $n^+$ -InAs ( $\alpha(85\text{ K}, 3\text{ мкм}) = 3\text{ см}^{-1}$ ,  $\alpha(300\text{ K}, 3.47\text{ мкм}) = 14\text{ см}^{-1}$ ,  $n^+ = 1.8 \cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$ ), ожидаемое уменьшение пропускания подложки с характерной толщиной 200 мкм на длине волны максимума ЭЛ составляет  $\sim 20\%$ . Поэтому можно полагать, что указанное гашение интенсивности ЭЛ в малой степени связано с изменением коэффициента вывода излучения, а в основном отражает изменение фундаментальных свойств арсенида индия, таких как внутренний квантовый выход  $\eta_{\text{int}}$ . Полученные в [25,26] результаты в целом соответствуют опубликованным ранее расчетным и экспериментальным данным о коэффициенте температурного гашения для спонтанного излучения (см., например, [5], где  $\xi_{300\text{K}}^{77\text{K}} = 30$ ) и о резком возрастании порогового тока в диодных лазерах на основе двойных гетероструктур InAsSbP/InAs начиная с температур  $\sim 70\text{ K}$  из-за СННС-процесса [34].

В работе [24] для импульсного режима питания СД была получена ватт-амперная ( $L-I$ ) характеристика, близкая к линейной зависимости вплоть до высоких значений плотностей тока ( $j = 4\text{ кА/см}^2$ , ток  $I = 10\text{ А}$ ). Это является, безусловно, значительным техническим достижением, так как указывает, по-видимому, как на несущественность безызлучательной рекомбинации, так и на отсутствие уменьшения коэффициента вывода излучения из-за возможной локализации прохождения тока под непрозрачным точечным контактом при больших токах. Большинство же экспериментальных [13,14] и расчетных [35]  $L-I$ -характеристик СД на основе InAs в области больших токов сублинейны, в том числе при охлаждении до температуры жидкого азота [23].

Так, например, согласно расчетам, проведенным в [35], при возрастании тока от 3 ( $j = 1\text{ А/см}^2$ ) до 200 мА ( $j = 70\text{ А/см}^2$ ) ожидаемая внутренняя квантовая эффективность при 300 К в СД на основе ОГС InAsSbP/InAs диаметром 600 мкм с катодом диаметром 100 мкм уменьшается с 12 до 5% (см. рис. 3), и поэтому исследователи по-прежнему видят основную задачу при создании СД в поиске способов подавления оже-рекомбинации [25].

В работе [24] приводятся значительно большие, чем в [35], значения внутреннего квантового выхода ЭЛ для плоского кристалла размером  $500 \times 500\text{ мкм}$ , для непрерывного ( $\eta_{\text{int}}(300\text{ K}) = 19.5\%$ ,  $I = 20\text{ мА}$  ( $8\text{ А/см}^2$ )) и импульсного ( $\eta_{\text{int}}(300\text{ K}) = 22.3\%$ ,  $I = 290\text{ мА}$  ( $116\text{ А/см}^2$ )) режимов работы СД с учетом коэффициента, учитывающего (оптические) потери на границе полупроводник/воздух и равного  $1/[\bar{n}(\bar{n} + 1)^2]$ , где  $\bar{n} = 3.5$  — коэффициент преломления InAs. Полученные значения  $\eta_{\text{int}}(300\text{ K})$ , хотя и не являются рекордными среди опубликованных ранее, но все же требуют критического осмысления, поскольку их трудно согласовать с оценками верхнего предела для этого



**Рис. 3.** Внутренняя квантовая эффективность (а) и оптическая мощность светодиода (b) на основе ОГС InAsSbP/InAs ( $\lambda = 3.4\text{ мкм}$ , 300 К). Сплошные кривые — расчет с учетом эффекта локализации, штриховые кривые — без учета локализации [35].

параметра с учетом уже упомянутых выше температурных зависимостей интенсивности ЭЛ (коэффициента гашения ЭЛ  $\xi_{300\text{K}}^{77\text{K}}$ ):  $\eta_{\text{int}}(300\text{K}) \leq \eta_{\text{int}}(77\text{K})/\xi_{300\text{K}}^{77\text{K}}$ , где  $\eta_{\text{int}}^{(77\text{K})} \leq 1$ , а  $\xi_{300\text{K}}^{77\text{K}} = 14\text{--}30$ . С другой стороны, данные о температурной зависимости интенсивности ЭЛ в работе [24] в целом не противоречат опубликованным значениям коэффициента температурного гашения ЭЛ. Так, например, переход от импульсного к непрерывному режиму работы приводил, согласно утверждениям авторов, к нагреву активной области СД на  $30^\circ\text{C}$  и уменьшению мощности излучения в 5.7 раза при токе 1 А соответственно с 0.8 мВт до 140 мкВт.

По-видимому, завышенное, по нашему мнению, значение  $\eta_{\text{int}}$  в работе [24] может быть связано с занижением коэффициента вывода излучения, в том числе из-за игнорирования отражения излучения от наклонных стенок мезы и от сплошного („нижнего“) контакта на основе Cr–Au–Ni–Au на поверхности *p*-InAsSbP. Контакт такого состава по данным ряда работ (см. например, [15]) является отражающим. Наличие отражающего контакта вблизи от области рекомбинации в соответствии с [36] увеличивает коэффициент вывода излучения от 2 до 4 раз. Помимо этого, края полупроводникового кристалла, равно как и его углы, нередко являются дополнительными каналами для выхода излучения в окружающее чип пространство [15].

В области малых токов ( $< 1\text{ A/cm}^2$ ) *L*–*I*-характеристики большинства СД имеют сверхлинейный вид, обусловленный влиянием рекомбинации Шокли–Рида (см., например, данные для диода площадью  $1.6 \cdot 10^{-3}\text{ cm}^2$  на рис. 3), что создает основу для ожиданий крайне низкой квантовой эффективности при сверхмалых токах накачки. Это справедливо лишь отчасти, поскольку в некоторых диодах влияния рекомбинации Шокли–Рида не наблюдалось вплоть до токов  $0.1\text{ A/cm}^2$  [14]. Более того, в области сверхмалых токов ( $I \sim 100\text{ nA}$ ) в инфракрасных (ИК) СД возможна реализация режима работы „теплого насоса“, при котором в результате термоэлектрического возбуждения при взаимодействии фононного и фотонного полей выделяющаяся в виде потока фотонов энергия превышает электрическую энергию, подаваемую в СД [37,38]. Такие СД обладают способностью забирать часть тепловой энергии от кристаллической решетки и трансформировать ее в энергию фотонов. Эффективность СД при этом может достигать значений, существенно больших единицы, в том числе и при комнатной температуре в случае СД на основе ОГС  $n^+ \text{-InAs/n-InAs/p-InAsSbP}$  [16]. На сегодняшний день „супервысокий“ кпд имеет место только в области малых токов (доли мкА), что пока ограничивает возможности для широкого практического применения таких „тепловых насосов“.

В обозначенный выше период не оставался без внимания и вопрос определения температурного коэффициента изменения длины волны излучения, измерение которого позволило авторам [27] получить выраже-

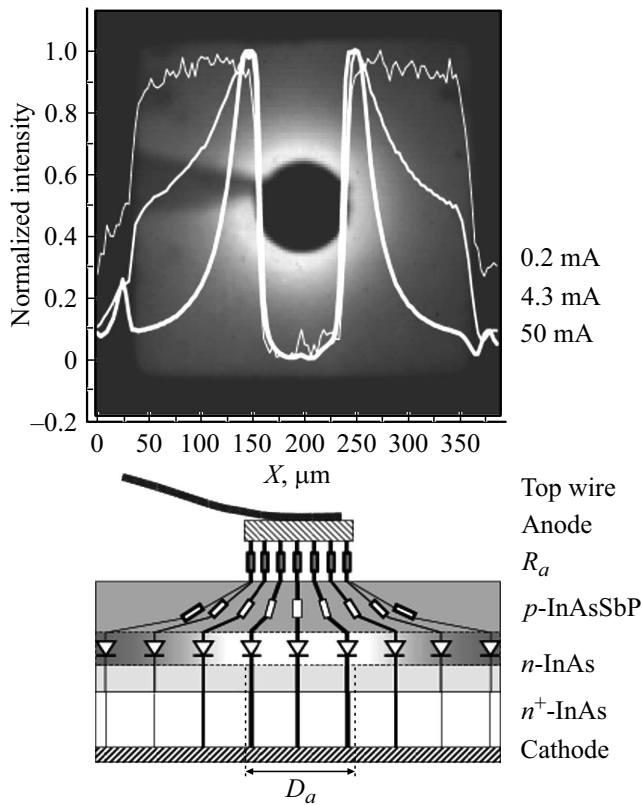
ние для изменения ширины запрещенной зоны InAs с температурой, за пределами справедливости известной формулы из работы Fang et al. [1990] для диапазона  $T < 300\text{ K}$  (см. [39]):  $E_g = 0.4516 - (3.2892 \cdot 10^{-4})T$  для диапазона  $T > 300\text{ K}$ , где  $E_g$  в эВ.

### 3. Вольт-амперные характеристики

Опубликованные вольт-амперные характеристики (ВАХ) для номинально близких ГС сильно разнятся что можно связать как с различиями в геометрических характеристиках конструкций СД, так и с различиями, возникающими из-за особенностей способов получения самих ГС. В работах [24,27] сообщается о туннельном механизме тока в ГС *p*-InAsSbP/*n*-InAs при больших токах и смешанном диффузионно-генерационном механизме тока в области малых токов при 300 К. Туннельный механизм отмечался также и в работе [40], где ВАХ в обратной ветви имела гистерезис, связанный с джоулевым разогревом. При комнатной температуре в диодах с плавным *p*–*n*-переходом и широкими омическими контактами преобладает, как правило, диффузионный механизм токопрохождения [14].

Следует отметить, что вид ВАХ, описываемый обычно с помощью модифицированной формулы Шокли  $I = I_0[\exp(eV/\beta kT) - 1]$ , и соответственно значение фактора идеальности  $\beta$ , на основании которого производится отнесение токопрохождения к тому или иному типу, часто подвержен влиянию сопротивления контактного слоя и контактов, а также „геометрических“ факторов, под которыми понимаются вид, размер и расположение омических контактов. В этой связи повышенное значение фактора идеальности прямой ветви ВАХ  $\beta$  может быть обусловлено в том числе и упоминавшимся выше сгущением линий тока (или локализацией токопрохождения, английский термин *current crowding*), например, в СД на основе InGaN/GaN [41]. Применительно к плоским СД с точечным контактом на световыводящей поверхности на основе ОГС и ДГС *p*-InAsSbP/*n*-InAs в рамках простой феноменологической модели с учетом пространственного распределения излучения в ближнем поле [10,17] (см. рис. 4) было определено, что локализация тока под точечным анодом приводит к завышенным значениям фактора идеальности прямой ветви ВАХ (при 300 К  $\beta = 1.8$  и 1.56 для ДГС и ОГС соответственно) по сравнению с таковыми для диода с широкими анодом и катодом (при 300 К  $\beta = 1.32$  и 1.07 для ДГС и ОГС соответственно). Указанные выше особенности/искажения ВАХ можно получить и при численном моделировании, т.е. без привлечения данных о пространственном распределении излучения, например, с использованием расчета, включающего вычисление латерального сопротивления проводников переменного сечения [18].

Следует отметить, что дополнительные барьеры также могут существенно влиять на параметры ВАХ в СД из InAs. Так, например, в [10,17] наблюдалось увеличение



**Рис. 4.** *a* — двумерное распределение интенсивности ЭЛ по поверхности и распределение интенсивности ЭЛ вдоль центрального сечения СД при токах 0,2, 4,3 и 50 мА, темному фону соответствует низкая, а светлому — высокая интенсивность излучения. *b* — эквивалентная схема (в сечении) и состав слоев по данным [17]. Публикуется с разрешения SPIE.

динамического сопротивления в нуле смещения  $R_0$  в ДГС по сравнению с ОГС из-за дополнительного скачка потенциала на изотипной ГР  $n$ -InAsSbP/ $n$ -InAs.

#### 4. Коэффициент вывода излучения

Рассмотренная выше локализация тока под непрозрачным контактом является наряду с оже-рекомбинацией существенным фактором, ответственным за уменьшение внешней квантовой эффективности при больших токах в СД с точечным контактом. Степень этой ответственности может быть оценена с помощью фактора использования оптической мощности (ФИОМ,  $\Phi$ ), учитывающего затеняющее действие непрозрачного контакта для излучения, сформированного непосредственно под ним [10,17,18]:

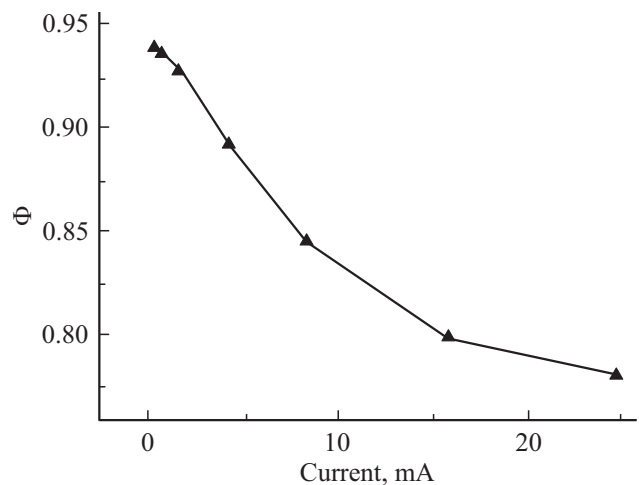
$$\Phi = \left( \iint_{x,y} L(x,y) dx dy \right) / \left( S_a L_{\max} + \iint_{x,y} L(x,y) dx dy \right), \tag{1}$$

где  $L(x,y)$  — интенсивность излучения в точке с координатами  $x, y$  на поверхности контактного слоя  $p$ -InAsSbP,

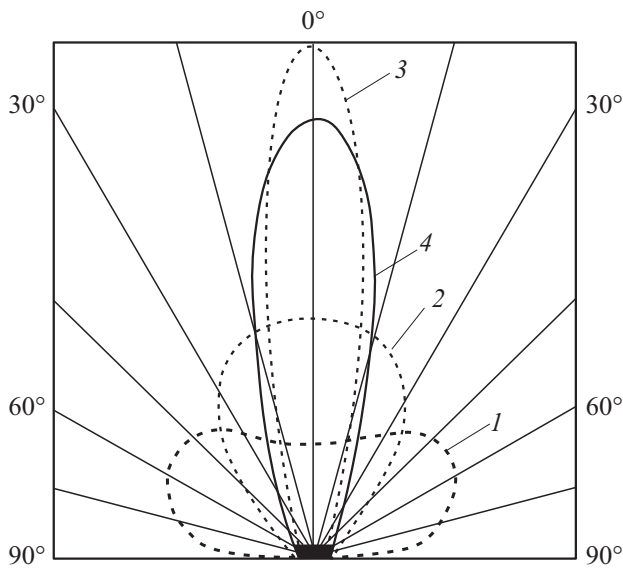
регистрируемая в ближнем поле, например, с помощью ИК камеры,  $S_a$  — площадь анода,  $L_{\max}$  — интенсивность излучения в непосредственной близости от анода.

На рис. 5 приведена зависимость ФИОМ от общего тока через СД на основе ОГС  $p$ -InAsSbP/ $n$ -InAs с круглым анодом диаметром 117 мкм, расположенным в центре квадратной мезы со стороной 385 мкм, полученная из данных о двумерном распределении интенсивности излучения с длиной волны  $\sim 2,9$  мкм в ближнем поле [10]. Зависимость на рис. 5 можно понимать также и как зависимость внешнего квантового выхода в относительных единицах, поскольку нормированная на ФИОМ выходная мощность СД при токе, меньшем 20 мА, линейно зависела от него. Полученное изменение (по сути изменение внешнего квантового выхода) на рис. 5 сопоставимо с данными работы [35], в которой учет локализации тока приводит к уменьшению расчетной выходной мощности СД (см. рис. 3, *b*). Из изложенного выше следует, что при конструировании средневолновых ИК СД, так же как и для их „коротковолновых собратьев“ [36], важно учитывать растекание тока, зависящее от соотношения сопротивлений  $p$ - $n$ -перехода, подложки, эпитаксиальных слоев и контактов в ГС. Одной из конструкций СД, минимизирующей негативный эффект от стягивания линий тока, и одновременно обеспечивающей эффективный отвод тепла от области рекомбинации носителей заряда, является флип-чип СД с сильно легированной подложкой  $n$ -типа проводимости и широким металлическим анодом [2,6,8,13–16,19,21,26,27,33,42–46].

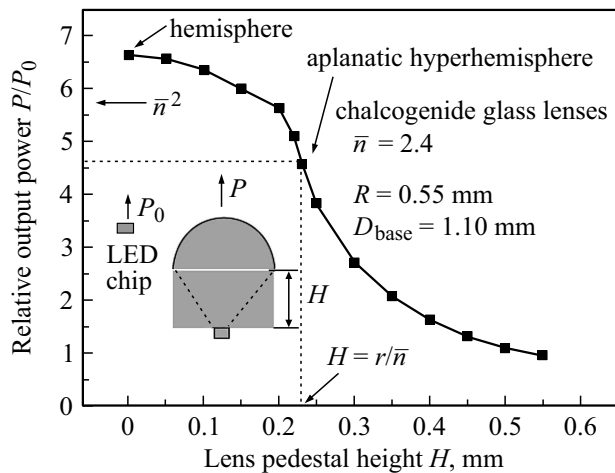
В настоящее время самым эффективным способом повышения коэффициента вывода излучения по-прежнему остается иммерсия чипа СД, т.е. создание оптического контакта полупроводниковой световыводящей поверхности с линзой с помощью оптически плотного материала. В качестве такого материала обычно рассматривается



**Рис. 5.** Зависимость фактора использования оптической мощности от общего тока через СД на основе ОГС  $p$ -InAsSbP/ $n$ -InAs [10].



**Рис. 6.** Диаграмма направленности полупроводниковых источников ИК излучения. 1 — без оптического покрытия активных элементов, 2 — с оптическим покрытием в виде полусферы, 3 — помещенных в параболический отражатель диаметром 80 мм, 4 — с цилиндрической частью корпуса линзы из халькогенидного полупроводникового стекла [20].



**Рис. 7.** Расчетная зависимость мощности излучения, вышедшего из светодиода ( $P/P_0$ ), состыкованного с линзой из халькогенидного стекла с показателем преломления  $\bar{n} = 2.4$ , имеющей диаметр основания  $D_{\text{base}}$ , равный 1.1 мм и радиус кривизны  $R = 0.55$  мм, от высоты ее цилиндрической части  $H$ . Показатель преломления светодиода  $\bar{n}_{\text{LED}} = 3.5$ . На вставке — схема, поясняющая условия расчета [21].

халькогенидное стекло с низкой температурой размягчения и высоким показателем преломления,  $\bar{n} = 2.3-2.4$ , используемое как для стыковки с линзами из Si, сапфира или CdSb [8,19], так и для создания собственно самой иммерсионной линзы [8,19–21,47]. Для кремниевых линз в форме гиперполусферы можно получить увеличенное изображение светоизлучающей области [19]; для линзы

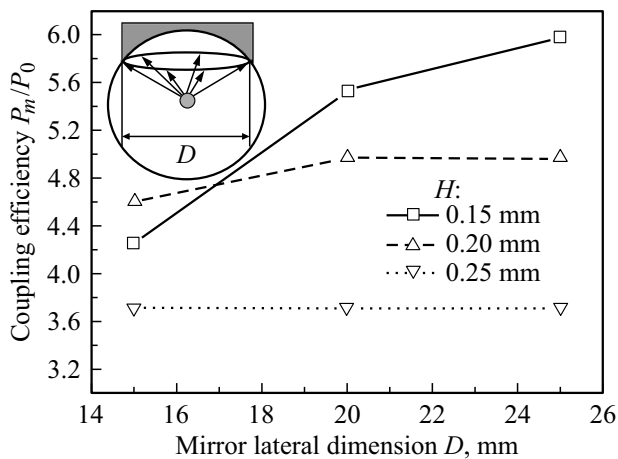
же из халькогенидного стекла получить такое изображение затруднительно, поскольку ее выпуклая поверхность создается за счет поверхностного натяжения расплавленного стекла и поэтому форма линзы трудно контролируема. После затвердевания стекла и формирования линзы диаграмма направленности СД заметно сужается, а интенсивность излучения возрастает благодаря частичному подавлению полного внутреннего отражения на ГР полупроводник/среда. Один из примеров диаграмм направленности излучения СД с иммерсионной линзой из халькогенидного стекла приведен на рис. 6 [20]. Следует отметить, что вытянутость диаграммы направленности зависит в том числе и от соотношения размеров активной области СД и халькогенидной линзы [48].

Влияние формы иммерсионной линзы с  $\bar{n} = 2.4$  на коэффициент вывода излучения можно показать расчетами, проведенными для линзы, имеющей сферическую поверхность радиусом  $r = 0.55$  мкм и с цилиндрическим основанием диаметром 1.1 мм, высотой (пьедесталом)  $H$  (рис. 7) [21].

Из данных рис. 7 следует, что в СД с полусферической линзой ( $H \rightarrow 0$ ) благодаря ее высокому показателю преломления ожидается получение мощности излучения  $P$ , в  $\sim 6.5$  раза превосходящей мощность для плоского СД без специальных покрытий,  $P_0$ . Для линзы в виде гиперполусферы Вейерштрасса ( $H = r/\bar{n}$ ) фактор увеличения мощности составляет  $\sim 4.6$ , что с учетом направленности излучения делает СД с подобными линзами привлекательными для практического использования. Вдвое большее увеличение мощности (до 10 раз) было получено для СД, снабженного линзой с несколько большими, чем в [21], размерами, а именно:  $r = 2.6$  мм,  $H = 1.15$  мм [47].

## 5. Вопросы практического применения светодиодов на основе InAs

За прошедшие 10 лет сфера применения СД на основе InAs заметно расширилась, в том числе благодаря обработке технологии получения СД с иммерсионными линзами. Так, например, благодаря использованию сферического отражателя и СД с микроиммерсионными линзами, т.е. СД с радиусами кривизны линзы  $r \approx 500$  мкм, удалось осуществить эффективную оптическую стыковку СД с миниатюрной дифференциальной оптико-акустической ячейкой размерами  $14 \times 8 \times 4$  мм, в которой чувствительный элемент в виде двойной (дифференциальной) газовой камеры, разделенной кантилевером и наполненной метаном, имел диаметр входного окна всего лишь 2.4 мм [42–44]. Наполнение дифференциальной ячейки метаном обеспечивало селективность чувствительности к метану; сама же измеряемая смесь находилась на открытом оптическом пути между СД и фотоакустической ячейкой. На рис. 8 представлены расчеты мощности излучения  $P_m$ , собираемого сферическим зеркалом с радиусом отражающей поверхности



**Рис. 8.** Зависимость мощности, собираемой сферическим зеркалом,  $P_m/P_0$ , от его поперечного диаметра. Высота цилиндрической части линзы  $H$ : 0.15, 0.20 и 0.25 мм.  $P_0$  — полная мощность излучения исходного плоского (без линзы) СД [36].

15 мм, в зависимости от поперечного диаметра зеркала ( $D$ ) для разных значений высоты пьедестала микроиммерсионной линзы ( $H$ ) [19,21]. Как видно из рис. 8, для СД с наиболее высокой линзой ( $H = 0.25$  мм) имеет место неизменность эффективности сбора излучения при варьировании светосилы из-за высокой направленности излучения СД. Вместе с тем значение мощности собираемого зеркалом излучения  $P_m$  невелико из-за малого угла сбора излучения внутри полупроводникового кристалла. Значение  $P_m$  можно повысить при уменьшении  $H$  или увеличении угла сбора излучения внутри кристалла, при этом, естественно, для эффективного использования оптической мощности необходимо использование светосильного зеркала.

Описанный выше сенсор, в котором в измерительном канале СД с микроиммерсионной линзой ( $\lambda = 3.4$  мкм, 120 мкВт при  $I = 100$  мА в непрерывном режиме (CW)) был оптически состыкован с измерительной газовой кюветой с помощью сферического зеркала диаметром 12 мм и с фокусным расстоянием 6 мм, имел порог обнаружения 300 ppm при времени измерения 1 с или 30 ppm при времени усреднения 100 с [42].

Неселективный к углеводородным газам фотоакустический сенсор с несколько большей, чем в [42], оптической длиной взаимодействия излучения СД и метана, описан в [45]. При использовании цилиндрической оптической кюветы длиной  $L = 42$  мм и диаметром  $D = 5$  мм, оптически состыкованной с иммерсионным светодиодом с кремниевой линзой диаметром 3.5 мм ( $\lambda = 3.4$  мкм, 150 мкВт при  $I = 200$  мА), порог обнаружения метана при времени усреднения 1 с составил 26 ppm.

В работе [49] в качестве источника зондирующего излучения в оптико-акустическом газоанализаторе был использован иммерсионный СД LED34Sr с кремниевой линзой диаметром 3.5 мм ( $\lambda = 3.4$  мкм, 200 мкВт), а в качестве детектора импульсного изменения давления

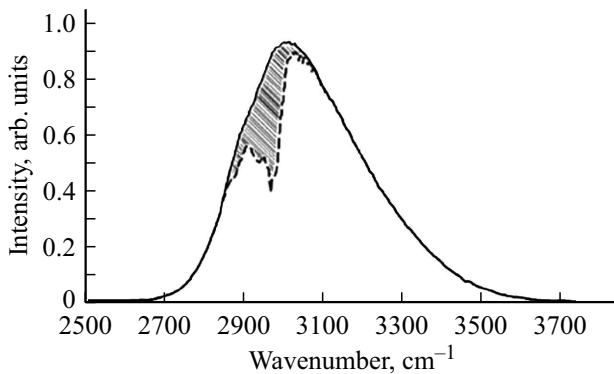
биогаза (т.е. смеси метана и двуокиси углерода) был использован пьезоэлектрический датчик резонансного типа на основе кварца (частота  $f_r = 32.768$  кГц). При длине оптического пути  $L_{\text{methane}} = 4$  см и времени усреднения сигнала 10 с погрешность измерения концентрации метана была  $< 1\%$  для диапазона 40–60 об%.

В первых двух вышеприведенных случаях регистрация амплитуды и фазы оптико-акустической волны осуществлялась с помощью измерений местоположения „языка“ кремниевое кантилевера с помощью интерферометра. Такая система считывания, впрочем, как и измерение с помощью пьезоэлектрического датчика в [49], подвержена влиянию вибрационных шумов и поэтому не всегда может быть успешно применена на практике. Более устойчивым к вибрациям способом измерений является регистрация относительного изменения пропускания среды, тем более, что для диапазона длин волн 3–4 мкм имеется широкая номенклатура промышленно выпускаемых фотоприемников, в том числе и из InAs.

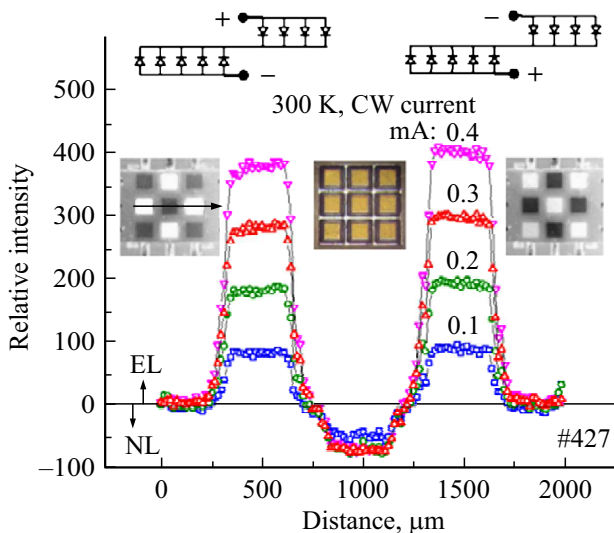
В работе [46] проведены расчеты инструментальной функции и передаточной характеристики газоанализатора этилена на основе иммерсионных СД и фотодиода (ФД) с активным слоем из InAs с длиной оптического пути 4.5 см. Для режима в 10 отсчетов в 1 с экспериментально определенное значение отношения сигнал/шум составляло  $SNR = 3 \cdot 10^3$  (время усреднения 0.1 с) для диапазона измерений 0–50 об%. Несколько меньшее отношение сигнал/шум ( $SNR > 100$ ) было зафиксировано при использовании в качестве приемника излучения фотосопротивления PbSe, иммерсионного СД ( $\lambda = 3.32$  мкм, 150 мкВт,  $I = 300$  мА) и диффузионно рассеивающей (интегрирующей) сферы в [50]. Минимальный порог обнаружения метана такого сенсора составил 200–250 ppm (время усреднения сигнала в [50] не указано). Близкое к этому значение порога обнаружения было получено при времени усреднения  $\sim 2$  с, использовании оптической кюветы размером  $55 \times 26 \times 14$  мм и СД и ФД на основе ОГС  $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}$  [28]. Для диодного сенсора с оптической длиной 60 мм на основе трех СД с длинами волн 3.2, 3.4 и 3.7 мкм и ФД из InAs погрешность измерений метана в диапазоне 0–100 об% составила 0.5% [29] (в работе [29] время усреднения сигнала не указано).

В работах [51,52] был описан газоанализатор на основе оптически согласованных иммерсионных СД и ФД с максимумом спектральной кривой при 3.4 мкм (см. рис. 9) для мониторинга концентрации углеводородов, испаряющихся с поверхности сырой нефти.<sup>1</sup> При энергопотреблении 4 Вт [51], длине оптического пути  $< 10$  см погрешность измерения концентраций  $n$ -гексана и мета-

<sup>1</sup> В статье [51] есть опечатка на с. 106: разработчик и производитель описываемых СД и фотодиода указан, по-видимому, неверно. По нашему мнению, производитель использованных в работе компонентов — ООО „Июффе.ЛЕД“ (СПб), как это следует, например, из текста в публикации [А.О. Васильев. Автореф. канд. дис. СПб, 2012] и спецификации продукции, выпускаемой ООО „Июффе.ЛЕД“.



**Рис. 9.** Исходный спектр излучения СД при 300 К (сплошная линия) и спектр, получаемый после прохождения излучения через газовую смесь, содержащую углеводороды (штриховая линия) [52]. Публикуется с разрешения SPIE.



**Рис. 10.** Распределение интенсивности ОЛ (NL) и ЭЛ (EL) матрицы  $3 \times 3$  вдоль ее центрального сечения при одновременном подключении всех элементов к источнику питания по схеме, представленной в левом верхнем углу рисунка. На вставках — фотография матрицы со стороны слоя  $p$ -InAsSbP (в центре), ИК изображения при общем токе через матрицу 100 мкА при двух вариантах включения, показанных в верхней части рисунка [13].

на составила 2.15 и 1.2% соответственно [52]. При этом энергопотребление в аналогичных сенсорах на основе пары СД–ФД может быть снижено до 50 мкВт [30].

Помимо использования в аналитических приборах, СД также находят применение для тестирования/контроля многих параметров фотоприемников, например таких, как быстродействие и пространственная однородность фоточувствительности матричных ИК фотодетекторов [53]. В этой связи создание тестовых объектов в виде линеек и матриц СД в средневолновой ИК области спектра представляется актуальной задачей. В работах [13,14] представлены результаты исследований ма-

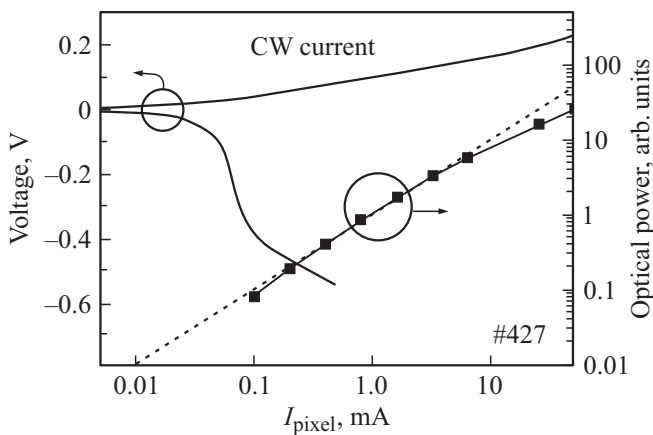
лоформатных диодных матриц  $3 \times 3$  и  $8 \times 8$  на основе ОГС  $p$ -InAsSbP/ $n$ -InAs с индивидуальной адресацией элементов. На рис. 10 показано распределение интенсивности люминесцентного излучения при одновременном подключении всех элементов матрицы формата  $3 \times 3$  к источнику питания. В данном эксперименте диодные элементы были объединены в две группы, состоящие из 4 и 5 элементов соответственно, как показано на вставках к рис. 10. На правой вставке приведено ИК изображение поверхности матрицы, полученное при постоянном токе  $\sim (-25$  мкА) в каждом из 4 недиагональных элементов, работающих в режиме отрицательной люминесценции (ОЛ), т.е. в режиме пониженной по сравнению с равновесным фоном излучательной способности (темные квадраты), и токе  $\sim 20$  мкА в каждом из диагональных и центральном элементах, работающих в режиме ЭЛ (светлые квадраты, повышенная по сравнению с фоном яркость излучения). В другом эксперименте (см. левую вставку) 4 диагональных и центральный элементы матрицы работали в режиме ОЛ (ток через элемент  $I_{\text{pixel}} \approx -20$  мкА), а 4 оставшихся — в режиме ЭЛ ( $I_{\text{pixel}} \approx 25$  мкА). Амплитуда общего тока в обоих случаях формирования ИК изображения типа „шахматной доски“ составляла 100 мкА.<sup>2</sup>

Из данных рис. 10 следует, что при токе через элемент 20 мкА интенсивности ОЛ и ЭЛ практически совпадают, а при больших токах имеет место слабая зависимость интенсивности ОЛ от тока — хорошо известная особенность приборов ОЛ, вызванная почти полной экстракцией носителей из активной области [54]. Можно отметить также однородность матрицы — различие в интенсивности ЭЛ ее крайних элементов (пикселей) не превышало 10%. Зависимость интенсивности излучения одиночного элемента от тока представлена на рис. 11; при этом согласно градуировке ИК микроскопа плотность электролюминесцентного излучения при токе 1.6 мА ( $17$  А/см<sup>2</sup>) соответствовала потоку излучения от эталона, нагретого до  $73^\circ\text{C}$  (для калибровки использовалась пластина просветленного арсенида индия, температура которой контролировалась термопарой). На этом же рисунке приведена вольт-амперная характеристика. Произведение динамического сопротивления в нуле смещения ( $R_0$ ) на площадь  $p$ - $n$ -перехода ( $A_{p-n}$ ) составляло  $\sim 1.3$  Ом  $\cdot$  см<sup>2</sup> при 293 К. Его температурная зависимость линейризовалась в координатах  $\ln(R_0) - 1/T$ , при этом энергия активации составляла  $E_a = 0.5$  эВ, что близко к величине запрещенной зоны InAs и свидетельствует в пользу доминирования диффузионного тока, по крайней мере при малых токах.

Довольно часто разработчики и производители средневолновых ИК СД предпочитают использовать достаточно толстые полупроводниковые слои, в которых

<sup>2</sup> Термин „шахматная доска“ был использован в работе [В.К. Малюченко. Inf. Phys. Technol., **44**, 11 (2003)] применительно к магнитоконцентрационным матричным источникам  $16 \times 16$  на основе объемного антимонида индия. В нашем случае мы пока имеем дело, скорее всего, с „доской“ для „крестиков–ноликов“.





**Рис. 11.** Зависимость интенсивности ЭЛ от значения постоянного тока через элемент матрицы  $3 \times 3$   $p$ -InAsSbP/ $n$ -InAs/ $n^+$ -InAs, полученная из данных на рис. 10, и вольт-амперная характеристика ее элемента [13].

инжектированные носители заряда „размазываются“ по всему объему активной области. В результате достигается относительно низкая концентрация инжектированных носителей и соответственно низкая скорость оже-рекомбинации. Разумеется, что при этом верхняя граница для толщины активной области выбирается исходя из возможности вывода излучения из этой области с учетом самопоглощения излучения. В результате оптимальная толщина активной области СД часто оказывается сопоставимой с оптимальной толщиной поглощающего слоя, необходимой для эффективной работы ФД. Другими словами, эффективный средневолновый ИК СД нередко оказывается одновременно и эффективным ФД. Действительно, ФД на основе ОГС  $p$ -InAsSbP/ $n$ -InAs, схожий конструктивно со СД, имеет характеристики, определяемые „правилом 07“ („rule 07“) [22], т.е. соответствует предельным возможностям современной технологии. Это обстоятельство может быть учтено при проектировании различной оптоэлектронной аппаратуры включая газоанализаторы. Так, например, в [55] для повышения точности при фотометрических измерениях включая газовый анализ было предложено поочередно использовать один и тот же диод то в качестве приемника, то в качестве калибровочного источника ИК излучения.

## 6. Заключение

В прошедшие 10 лет арсенид индия по-прежнему был основным материалом для получения электролюминесцентного излучения вблизи основной полосы поглощения углеводородов ( $\lambda = 3.4$  мкм, 300 К). При этом, как нетрудно заметить, доля работ, посвященных практическим аспектам применения СД, заметно выросла. На наш взгляд, это связано как с освоением методов выращивания светодиодных структур на под-

ложках большой площади, так и с возросшим качеством омических контактов и сборок СД, что делает их практическое применение все более надежным и оправданным. Последнее стало возможным в том числе благодаря изучению пространственного растекания тока, влияния геометрии контактов на эффективность СД и переходе производителей к более продвинутым конструкциям СД, например к иммерсионным СД „перевернутого“ типа с отражающими контактами или „флип-чип“, в которых увеличение плотности тока, локализация тока сведены к минимуму и увеличен коэффициент вывода излучения.

Наименьшие значения порога обнаружения метана в газоанализаторах, использующих СД, на момент написания статьи были реализованы в оптико-акустических приборах, использующих микрофон кантилеверного типа (26 ppm при времени усреднения 1 с). В то же время проведение полноценного сравнения характеристик точности и погрешности сенсоров на основе оптопар затруднительно, поскольку большинство статей не содержит всей совокупности необходимых для анализа и сравнения данных.

В связи с экспериментальным наблюдением эффекта термоэлектрического возбуждения и  $\text{кпд} > 1$  в диодах из InAsSbP/InAs открывается возможность создания в будущем оптоэлектронных сенсоров с „ультранизким энергопотреблением“, что важно для некоторых специфических применений, например, в медицине (оксиметрия) [56,57]. Сенсоры на основе средневолновых ИК СД и ФД представляют интерес и при обычном (без термоэлектрического возбуждения) режиме работы, при котором  $\text{кпд} \ll 1$ ; при этом терминологически их правильнее отнести к „низковольтному“ типу сенсоров [58], а не к сенсорам со „сверхнизким энергопотреблением“ (термин, используемый в [30]).

По-прежнему для СД из InAs остается немало „белых пятен“; так, например, нам удалось обнаружить лишь две работы, содержащие упоминание об измерении шумов в диодах из InAs [59,60]. Для других типов СД, например СД из GaN, изучение шумов проводится достаточно активно в связи с возможностью более детального исследования рекомбинационных процессов и механизмов деградации их излучательных свойств. Можно выразить надежду, что работы аналогичной направленности применительно к СД из InAs появятся в ближайшем будущем, а сами СД станут еще более надежными.

Авторы выражают благодарность сотрудникам лаборатории инфракрасной оптоэлектроники ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН за полезные обсуждения.

Работа, выполненная в ООО „ИюффеЛЕД“, поддержана проектом ФЦП „Разработка фоточувствительных элементов большой размерности для спектральных областей 2.5–3.5, 2.5–4.5, 2.5–5.5 мкм на основе диодных гетероструктур из InAs и твердых растворов InAsSbP,“ (код контракта 14.576.21.0104, ID: RFMEFI57618X0104).

## Список литературы

- [1] J. Hodgkinson, R.P. Tatam. *Meas. Sci. Technol.*, **24**, 012004 (2013).
- [2] Б.А. Матвеев. *Фотоника*, **6** (48), 80 (2014).
- [3] X. Zhou, X. Meng, A.B. Krysa, J.R. Willmott, J.S. Ng, Ch.H. Tan. *IEEE Sens. J.*, **15** (10), 5555 (2015).
- [4] D. Zymelka, B. Matveev, S. Aleksandrov, G. Sotnikova, G. Gavrilov, M. Saadaoui. *IOP J. Flexible Printed Electronics*, **2**, 045006 (2017). DOI: 10.1088/2058-8585/aa900a.
- [5] М. Айдаралиев, Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Н.М. Стусь. *ФТП*, **23** (1), 592 (1989).
- [6] В.А. Матвеев, Н.В. Зотова, Н.Д. Ильская, С.А. Карандашев, М.А. Ременьи, Н.М. Стус', А.Р. Ковчавтсев, Г.Л. Курьшев, V.G. Polovinkin. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, **891**, 9 (2006).
- [7] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.*, **89** (11), 5815 (2001).
- [8] Н.В. Зотова, Н.Д. Ильская, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременьи, Н.М. Стусь. *ФТП*, **42** (6), 641 (2008).
- [9] М.М. Григорьев, Э.В. Иванов, К.Д. Моисеев. *ФТП*, **45** (10), 1386 (2011).
- [10] Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременьи, А.Ю. Рыбальченко, Н.М. Стусь. *ФТП*, **45** (4), 554 (2011).
- [11] М.М. Григорьев, П.А. Алексеев, Э.В. Иванов, К.Д. Моисеев. *ФТП*, **47** (1), 30 (2013).
- [12] В.В. Кабанов, Е.В. Лебедок, А.Г. Рябцев, Г.И. Рябцев, М.А. Щемелев, В.В. Шерстнев, А.П. Астахова, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **43** (4), 522 (2009).
- [13] Н.Д. Ильская, С.А. Карандашев, Н.Г. Карпущина, А.А. Лавров, Б.А. Матвеев, М.А. Ременьи, Н.М. Стусь, А.А. Усикова. *Прикл. физика*, № 6, 47 (2014).
- [14] P.N. Brunkov, N.D. I'inskaya, S.A. Karandashev, A.A. Lavrov, B.A. Matveev, M.A. Remennyi, N.M. Stus', A.A. Usikova. *Infr. Phys. Technol.*, **78**, 249 (2016). <http://dx.doi.org/10.1016/j.infrared.2016.08.013>
- [15] А.Л. Закгейм, Н.Д. Ильская, С.А. Карандашев, А.А. Лавров, Б.А. Матвеев, М.А. Ременьи, Н.М. Стусь, А.А. Усикова, А.Е. Черняков. *ФТП*, **51** (2), 269 (2017).
- [16] P. Santhanam, D. Huang, R.J. Ram, M.A. Remennyi, B.A. Matveev. *Appl. Phys. Lett.*, **103** (19), 183513 (2013). DOI: 10.1063/1.4828566.
- [17] В.А. Матвеев, А.В. Анкудинов, Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Т.В. Л'вова, М.А. Ременьи, А.Ю. Рыбальченко, Н.М. Стус'. *Proc. SPIE*, **7597**, 75970G (2010).
- [18] С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, В.И. Ратушный, М.А. Ременьи, А.Ю. Рыбальченко, Н.М. Стусь. *ЖТФ*, **84** (11), 52 (2014).
- [19] Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременьи, Н.М. Стусь. *Оптический журн.*, **79** (9), 60 (2012).
- [20] В.Н. Кабадий. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, № 4, 30 (2008).
- [21] В. Matveev, M. Remennyu, S. Karandashev, K. Keränen, H. Saloniemi, J. Ollila, T. Kuusela, I. Kauppinen. *Proc. IMCS 2012 — 14th Intern. Meeting on Chemical Sensors* (Nürnberg/Nuremberg, Germany, 2012) p. 241. DOI: 10.5162/IMCS2012/2.5.5.
- [22] Н.Д. Ильская, С.А. Карандашев, А.А. Лавров, Б.А. Матвеев, М.А. Ременьи, Н.М. Стусь, А.А. Усикова. *Сб. тез. Росс. конф. и школы молодых ученых по актуальным проблемам полупроводниковой фотозлектроники (с участием иностранных ученых) ФОТОНИКА 2017* (Новосибирск, 2017) с. 18. ISBN 978-5-4437-0673-3.
- [23] Н.С. Аверкиев, А.П. Астахова, Е.А. Гребенщикова, Н.Д. Ильская, К.В. Калинина, С.С. Кижасев, А.Ю. Кислякова, А.М. Монахов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **43** (1), 124 (2009).
- [24] А.П. Астахова, А.С. Головин, Н.Д. Ильская, К.В. Калинина, С.С. Кижасев, О.Ю. Серебренникова, Н.Д. Стоянов, Zs.J. Horvath, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **44** (2), 278 (2010).
- [25] Н.К. Жумашев, К.Д. Мынбаев, Н.Л. Баженов, Н.Д. Стоянов, С.С. Кижасев, Т.И. Гурина, А.П. Астахова, А.В. Черняев, С.С. Молчанов, Х. Липсанен, Х.М. Салихов, В.Е. Бугров. *Науч.-техн. вестн. информационных технологий, механики и оптики*, **16** (1), 76 (2016).
- [26] К.Д. Мынбаев, Н.Л. Баженов, А.А. Семакова, М.П. Михайлова, Н.Д. Стоянов, С.С. Кижасев, С.С. Молчанов, А.П. Астахова, А.В. Черняев, Н. Липсанен, В.Е. Бугров. *ФТП*, **51** (2), 247 (2017).
- [27] А.А. Петухов, Н.Д. Ильская, С.С. Кижасев, Н.Д. Стоянов, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **45** (11), 1560 (2011).
- [28] С.С. Кижасев, К.В. Калинина, А.А. Петухов, Т.И. Гурина, А.Н. Миронова, А.В. Черняев, Н.Д. Стоянов, Х.М. Салихов. *Тр. 2-й Российско-Белорусской науч.-техн. конф. „Элементная база отечественной радиоэлектроники: импортозамещение и применение“* им. О.В. Лосева (Н. Новгород, 2015) с. 163. ISBN 978-5-9903092-3-8.
- [29] N.D. Stoaynov, K.M. Salikhov, K.V. Kalinina, B.E. Zhurтанov, S.S. Kizhaev. *Proc. SPIE*, **8257**, 82571E (2012).
- [30] N.D. Stoaynov, K.M. Salikhov, K.V. Kalinina, S.S. Kizhaev, A.V. Chernyaev. *Proc. SPIE*, **8982**, 89821A (2014).
- [31] О.С. Комков, Д.Д. Фирсов, Е.А. Ковалишина, А.С. Петров. *Прикл. физика*, № 4, 93 (2014).
- [32] K. Shim. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **55**, 011201 (2016).
- [33] В. Matveev, N. Zotova, N. I'inskaya, S. Karandashev, M. Remenyi, N. Stus'. *Phys. Status Solidi C*, **2** (2), 927 (2005).
- [34] М. Айдаралиев, Г.Г. Зегря, Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. *ФТП*, **26** (2), 246 (1992).
- [35] Я.Я. Кудрик, А.В. Зиновчук. *Письма ЖТФ*, **38** (10), 14 (2012).
- [36] E.F. Schubert. *Light-Emitting Diodes*, 2nd edn (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2006).
- [37] P. Santhanam, D.J. Gray, jr., R.J. Ram. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 097403 (2012).
- [38] P. Santhanam, D. Huang, D.J. Gray, jr., R.J. Ram. *Proc. SPIE*, **8638**, 863807 (2013). DOI: 10.1117/12.2005093.
- [39] [http://www.matprop.ru/InAs\\_bandstr](http://www.matprop.ru/InAs_bandstr)
- [40] S. Rathgeb, J.-P. Moeglin, A. Boffy, M. Pasquinelli, O. Palais. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 022106 (2006).
- [41] V.K. Malyutenko, S.S. Bolgov, A.D. Podoltsev. *Appl. Phys. Lett.*, **97** (25), 251110 (2010).
- [42] K. Keränen, J. Ollila, H. Saloniemi, B. Matveev, J. Raittila, A. Helle, I. Kauppinen, T. Kuusela, L. Pierno, P. Karioja, M. Karppinen. *Procedia Engin.*, **47**, 1438 (2012).
- [43] K. Keränen, K. Kautio, J. Ollila, M. Heikkinen, I. Kauppinen, T. Kuusela, B. Matveev, M.E. McNie, R.M. Jenkins, P. Karioja. *Proc. SPIE*, **7607**, 760714 (2010).
- [44] P. Karioja, K. Keränen, K. Kautio, J. Ollila, M. Heikkinen, I. Kauppinen, T. Kuusela, B. Matveev, M.E. McNie, R.M. Jenkins, J. Palve. *Proc. SPIE*, **7726**, 77260H (2010).
- [45] T. Kuusela, J. Peura, B.A. Matveev, M.A. Remennyu, N.M. Stus'. *Vibrational Spectroscopy*, **51** (2), 289 (2009).
- [46] G.Yu. Sotnikova, S.E. Aleksandrov, G.A. Gavrilov. *Proc. SPIE*, **7356**, 73561T (2009).
- [47] V.A. Markov, A.V. Semencha, M.V. Kurushkin, D.V. Kurushkin, V.A. Klinkov, A.A. Petukhov. *Infr. Phys. & Technol.*, **78**, 167 (2016). <http://dx.doi.org/10.1016/j.infrared.2016.07.020>

- [48] Н.П. Есина, 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).
- [49] M. Köhring, S. Böttger, U. Willer, W. Schade. Sensors (Basel), **15** (5), 12092 (2015). DOI: 10.3390/s150512092
- [50] В.Н. Кабадий. Технология и конструирование в электронной аппаратуре, № 3, 29 (2010).
- [51] А.О. Васильев, П.В. Чартий, В.Г. Шеманин. Петербургский журн. электроники, № 1, 101 (2010).
- [52] A.O. Vasilyev, V.G. Shemanin, P.V. Chartiy. Proc. SPIE, **8155**, 81550T (2011).
- [53] И.И. Ли, В.М. Базовкин, Н.А. Валишева, А.А. Гузев, В.М. Ефимов, А.П. Ковчавцев, Г.Л. Курьшев, В.Г. Половинкин. Прикл. физика, № 2, 68 (2007).
- [54] В.И. Иванов-Омский, Б.А. Матвеев. ФТП, **41** (3), 257 (2007).
- [55] С.Е. Александров, Г.А. Гаврилов, Б.А. Матвеев, М.А. Ремennyй, Г.Ю. Сотникова. Патент РФ № 2610073 от 07.02 2017 г. (Заявка на изобретение # 2013109254 от 01.03.2013).
- [56] M. Tavakoli, L. Turicchia, R. Sarpeshkar. IEEE Trans. Biomed. Circ. Syst., **4** (1), 27 (2010).
- [57] R.G. Naahr, S.B. Duun, M.H. Toft, B. Belhage, J. Larsen, K. Birkelund, E.V. Thomsen. IEEE Trans. Biomed. Circ. Syst., **6**, 45 (2012).
- [58] M.A. Remennyi, N.V. Zotova, S.A. Karandashev, B.A. Matveev, N.M. Stus', G.N. Talalakin. Sensors Actuators B: Chemical, **91** (1–3), 256 (2003).
- [59] В.П. Астахов, Ю.А. Данилов, В.Ф. Дудкин, В.П. Лесников, Г.Ю. Сидорова, Л.А. Суслов, И.И. Таубкин, Ю.М. Эскин. Письма ЖТФ, **18** (3), 1 (1992).
- [60] А.В. Любченко, А.В. Сукач, Г.С. Олейник, Г.П. Нужная, С.А. Сыпко, В.В. Тетеркин, А.В. Фомин, Л.Г. Шепель. Оптоэлектроника и полупроводниковая техника, № 34, 100 (1999). ISSN 0233-7577.

Редактор Л.В. Шаронова

## Sources of spontaneous emission based on indium arsenide (overview: 10 years after)

S.A. Karandashev<sup>1</sup>, B.A. Matveev<sup>1</sup>, M.A. Remennyi<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Ioffe Institute,  
194021 St. Petersburg, Russia

<sup>2</sup> IoffeLED, Ltd.,  
194064 St. Petersburg, Russia