

# Физическая аппаратура и ее элементы

УДК 621.315.592

## СВЧ-фотодетекторы для аналоговой оптоволоконной связи

*И. Б. Чистохин, К. С. Журавлев*

*Представлены физические принципы работы сверхвысокочастотных (СВЧ)  $p-i-n$ -фотодиодов на основе полупроводниковых соединений  $A_3B_5$ , а также проведен анализ физических явлений, ограничивающих их характеристики. Рассмотрены конструкции СВЧ-фотодетекторов, разрабатываемых для линий аналоговой оптоволоконной связи и систем радиопотоники для радиолокации.*

PACS: 07.57.-c

*Ключевые слова:* радиопотоника, фотодетекторы,  $p-i-n$ -фотодиоды, эпитаксиальные гетероструктуры, приборы на InP/InGaAs.

### Введение

В последние годы в мире сформировалось новое научно-техническое направление, получившее название «радиопотоника» (microwave photonics). Синтез оптоэлектронных технологий обработки и передачи данных с возможностями СВЧ-электроники обеспечил получение совершенно новых возможностей для обработки и преобразовании СВЧ-сигналов в устройствах связи и системах радиолокации с активными фазированными антенными решетками [1–4]. Для построения устройств, использующих технологии радиопотоники, необходимы лазерные излучатели, оптические модуляторы, фазовращатели, разветвители и мультиплексоры, оптоволоконные линии передачи, дифракционные элементы и мощные быстродействующие фотодетекторы.

В таких системах передатчик конвертирует электрический сигнал в оптический, который затем обрабатывается оптоэлектронными схемами и направляется по оптоволоконному кабелю в фотоприемник, находящийся в конечной точке, который преобразует оптический сигнал в электрический.

Наименьшее ослабление оптического сигнала в современных оптоволоконных кабелях наблюдается вблизи длины волны 1,55 мкм, поэтому используются лазеры, излучающие на этой длине волны, и приемники оптического сигнала на основе полупроводникового материала высокого качества с высоким коэффициентом поглощения вблизи 1,55 мкм [5].

В системах радиопотоники, использующих волоконно-оптические усилители, мощность оптического излучения, падающая на фотоприемник, на два и более порядка выше, чем в обычных волоконно-оптических системах связи, что требует существенного расширения линейного диапазона фотоприемников (увеличения фототока насыщения). Фотоприемники с высоким фототоком насыщения (мощные фотоприемники) способны генерировать на выходе электрический СВЧ-сигнал с амплитудой около 1 В на частотах 10–100 ГГц, что достаточно для прямого управления (без СВЧ-усилителей) последующей СВЧ-цепью. Использование фотоприемников с высоким фототоком насыщения увеличивает динамический диапазон, уменьшает потери и коэффициент шума аналоговых волоконно-оптических линий передачи СВЧ-сигналов.

Мощные фотодетекторы также могут использоваться в качестве перестраиваемого по частоте СВЧ-генератора. В этой связи установление основных физических закономерностей и характерных технологических особенностей, определяющих возможности создания мощных СВЧ-фотоприемников, представляется достаточно актуальной и серьезной задачей.

---

**Чистохин Игорь Борисович**, старший научный сотрудник.  
**Журавлев Константин Сергеевич**, вед. научный сотрудник.  
Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова  
Сибирского отделения Российской академии наук.  
Россия, 630090, Новосибирск, пр-т. Ак. Лаврентьева, 13.  
Тел. 8 (383) 330-91-49. E-mail: igog@isp.nsc.ru

Статья поступила в редакцию 12 ноября 2014 г.

© Чистохин И. Б., Журавлев К. С., 2015

На рис. 1 показаны спектральные значения поглощения для полупроводниковых материалов, обеспечивающих поглощение инфракрасного излучения до длин волн 1,7 мкм. Из рисунка видно, что сильное поглощения вблизи 1,55 мкм имеет германий и твердые растворы InGaAs. Прямозонный твердый раствор  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с содержанием индия  $x = 0,53$  имеет больший коэффициент поглощения ( $\alpha = 0,705 \text{ мкм}^{-1}$ ) на длине волны 1,55 мкм и меньшую собственную концентрацию носителей заряда по сравнению с непрямозонным германием ( $\alpha = 0,4 \text{ мкм}^{-1}$ ). Поэтому наибольшее применение получили фотодетекторы на основе твердых растворов  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ , согласованных по постоянной кристаллической решетки с подложкой InP, что важно для эпитаксиального роста бездефектных гетероструктур, обеспечивающих получение малых темновых токов фотоприемников при больших напряжениях пробоя [6].

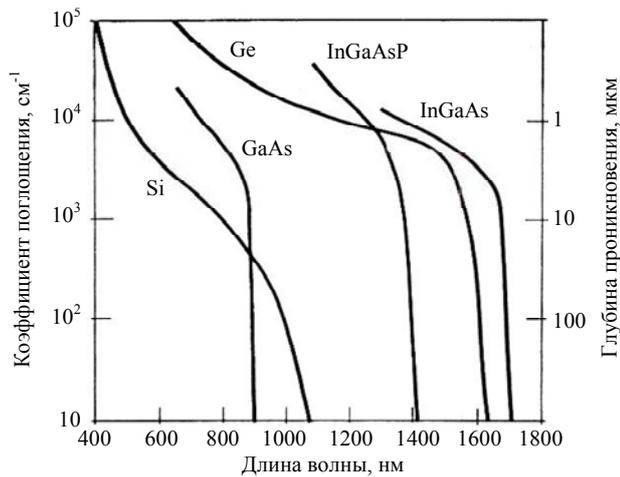


Рис. 1. Коэффициенты поглощения полупроводниковых материалов из работы [6]

Как правило, в качестве СВЧ-фотодетекторов используют фотодиоды (ФД), в которых носители, фотогенерированные в области поглощения, разделяются под действием сильного электрического поля и в результате вырабатывается сигнальный ток или напряжение во внешней цепи. Наиболее распространены следующие типы фотодиодов:  $p-n$ -ФД,  $p-i-n$ -ФД, ФД с барьером Шоттки и лавинный ФД. В настоящее время наибольшее применение в аналоговых оптоволоконных линиях имеют место  $p-i-n$ -ФД и его модификации.

Целью данной работы является представление физических принципов работы СВЧ  $p-i-n$ -ФД, анализ физических явлений, ограничивающих характеристики этих приборов, и обзор последних достижений в области конструкций  $p-i-n$ -ФД на основе InGaAs, использующихся в линиях аналоговой оптоволоконной связи.

## Физические принципы и ограничения

Энергетическая схема традиционного  $p-i-n$ -ФД на основе двойной гетероструктуры при обратном смещении представлена на рис. 2. Фотодиод состоит из сильно легированных контактных  $p^+$ - и  $n^+$ -областей из широкозонного материала (InP) и узкозонного нелегированного поглощающего слоя ( $i$ -InGaAs). Обычно на ФД подается обратное напряжение, обеспечивающее полное обеднение поглощающего слоя. При возбуждении светом с длиной волны 1,55 мкм в поглощающем слое генерируются электрон-дырочные пары, которые разделяются электрическим полем и образуют фототок  $I_{ph}$ , который определяется как [7]:

$$I_{ph} = \frac{\eta q}{h\nu} P_{opt}, \quad (1)$$

где  $\eta$  — квантовая эффективность,  $q$  — заряд электрона,  $h$  — постоянная Планка,  $\nu$  — частота света,  $P_{opt}$  — падающая оптическая мощность. Квантовую эффективность, в свою очередь, можно выразить следующим образом:

$$\eta = (1 - R)(1 - e^{-\alpha d}), \quad (2)$$

где  $R$  — коэффициент отражения,  $\alpha$  — коэффициент поглощения света,  $d$  — толщина обедненной области.

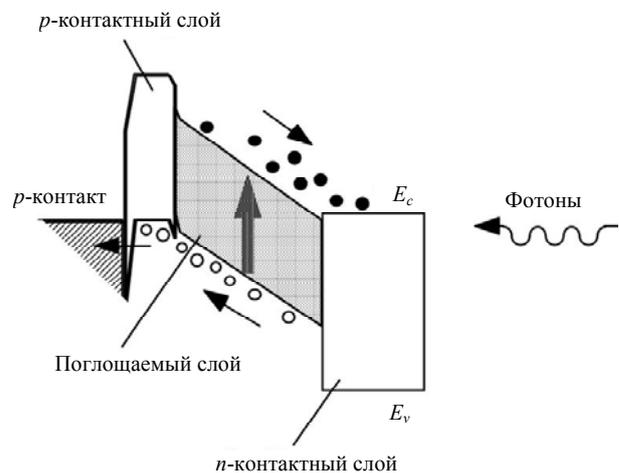


Рис. 2. Энергетическая диаграмма традиционного  $p-i-n$ -фотодиода

Общепринято, что граничная частота пропускания фотоприемника определяется по спаду амплитудно-частотной характеристики на 3 дБ. Независимо от материала  $p-i-n$ -ФД существуют несколько основных факторов, ограничивающих его быстродействие. К ним относятся время пролета носителей заряда в обедненной области, постоянная времени  $\tau_{RC}$ , диффузионный ток и кон-

центрация носителей заряда, накапливающихся на границах гетеропереходов, образующих барьеры [8]. Время пролета носителей заряда задается временем дрейфа носителей заряда через поглощающий слой, главным образом, временем дрейфа дырок, поскольку их дрейфовая скорость обычно меньше дрейфовой скорости электронов. Постоянная времени  $\tau_{RC}$  определяется параметрами эквивалентной  $RC$ -цепи фотодиода (рис. 3), в которые входят последовательное сопротивление  $R_S$ , включающее сопротивление контактов, нагрузочное сопротивление  $R_L$ , емкость диода  $C_d$  и паразитная емкость  $C_p$ . Диффузионный ток необходимо учитывать в гомопереходных структурах, когда носители заряда, генерируемые при поглощении света в  $p^+$ - и  $n^+$ - контактных областях, диффундируют в поглощающий слой (на величину диффузионной длины) и вносят вклад в общий фототок фотодиода. Критерием доминирования дрейфового переноса по сравнению с диффузионным является  $E \gg \frac{kT}{q} L_e$  [8], где  $E$  — электрическое поле в

поглощающем слое,  $k$  — коэффициент Больцмана,  $L_e$  — диффузионная длина электронов. В  $p-i-n$ -ФД на гомопереходных структурах диффузионная компонента тока меньше дрейфовой и вносит небольшую задержку по времени импульсного отклика фотодиода. В случае  $p-i-n$ -ФД на основе двойной гетероструктуры InP-InGaAs-InP диффузионный ток можно не учитывать, поскольку отсутствует поглощение в широкозонной контактной области  $n^+$ -InP. С другой стороны, наличие барьеров на границах гетероструктуры может привести к накоплению заряда, что понижает электрическое поле в поглощающем слое и, как следствие, уменьшает быстродействие фотодетектора. Эту проблему можно решить выращиванием слоев или сверхрешеток с градиентным составом [9].

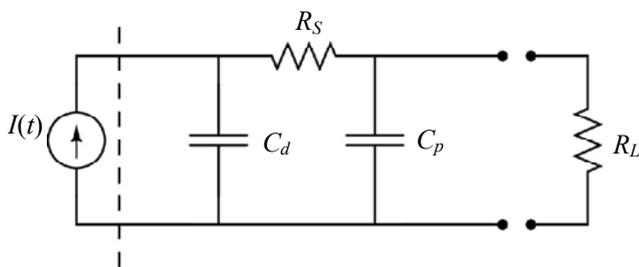


Рис. 3. Упрощенная эквивалентная схема  $p-i-n$ -фотодиода

Если время пролета носителей заряда и постоянная времени  $\tau_{RC}$  независимы друг от друга, а диффузионным током и накоплением заряда на гетеробарьерах можно пренебречь, то граничную частоту  $f_{3dB}$  можно выразить следующим образом [10—12]:

$$\frac{1}{f_{3dB}^2} = \frac{1}{f_i^2} + \frac{1}{f_{RC}^2}, \quad (3)$$

где частота  $f_i$  определяется временем пролета, а  $f_{RC}$  — постоянной времени  $\tau_{RC}$ . В свою очередь,  $f_i$  можно записать как [12]:

$$f_i = \frac{3,5v}{2\pi d}, \quad (4)$$

где  $v$  определяется как:

$$\frac{1}{v^4} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{v_e^4} + \frac{1}{v_h^4} \right), \quad (5)$$

здесь  $v_e$  и  $v_h$  дрейфовые скорости электронов и дырок, соответственно. Для InGaAs типичные значения, близкие к насыщению, составляют  $v_e = 6,5 \times 10^6$  см/с и  $v_h = 4,8 \times 10^6$  см/с [12]. Поскольку подвижность дырок меньше подвижности электронов, то именно их дрейфовая скорость ограничивает частотные свойства  $p-i-n$ -ФД.

Если пренебречь паразитной емкостью  $C_p$  (рис. 3), то компоненту граничной частоты, связанной с постоянной времени  $\tau_{RC}$ , можно записать как:

$$f_{RC} = \frac{1}{2\pi(R_L + R_S)C_d}, \quad (6)$$

здесь емкость диода  $C_d = \epsilon A/d$  определяется параметрами материала ( $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $d$  — толщина обедненной области поглощающего слоя) и  $A$  — площадью фотоприемника. Нагрузочное сопротивление  $R_L$  обычно составляет 50 Ом, последовательное сопротивление  $R_S$  должно быть много меньше  $R_L$ .

Вклад времени пролета и постоянной времени  $\tau_{RC}$  в граничную частоту InGaAs- $p-i-n$ -ФД был рассчитан в работе [13]. На рис. 4, взятом из этой работы, представлены зависимости граничной частоты от толщины обедненного (поглощающего) слоя при различных значениях радиуса окна ФД, то есть емкости прибора. В расчете полагалось, что  $R_L = 50$  Ом,  $R_S = 10$  Ом, радиус окна фотодиода изменяется в диапазоне  $r = 10$ —80 мкм, а толщина поглощающего слоя  $d$  варьируется от 0,1 до 3,5 мкм. Из этих расчетов следует, что для достижения высокого быстродействия ФД необходимо уменьшать толщину поглощающего слоя и площадь окна. Таким образом, величина толщины поглощающего слоя является неким компромиссом между толщиной, обеспечивающей высокую квантовую эффективность, и толщиной, позволяющей получить высокую граничную частоту ФД. Обычно граничная частота  $p-i-n$ -ФД тради-

ционной конструкции составляет  $f_{3dB} = 20$  ГГц [13].

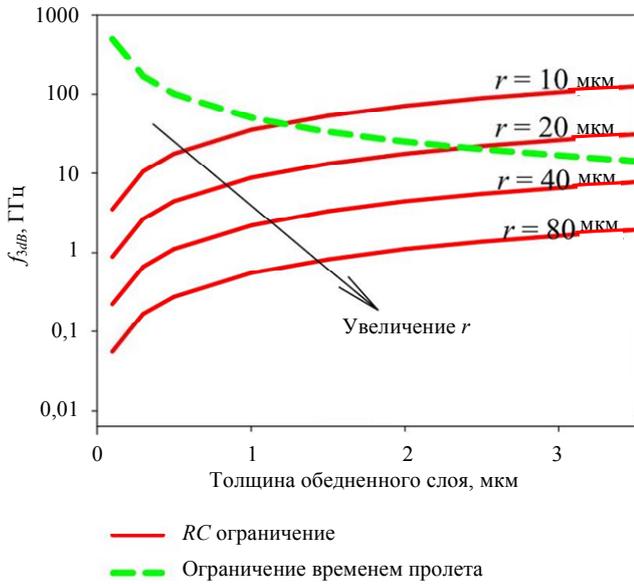


Рис. 4. Вклад времени пролета и постоянной времени  $\tau_{RC}$  в граничную частоту при изменении радиуса окна ( $r$ ) InGaAs  $p-i-n$ -ФД [13]

**Ограничение фототока  $p-i-n$ -фотоиода**

Существуют две основные причины, ограничивающие фототок  $p-i-n$ -ФД при увеличении мощности оптического сигнала: а) эффект пространственного заряда, вызывающий насыщение фототока, обусловленный влиянием фотогенерированных носителей заряда на пространственное распределение электрического поля в поглощающем слое [14—18], и б) эффект саморазогрева, вызванный джоулевым нагревом ФД вследствие протекания большой плотности фототока [18—23].

При низкой плотности оптического излучения, концентрация фотогенерированных подвижных носителей заряда много меньше концентрации атомов фоновой примеси, которая распределена в поглощающем слое достаточно равномерно. Поэтому электрическое поле в поглощающем слое однородно и определяется концентрацией ионизованных атомов примеси. По мере увеличения оптической мощности концентрация фотогенерированных носителей заряда становится больше концентрации примеси. Из-за различия скоростей дрейфа электронов и дырок они неравномерно распределяются в поглощающем слое и, экранируя исходное электрическое поле, искажают его распределение. К. Като в работе [18] рассчитал плотность заряда в поглощающем слое для дырок и электронов (рис. 5). Для расчета были взяты следующие данные: толщина поглощающего слоя составляла  $d = 0,2$  мкм, приложенное напряжение

$U = 1,5$  В, фоновый уровень легирования  $N_i = 10^{15}$  см<sup>-3</sup>, дрейфовые скорости электронов и дырок, близкие к насыщению  $v_e = 6,5 \times 10^6$  и  $v_p = 4,8 \times 10^6$  см/с, соответственно.

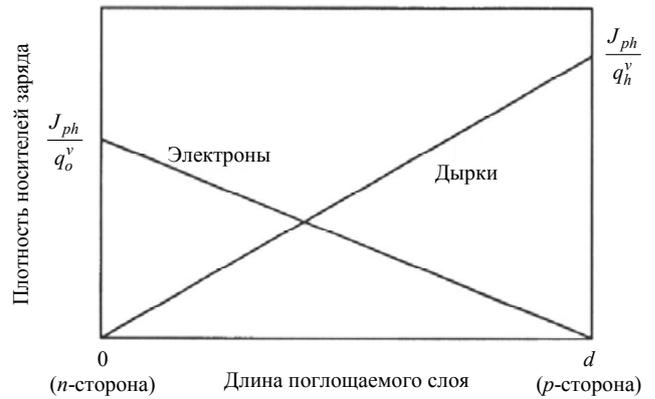


Рис. 5. Плотность носителей заряда в поглощающем слое  $p-i-n$ -ФД при высокой оптической мощности

Как видно из рис. 5 концентрация дырок вблизи  $p^+$ -области больше, чем концентрация электронов вблизи  $n^+$ -области вследствие того, что дрейфовая скорость дырок меньше, чем дрейфовая скорость электронов. В результате общая плотность тока не постоянна в каждой точке поглощающего слоя и выше вблизи  $p^+$ -области, что приводит к искажению профиля электрического поля.

Распределение электрического поля в поглощающем слое для различных плотностей фототока показано на рис. 6 [18]. Видно, что с увеличением плотности фототока неоднородность напряженности электрического поля увеличивается. Напряженность электрического поля уменьшается вблизи середины поглощающего слоя, что приводит к замедлению скорости дрейфа электронов и дырок и, как следствие, к уменьшению граничной частоты ФД.

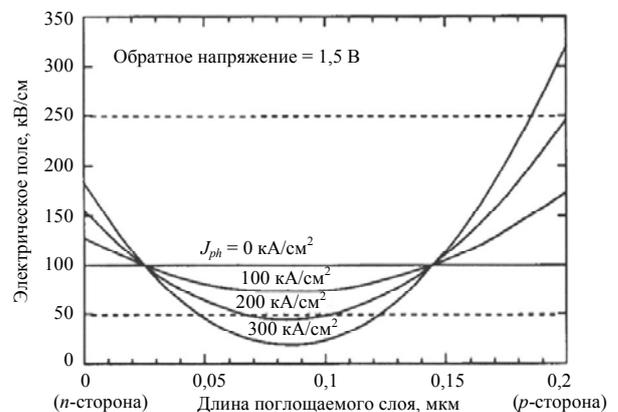


Рис. 6. Профиль электрического поля при различных плотностях фототока в  $p-i-n$ -фотоиоде

Для расчета максимально допустимой оптической мощности ( $\max P_{opt}$ ) или максимального значения фототока ( $\max I_{ph}$ ), при которых сохраняется линейность фотоотклика, необходимо решать систему нелинейных уравнений непрерывности, полного тока и уравнения Пуассона [24]. В работе [25] предложена простая оценка значения  $\max I_{ph}$  по порядку величины:

$$\max j_{ph} = \mu_n \frac{\varepsilon V^2}{d^3} = \mu_n \frac{C_{d0}^3 V^2}{\varepsilon^2} \quad (7)$$

где  $\max j_{ph} = \max I_{ph}/A$  и  $C_{d0} = C_d/A = \varepsilon/d$  — максимальная плотность фототока и удельная емкость  $p-i-n$ -ФД, соответственно,  $A$  — площадь фотодиода,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника. Насыщение реальных  $p-i-n$ -ФД на частоте 20 ГГц обычно происходит при уровне фототока  $\max j_{ph} = 10$ –20 мА [14].

При нулевом значении прикладываемого напряжения эффект пространственного заряда максимален [17]. По этой причине напряжение смещения должно выбираться из условия полного обеднения поглощающего слоя. С увеличением приложенного обратного напряжения эффект пространственного заряда несколько ослабляется, однако может возникнуть электрический пробой (ударная ионизация) из-за высокой напряженности электрического поля в обедненной области [18] или термический пробой из-за эффекта саморазогрева [21, 22].

Джоулевый нагрев определяется последовательным сопротивлением контактов, плотностью фототока и ограничен теплопроводностью материала и его геометрией [19]. В работах [18–20] проведено численное моделирование диссипации тепловой мощности  $p-i-n$ -ФД при высоких мощностях оптического излучения. Повышенная температура может привести к отказу  $p-i-n$ -ФД (тепловому пробую) из-за термической активации темнового тока. В работе [22] использовалась простая модель температурной зависимости темнового тока, а термическое сопротивление ассоциировалась с мощностью  $I \times V$  нагрева диода при обратном смещении. Общий ток ФД при изменении температуры записывался как:

$$I = I_{ph} + I_0 \exp\left(\frac{-\Delta E}{k(T_0 + VIR_{Total})}\right), \quad (8)$$

где  $\Delta E$  — энергия ширины запрещенной зоны InGaAs,  $R_{Total}$  — тепловое сопротивление, имеющее размерность град/Вт. На рис. 7 показана экспериментально измеренная зависимость фототока от напряжения различных  $p-i-n$ -ФД, где точками показаны значения фототока при тепловом пробое,

сплошная кривая построена в соответствии с выражением (8).

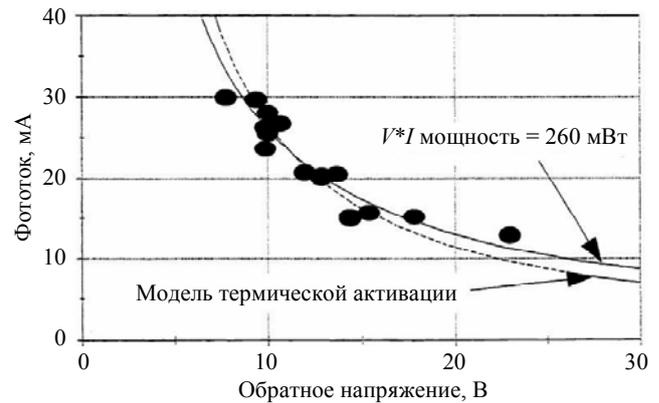


Рис. 7. Измеренные значения фототока  $p-i-n$ -ФД от напряжения при постоянной засветке, точками отмечены значения фототока при тепловом пробое (отказа) [22]

Более эффективный отвод тепла из обедненной области  $p-i-n$ -ФД приводит к увеличению максимального фототока [23]. Например, если выращивать эпитаксиальные слои InGaAs/InP непосредственно на кремниевой подложке, имеющей большую теплопроводность, то такая гетероструктура позволит улучшить отток тепла из активной зоны ФД [26]. Другой подход — использование монтажа ФД методом перевернутого кристалла на теплопроводящую AlN подложку, что также позволяет значительно снизить тепловое сопротивление ФД [27].

Таким образом, наиболее перспективные конструкции  $p-i-n$ -ФД, обеспечивающие малую инерционность и расширенный динамический диапазон фотоотклика, должны обеспечивать одинаковое время пролета носителей заряда в области поглощения или перенос сигнала одним типом носителей заряда, имеющим большую подвижность (обычно это электроны) и эффективный отвод тепла.

### Фотодиод с двойной обедненной областью (DDR)

В этой конструкции  $p-i-n$ -ФД, предложенной Effenberger и Joshi [28], обедненный слой состоит из двух частей (*Double Depletion Region*): поглощающего и одновременно дрейфового слоя InGaAs и дополнительного дрейфового широкозонного слоя InP (см. рис. 8). Фотогенерированные дырки двигаются только в слое InGaAs, а фотогенерированные электроны проходят два слоя InGaAs и InP. Поскольку дрейфовая скорость электронов выше, чем у дырок, то для выравнивания времен пролета электронов и дырок и уменьшения эффекта пространственного заряда увеличивают длину пролета электронов, то есть толщину слоя

InP. В работе [29] на DDR  $p-i-n$ -ФД достигнута граничная частота  $f_{3dB} = 65$  ГГц при диаметре фоточувствительной площади 10 мкм, а при диаметре 30 мкм — высокая чувствительность 0,67 А/Вт с граничной частотой  $f_{3dB} = 12$  ГГц при высокой линейности фототока от мощности оптического излучения [30, 31]. В работе [32] проведено численное моделирование частотных характеристик гетероструктуры для DDR  $p-i-n$ -ФД и определены оптимальные толщины поглощающего (0,42 мкм) и дополнительного дрейфового (0,58 мкм) слоев для граничной частоты 25 ГГц.

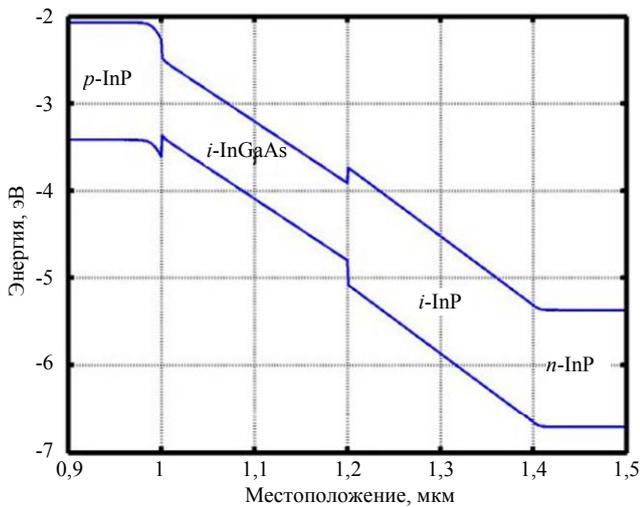


Рис. 8. Энергетическая диаграмма DDR фотодиода

#### Фотодиод с частично обедненным поглощающим слоем (PDA)

В гетероструктуре с частично обедненным поглощающим слоем (Partially Depleted Absorber) энергетическая диаграмма, которой представлена на рис. 9, уменьшение эффекта пространственного заряда достигается уменьшением толщины дрейфового слоя  $i$ -InGaAs и выравниванием потоков электронов и дырок в этом слое. Для этого в гетероструктуру включают дополнительные поглощающие слои InGaAs  $p$ -типа и  $n$ -типа проводимости [33]. При освещении PDA  $p-i-n$ -ФД светом из поглощающего слоя  $p$ -InGaAs в слой  $i$ -InGaAs инжектируются фотогенерированные электроны, а из поглощающего слоя  $n$ -InGaAs — фотогенерированные дырки. При большей толщине поглощающего слоя  $n$ -InGaAs, чем толщина слоя  $p$ -InGaAs, поток электронов больше, чем поток дырок [34]. Достоинство PDA  $p-i-n$ -ФД заключается в том, что при низких обратных напряжениях достигается высокая квантовая эффективность, большой фототок, быстродействие и малое тепловое сопротивление за счет минимизации эффекта накопле-

ния пространственного заряда, малого времени пролета и меньшей толщины дрейфовой области [33—35].

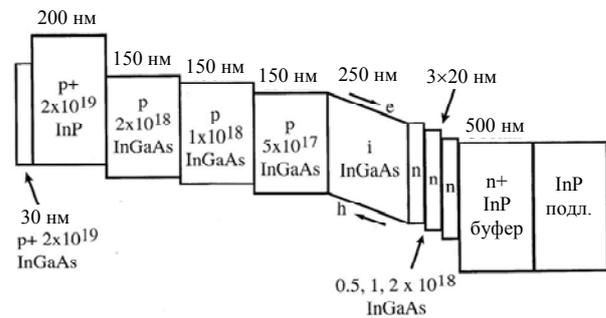


Рис. 9. Энергетическая диаграмма, уровни легирования и толщины слоев гетероструктуры с частично обедненным поглощающим слоем для PDA ФД [33]

На ФД  $p-i-n$ -PDA достигнута величина фототока 55,7 и 111,7 мА при 10 ГГц и 300 МГц, соответственно [33]. В работе [36] получен максимальный фототок 430 мА при 300 МГц, 199 мА при 1 ГГц и 24 мА при 50 ГГц. Для PDA  $p-i-n$ -ФД площадью  $5 \times 20$  мкм, освещаемым через оптоволоконный кабель диаметром 6 мкм, получена чувствительность 0,8 А/Вт.

#### Униполярный гетерофотодиод (UTC)

В 1997 году сотрудники NTT System Electronics Laboratories предложили конструкцию  $p-i-n$ -ФД, в которой дрейф носителей заряда осуществлялся только электронами [37]. Это позволило исключить эффект пространственного заряда и получить однородное поле в дрейфовом слое. Энергетическая диаграмма гетероструктуры UTC (Uni-Traveling Carrier)  $p-i-n$ -ФД представлена на рис. 10. В отличие от рассмотренных выше конструкций традиционного, DDR и PDA  $p-i-n$ -ФД в UTC  $p-i-n$ -ФД поглощающий и дрейфовый слои разделены. Ключевыми частями гетероструктуры для UTC  $p-i-n$ -ФД являются легированный поглощающий слой InGaAs  $p$ -типа проводимости с концентрацией акцепторов  $10^{17}—10^{18}$  см<sup>-3</sup> и толщиной 75—300 нм и слабо легированный широкозонный дрейфовый слой InP  $n$ -типа проводимости с концентрацией доноров менее  $10^{15}$  см<sup>-3</sup> и толщиной 75—300 нм. Для блокирования диффузии электронов в  $p^+$ -контакт поверх поглощающего слоя выращивается широкозонный сильно легированный слой InGaAsP (с шириной запрещенной зоны около  $E_g = 1$  эВ) или InAlAs ( $E_g = 0,97$  эВ)  $p$ -типа проводимости толщиной 20—30 нм. При подаче обратного смещения, поглощающий слой находится в электрически нейтральном состоянии

(из-за высокой концентрации акцепторных примесей), а в широкозонном дрейфовом слое InP создается сильное электрическое поле. Фотогенерированные электроны из поглощающего слоя InGaAs диффундируют в дрейфовый слой InP, причем в направлении  $p^+$ -контакта диффузия электронов блокируется барьером широкозонного слоя InGaAsP. Избыточное количество фотогенерированных дырок в поглощающем слое релаксирует за время диэлектрической релаксации  $\tau_R$  ( $1/2\pi\tau_R = 1,2$  ТГц для InGaAs с концентрацией дырок  $p = 4 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>).

[39]) электроны быстро достигают дрейфового (обедненного) слоя. Поскольку дрейф носителей заряда осуществляется только электронами, то не возникает эффекта пространственного заряда даже при большой мощности регистрируемого светового излучения. Простая оценка показывает, что в UTC  $p-i-n$ -ФД с толщиной поглощающего слоя от 75 до 450 нм время диффузии  $\tau_D$  равно варьируется в следующих пределах

$$\tau_D = \frac{d_a^2}{3D_n} = \frac{(75 \div 300 \cdot 10^{-7} \text{ см})^2}{3 \cdot 250 \text{ см}^2 / \text{с}} \sim (0,075 \div 1,2) \cdot 10^{-12} \text{ с.}$$

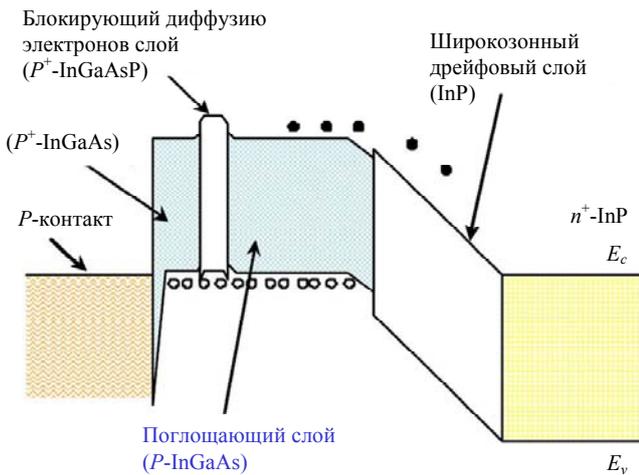
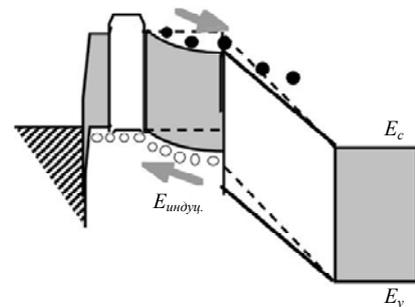
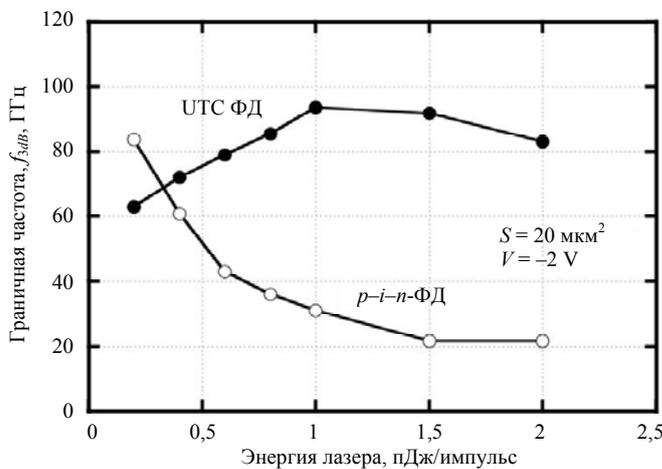


Рис. 10. Энергетическая диаграмма гетероструктуры UTC фотодиода

Перемещение электронов в поглощающем слое обусловлено их диффузией с эффективной скоростью  $\frac{3D_n}{d_a}$  [38], где  $D_n$  — коэффициент диффузии электронов,  $d_a$  — толщина поглощаемого слоя, а затем в дрейфовом слое [38]. Благодаря высокому значению подвижности электронов в InGaAs (9700 см<sup>2</sup>/Вс при комнатной температуре

Время пролета дрейфового слоя InP толщиной 300—400 нм электронами, набирающими скорость до  $4 \cdot 10^7$  см/с в электрическом поле с умеренной напряженностью, составляет также единицы пикосекунд. Таким образом, граничная частота UTC  $p-i-n$ -ФД, оцениваемая по времени транспорта в гетероструктуре и без учета постоянной времени  $\tau_{RC}$ , получается выше, чем в традиционном  $p-i-n$ -ФД, поскольку она определяется диффузией и дрейфом быстрых электронов, а не медленных дырок. Более того, быстродействие UTC  $p-i-n$ -ФД растет при увеличении мощности регистрируемого излучения из-за ускорения транспорта электронов в поглощающем слое. Это происходит из-за возникновения самоиндуцированного электрического поля в поглощающем слое, обусловленного током дырок в контактную область. Этот ток становится значительным при достаточно большой концентрации фотогенерированных дырок. Как видно из рис. 11, самоиндуцированное электрическое поле стимулирует движение электронов в противоположном направлении [40, 41].



"Самоиндуцированное поле" в поглощающем слое

Рис. 11. Граничная частота в зависимости от мощности падающего излучения для UTC и традиционного  $p-i-n$ -ФД [40]

К сожалению, использование тонких поглощающих слоев ради расширения динамического диапазона UTC  $p-i-n$ -ФД не позволяет получить высокую токовую чувствительность. Типичные значения для вертикально освещаемого фотодиода, приводимые в литературе, составляют порядка 0,1 А/Вт. Для повышения квантовой эффективности и токовой чувствительности регистрируемое излучение вводится в гетероструктуру UTC  $p-i-n$ -ФД не вертикально, а вдоль поглощающего слоя, что позволяет поднять ампер-ваттную чувствительность прибора [42, 43].

К настоящему времени были предложены различные модифицированные варианты UTC  $p-i-n$ -ФД (Modified UTC) [44–50]. Во-первых, для ускорения движения электронов в поглощающем слое реализуют градиентное или ступенчатое легирование, индуцирующее встроенное электрическое поле. Во-вторых, для беспрепятственного проникновения электронов в дрейфовый слой уменьшают высоту барьера в зоне проводимости на гетерогранице InGaAs-InP. Для этого между поглощающим и дрейфовым слоями размещают тонкие слои InGaAsP переменного состава. В работе [47] чувствительность UTC  $p-i-n$ -ФД с различными толщинами поглощающих слоев достигала от 0,69 до 0,84 А/Вт при максимальном фототоке 134–144 мА и частоте 24 ГГц. В работе [50] на модифицированных UTC  $p-i-n$ -ФД достигнуты наиболее впечатляющие параметры по граничной частоте 250 ГГц и фототоке 17 мА на 50 Ом нагрузке, что близко к теоретическому пределу.

Для некоторых применений, в частности, для радарных антенных систем [51], необходимы СВЧ ФД, работающие при нулевом смещении. В работе [52] приведены сравнительные исследования традиционного  $p-i-n$ -ФД и волноводного UTC  $p-i-n$ -ФД. Для UTC ФД при токовой чувствительности 0,2 А/Вт граничная частота составила 13 ГГц при нулевом смещении и 32 ГГц при смещении –1 В. Для традиционного  $p-i-n$ -ФД значение граничной частоты составило лишь 4 и 18 ГГц при таких же условиях.

### Заключение

Разработкой СВЧ ФД для аналоговой оптоволоконной связи наиболее активно занимаются последние 20 лет научные коллективы из США, Японии и Тайваня. При проектировании СВЧ ФД необходимо четко определять задачи и условия применений, где будут использоваться тот или иной тип прибора. В настоящее время наиболее используемыми и востребованными СВЧ ФД являются конструкции на основе PDA  $p-i-n$ -ФД и

модифицированные UTC  $p-i-n$ -ФД, удовлетворяющие параметрам быстродействия и динамического диапазона по входной мощности светового излучения. Дальнейшими задачами при разработке СВЧ ФД являются совершенствование технологии изготовления гетероструктур и оптимизация конструкции фотодетекторов.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Minasian R. A. // Optical Fiber Technology, 2000. V. 6. P. 91.
2. Seeds A. J., Williams K. J. // Journal of Lightwave Technology. 2006. V. 24. P. 4628.
3. Berceci T., Herczfeld P. // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 2010. V. 58. P. 2992.
4. Jalali B., Xie Y. M. // Optics Lett. 1995. V. 20. P. 1901.
5. Urick V. J., Hastings A. S., McKinney J. D., et al. // IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics. 2008. P. 86.
6. Adachi S. Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds. — New York: Wiley, 1992.
7. Shur M. Physics of Semiconductor Devices, Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1990.
8. Bowers J. E., Wey Y. G. High-speed photodetectors. In M. Bass, editor, Handbook of Optics: Fundamentals, Techniques and Design, McGraw-Hill Inc., 2nd edition, 1995.
9. Wey Y. G., Giboney K. S., Bowers J. E., et al. // IEEE Photonic Tech. Lett., 1993.
10. Simons R. Optical Control of Microwave Devices, Artech House, Boston, 1990.
11. Drigger R. G. Encyclopedia of optical engineering, vol. 2, New York, NY: Marcel Dekker, 2003.
12. Kato K., Hata S., Kawano K. et al. // IEICE Transactions on Electronics. 1993. V. E76-C. P. 214.
13. Shiyu X. Doctor of Philosophy, The University of Sheffield, 2012.
14. Beling A., Campbell J. C. // J. Lightw. Technol. 2009. V. 27. P. 343.
15. Pao-Lo Liu, Williams K. J., Frankel M. Y. et al. // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 1999. V. 47. P. 1297.
16. Williams K. J., Esman R. D., Wilson R. B., et al. // IEEE Photon. Technol. Letters. 1998. V. 10. P. 132.
17. Malyshev S., Chizh A., Andrievski V. / in Proc. 12th Eur. Gallium Arsenide Other Compound Semicond. Appl. Symp., 2004. P. 283.
18. Kato K. // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 1999. V. 47. P. 1265.
19. Williams K. J., Esman R. D. // J. Lightwave Technology. 1999. V. 17. P. 1443.
20. Malyshev S. A., Chizh A. L., Vasilevski Yu. G. // J. Lightwave Technology. 2008. V. 26. P. 2732.
21. Xiaowei Li, Ning Li, Xiaoguang Zheng, et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 2003. V. 15. P. 1276.
22. Paslaski J., Chen P. C., Chen J. S., et al. // Proc. SPIE, Photonics and Radio Frequency. 1996. V. 2844. P. 110.
23. Williams K. J., Tulchinsky D. A., Campbell J. C. // IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics. 2007. P. 9.
24. Ghione G. Semiconductor Devices for High-Speed Optoelectronics, Cambridge University Press, 2009.
25. Филачёв А. М., Таубкин И. И., Трищенко М. А. Твердотельная фотоэлектроника, фотодиоды. — М.: Физматкнига, 2011.
26. Pauchard A., Bitter M., Pan Z., et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 2004. V. 16. P. 2544.
27. Itakura S., Sakai K., Nagatsuka T., et al. // IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP). 2009. P. 4.

28. Effenberger and Joshi A. // J. Lightw. Technol. 1996. V. 14. P. 1859.
29. Joshi A. M. // Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 2000. V. 607. P. 115.
30. Datta S., Joshi A., Becker D. // Proc. of SPIE. 2009. V. 7339. P. 733905-1-10.
31. Joshi A., Heine F., Feifel // Proc. of SPIE. 2006. V. 6220. P. 62203-1-14.
32. Fernandes C. C., Pereira J. T. / Proc. Portuguese-Spanish Conf. in Electrical Engineering, Portugal. 2011. V. 1. P. 1.
33. Li X., Li N., Zheng, et al. // IEEE Photonics Technology Letters. 2003. V. 15. P. 1276.
34. Tulchinsky D. A., Williams K. J. // Optical sciences NRL Review. 2005. P. 195.
35. Malyshev S. A., Chizh A. L., Vasileuski Y. G. // J. Lightw. Technol. 2008. V. 26. P. 2732.
36. Tulchinsky D. A., Li X., Li N., et al // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2004. V. 10. P. 702.
37. Ishibashi T., Kodama S., Shimizu N., et al. // Jpn. J. Appl. Phys. 1997. V. 36. P. 6263.
38. Ishibashi T., Furuta T., Fushimi, et al. // IEICE Trans. Electronic. 2000. V. E83-C. P. 938.
39. Datta S., Roenker K. P., Cahay M. M., et al. // Solid State Electronics. 1999. V. 43. P. 73.
40. Ishibashi T., Furuta T., Fushimi H., et al. // Proc. of SPIE. 2001. V. 4283. P. 469.
41. Shimizu N., Watanabe N., Furuta T., et al. // Jpn. J. Appl. Phys. 1997. V. 37. P. 1424.
42. Fukano H., Muramoto Y., Matsuoka Y. // Jpn. J. Appl. Phys. 2000. V. 39. P. 2360.
43. Hirota Y., Ishibashi T., Ito H. // J. Lightw. Technol. 2001. V. 19. P. 1751.
44. Jun D.-H., Jang J.-H., Adesida I., et al. // Jpn. J. Appl. Phys. 2006. V. 45. P. 3475.
45. Wang X., Duan N., Chen H., et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 2007. V. 19. P. 1272.
46. Guo L., Huang Y., Duan X., et al. // Chinese Optics Letters. 2012. V. 10. P. S12301-4.
47. Li Z., Pan H., Chen H., et al. // IEEE J. of Quantum Electr. 2010. V. 46. P. 626.
48. Rouvalis E., Baynes F., Xie X., et al. // J. Lightw. Technol. 2014. V. 32. P. 3810.
49. Ishibashi T., Muramoto Y., Yoshimatsu T., et al. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2014. V. 20. P. 3804210.
50. Shi J., Kuo F., Bowers J. // IEEE Photon. Technol. Lett. 2012. V. 24. P. 533.
51. Godinez M. E., McDermitt C. S., Hastings A. S., et al. // J. Lightw. Technol. 2008. V. 26. P. 3829.
52. Yang H., M.Daunt C. LL., Gity F., et al. // Proc. of SPIE. 2010. V. 7847. P. 784705-1-8.

## Microwave photodetectors for analog fiber optic communications

I. B. Chistokhin and K. S. Zhuravlev

Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Russian Academy of Sciences,  
13 Lavrentieva av., Novosibirsk, 630090, Russia

E-mail: igor@isp.nsc.ru

Received November 12, 2014

**Physical principles of operation of microwave p-i-n photodiodes based on III-V compound semiconductors are presented. Physical reasons limiting pin photodiodes characteristics are analyzed. Modified constructions of microwave pin photodiodes developed for analog fiber optic communications and microwave photonics systems for radiolocation are considered.**

PACS: 07.57.-c

**Keywords:** microwave photonics, photodetectors, p-i-n photodiodes, epitaxial heterostructures, InP/InGaAs device.

### REFERENCES

1. R. A. Minasian, Optical Fiber Technology **6**, 91 (2000).
2. A. J. Seeds and K. J. Williams, Journal of Lightwave Technology. **24**, 4628 (2006).
3. T. Berceles and P. Herczfeld, IEEE Trans. Microw. Theory Tech. **58**, 2992 (2010).
4. B. Jalali and Y. M. Xie, Optics Lett. **20**, 1901 (1995).
5. V. J. Urick, A. S. Hastings, J. D. McKinney, et al., *IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics, 2008*. P. 86.
6. S. Adachi, *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds*. (New York: Wiley, 1992).
7. M. Shur, *Physics of Semiconductor Devices* (Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1990).
8. J. E. Bowers and Y. G. Wey, *High-speed photodetectors*. In *Handbook of Optics: Fundamentals, Techniques and Design*, (McGraw-Hill Inc., 2nd edition, 1995).
9. Y. G. Wey, K. S. Giboney, J. E. Bowers, et al., IEEE Photonic Tech. Lett., (1993).

10. R. Simons, *Optical Control of Microwave Devices* (Artech House, Boston, 1990).
11. R. G. Drigger, *Encyclopedia of optical engineering, vol. 2*, (New York, NY: Marcel Dekker, 2003).
12. K. Kato, S. Hata, K. Kawano, et al., *IEICE Transactions on Electronics* **E76-C**, 214 (1993).
13. X. Shiyu, Doctor of Philosophy, The University of Sheffield, 2012.
14. A. Beling and J. C. Campbell, *J. Lightw. Technol.* **27**, 343 (2009).
15. Liu Pao-Lo, K. J. Williams, M. Y. Frankel, et al., *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **47**, 1297 (1999).
16. K. J. Williams, R. D. Esman, R. B. Wilson, et al., *IEEE Photon. Technol. Letters* **10**, 132 (1998).
17. S. Malyshev, A. Chizh, V. Andrievski, in *Proc. 12th Eur. Gallium Arsenide Other Compound Semicond. Appl. Symp.*, (2004). P. 283.
18. K. Kato, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **47**, 1265 (1999).
19. K. J. Williams and R. D. Esman, *J. Lightwave Technology* **17**, 1443 (1999).
20. S. A. Malyshev, A. L. Chizh, and Yu. G. Vasileuski, *J. Lightwave Technology* **26**, 2732 (2008).
21. Li Xiaowei, Li Ning, Zheng Xiaoguang, et al., *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 1276 (2003).
22. J. Paslaski, P. C. Chen, J. S. Chen, et al., *Proc. SPIE, Photonics and Radio Frequency* **2844**, 110 (1996).
23. K. J. Williams, D. A. Tulchinsky, and J. C. Campbell, *IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics*. 2007. P. 9.
24. G. Ghione, *Semiconductor Devices for High-Speed Optoelectronics*, (Cambridge University Press, 2009).
25. A. M. Filachev, I. I. Taubkin, and M. A. Trishenkov, *Solid-State Photoelectronics. Photodiodes*. (Fizmatkniga, Moscow, 2011) [in Russian].
26. A. Pauchard, M. Bitter, Z. Pan, et al., *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 2544 (2004).
27. S. Itakura, K. Sakai, T. Nagatsuka, et al., *IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP)*. 2009. P. 4.
28. Effenberger and A. Joshi, *J. Lightw. Technol.* **14**, 1859 (1996).
29. A. M. Joshi, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **607**, 115 (2000).
30. S. Datta, A. Joshi, and D. Becker, *Proc. of SPIE* **7339**, 733905-1 (2009).
31. A. Joshi, F. Heine, and Feifel, *Proc. of SPIE* **6220**, 62203-1 (2006).
32. C. C. Fernandes and J. T. Pereira, in *Proc. Portuguese-Spanish Conf. in Electrical Engineering*, (Portugal. 2011). V. 1. P. 1.
33. X. Li, N. Li, Zheng, et al., *IEEE Photonics Technology Letters* **15**, 1276 (2003).
34. D. A. Tulchinsky and K. J. Williams, *Optical Sciences NRL Review*. 2005. P. 195.
35. S. A. Malyshev, A. L. Chizh, and Y. G. Vasileuski, *J. Lightw. Technol.* **26**, 2732 (2008).
36. D. A. Tulchinsky, X. Li, N. Li, et al., *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **10**, 702 (2004).
37. T. Ishibashi, S. Kodama, N. Shimizu, et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**, 6263 (1997).
38. T. Ishibashi, T. Furuta, Fushimi, et al., *IEICE Trans. Electronic*. **E83-C**, 938 (2000).
39. S. Datta, K. P. Roenker, M. M. Cahay, et al., *Solid State Electronics* **43**, 73 (1999).
40. T. Ishibashi, T. Furuta, Fushimi, et al., *Proc. of SPIE* **4283**, 469 (2001).
41. N. Shimizu, N. Watanabe, T. Furuta, et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* **37**, 1424 (1997).
42. H. Fukano, Y. Muramoto, and Y. Matsuoka, *Jpn. J. Appl. Phys.* **39**, 2360 (2000).
43. Y. Hirota, T. Ishibashi, and H. Ito, *J. Lightw. Technol.* **19**, 1751 (2001).
44. D.-H. Jun, J.-H. Jang, I. Adesida, et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* **45**, 3475 (2000).
45. X. Wang, N. Duan, H. Chen, et al., *IEEE Photon. Technol. Lett.* **19**, 1272 (2007).
46. L. Guo, Y. Huang, X. Duan, et al., *Chines Optics Letters* **10**, S12301-4 (2012).
47. Z. Li, H. Pan, H. Chen, et al., *IEEE J. of Quantum Electr.* **46**, 626 (2010).
48. E. Rouvalis, F. Baynes, X. Xie, et al., *J. Lightw. Technol.* **32**, 3810 (2014).
49. T. Ishibashi, Y. Muramoto, T. Yoshimatsu, et al., *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **20**, 3804210 (2014).
50. J. Shi, F. Kuo, and J. Bowers, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **24**, 533 (2012).
51. M. E. Godinez, C. S. McDermitt, A. S. Hastings, et al., *J. Lightw. Technol.* **26**, 3829 (2008).
52. H. Yang, C. LL. M. Daunt, F. Gity, et al., *Proc. SPIE* **7847**, 784705-1 (2010).

\* \* \*