

УДК 621.315.592

# Полупроводниковые фотоэлектронпреобразователи для ультрафиолетовой области спектра

## О б з о р

© Т.В. Бланк<sup>¶</sup>, Ю.А. Гольдберг

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

(Получен 14 ноября 2002 г. Принят к печати 14 ноября 2002 г.)

В последние годы в связи с требованиями медицины, биологии, военной техники и проблемой „озоновой дыры“ сформировалась ультрафиолетовая фотоэлектроника. Ее особенностью является необходимость регистрировать слабые, но сильно влияющие на жизнедеятельность человека сигналы на фоне мощного видимого и инфракрасного излучения. Основой ультрафиолетовой электроники являются:  $p-n$ -структуры на основе Si, барьеры Шоттки на основе GaP,  $p-n$ -структуры и барьеры Шоттки на основе GaN и AlGaIn (солнечно-слепые приборы), SiC-структуры с потенциальными барьерами (высокотемпературные приборы), ZnO- и ZnS-фоторезисторы и диоды Шоттки.

В обзоре приведены параметры исходных широкозонных полупроводников, описаны физические основы процесса фотоэлектронпреобразования, принципы создания омических контактов, представлены характеристики приборов и предполагаемые направления дальнейших исследований.

## 1. Введение

В настоящее время в мире интенсивно развиваются полупроводниковые фотоэлектронпреобразователи для ультрафиолетовой (УФ) области спектра в связи с требованиями:

- помехоустойчивой УФ локации;
- экологии (например, для контроля „озоновой дыры“ над Землей);
- биотехнологии (синтез витаминов  $D_2$  и  $D_3$ );
- медицины (физиотерапия, аутогемотрансфузия крови, профилактика простудных заболеваний, защита от канцерогенного излучения).

Полупроводниковые фотоэлектронпреобразователи, особенно структуры с потенциальным барьером, имеют высокую эффективность, малые вес и габариты, не чувствительны к магнитным полям, имеют большую надежность, чем стеклянные вакуумные фотоэлементы, обладают способностью к накоплению заряда и интегрированию детектируемого сигнала.

Первой проблемой, которая стояла перед производителями этих приборов, была проблема материаловедения широкозонных полупроводников. Ультрафиолетовая фотоэлектроника начиналась в 60-е годы 20-го века с кремниевых приборов, поскольку Si был освоен промышленностью и к этому времени уже хорошо зарекомендовал себя в качестве материала для солнечных элементов. В то же время высокая чувствительность кремниевых фотоприемников к видимому и особенно к инфракрасному (ИК) излучению потребовала использования более широкозонных полупроводников, и в 80–90-е годы наиболее распространенным становится GaP, который к этому времени уже применялся

для светоизлучающих диодов. Однако необходимость в солнечно-слепых фотоприемниках, главным образом для регистрации пламени ракет, вызвала в последние 5–10 лет „нитридный бум“ — интенсивно осваиваются широкозонные полупроводники: GaN, AlN, твердые растворы на их основе. Ежегодно проводятся научные конференции, появляются новые научные журналы по нитридам и родственным полупроводникам. В настоящее время актуальной проблемой является разработка технологии высококачественных нитридов с параметрами, близкими к теоретическому пределу, так как это позволит существенно повысить обнаружительную способность приборов.

Второй основной задачей была разработка фотоэлектронпреобразовательных структур и исследование механизма фотоэлектронпреобразования в них. Фоторезисторы имеют высокую фоточувствительность, могут работать в режиме умножения, однако не могут работать в режиме фотоэлектрогенератора и имеют нелинейную зависимость фототока от плотности потока излучения. Поэтому развитие приемников пошло в основном по пути создания структур с потенциальным барьером: они имеют высокий импеданс, который позволяет использовать их в фокальной плоскости считывающих устройств, кроме того, они могут работать при высоких частотах и совместимы с технологией интегральных схем. Особенно привлекательны для УФ области диоды Шоттки, так как коротковолновое излучение поглощается в области с высоким электрическим полем, что существенно повышает быстродействие и квантовую эффективность. В этой связи актуальной проблемой является создание теории фотоэлектронпреобразования, которая позволила бы выбрать оптимальную конструкцию и технологию приборов.

<sup>¶</sup> E-mail: tblank@delfa.net

Таблица 1. Классификация УФ излучения [1,2]

Спектральная область	$\lambda$ , мкм	$h\nu$ , эВ	Область максимального эффекта $\lambda$ , мкм
Ультрафиолетовое излучение	0.01–0.38	3.2–124	
Ближнее УФИ	0.20–0.38	3.2–6.2	
Длинноволновое (UV–A)	0.315–0.38	3.2–3.9	
Средневолновое (UV–B)	0.28–0.315	3.9–4.4	
Коротковолновое (UV–C)	0.20–0.28	4.4–6.2	
Дальнее (вакуумное) УФИ	0.01–0.20	6.2–124	
Near UV	0.3–0.4	3.1–4.1	
Middle UV	0.2–0.3	4.1–6.2	
Far UV	0.1–0.2	6.2–12.4	
Extreme UV	0.01–0.1	12.4–124	
Пигментационное	0.3–0.66	1.9–4.1	0.36–0.44
Эритемное	0.28–0.31	4.0–4.4	0.2967
	0.20–0.28	4.4–6.2	0.25
Витаминообразующее	0.249–0.315	3.93–4.98	0.29
Бактерицидное	0.21–0.31	4.0–5.9	0.254
Канцерогенное	0.20–0.30	4.1–6.2	
Ожоговое	< 0.25	> 5	

Третьей задачей является разработка селективных и полосовых солнечно-слепых приборов и приборов для отдельных участков УФ области спектра (эритемного, бактерицидного, витаминообразующего, канцерогенного). Если проблема солнечно-слепых приборов в основном решена на основе использования твердых растворов GaN–AlN, то проблема селективных приборов еще только начинает рассматриваться.

Четвертой задачей является омический контакт к широкозонным полупроводникам. На технологическом уровне было испробовано много различных металлов и их комбинаций, и получены низкоомные контакты к сильно легированным материалам, однако по-прежнему не существует общей теории контакта, проблемой является создание контакта к слабо легированному полупроводнику, и не ясно, в результате каких процессов барьер Шоттки необратимо переходит в омический контакт.

Наконец, пятая проблема — это применение УФ детекторов для мониторинга окружающей среды, в частности для изучения „озоновой дыры“: составление карт УФ климата в различных областях Земли, моделирование процессов, происходящих при разрушении озонового слоя, разработка способов восстановления озонового слоя.

## 2. Ультрафиолетовое излучение

### 2.1. Классификация

Ультрафиолетовое излучение (УФИ) занимает спектральную область в интервале длин волн  $\lambda = 0.01–0.38$  мкм (энергии фотонов  $h\nu = 3.2–124$  эВ) [1]

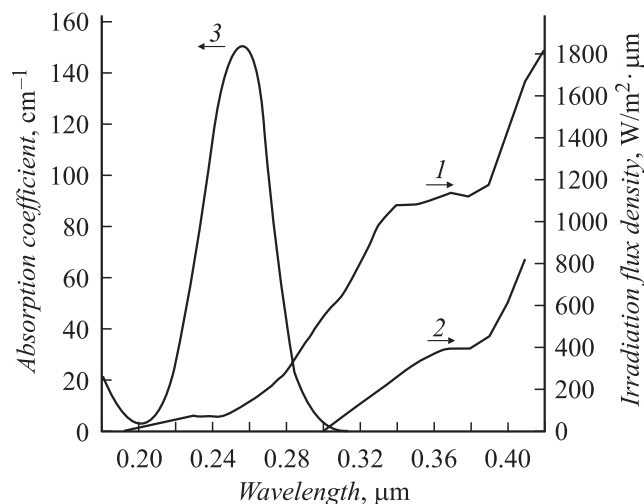
и условно делится на ближнюю и дальнюю (вакуумную) области (табл. 1) [1,2].

### 2.2. Применение

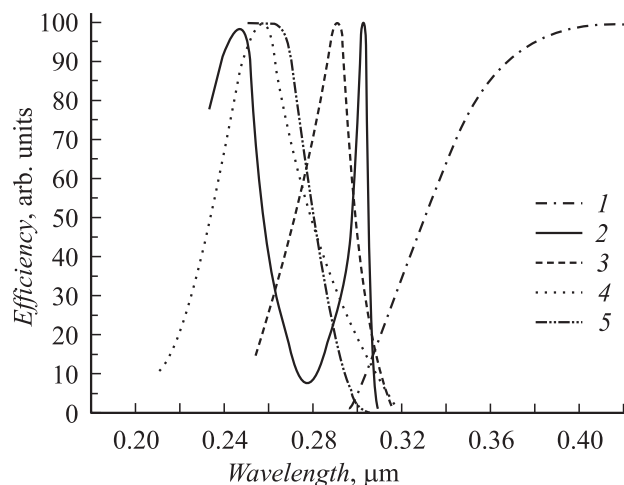
За 200 лет со времени открытия УФИ выявились основные области применения УФИ и приборов для его регистрации [2–11]:

- медицина — физиотерапия, аутоотрансфузия крови, облучение людей солнечным светом;
- сельское хозяйство — парниковая и тепличная агротехнология;
- биотехнология — синтез витаминов  $D_2$  и  $D_3$ ;
- обеззараживание воды, воздуха, одежды, инструментов и продуктов питания при длительном хранении и во время эпидемий;
- астронавигация и ультрафиолетовая локация (в дополнение к инфракрасной локации);
- астрономия — получение информации о физических процессах в космических объектах, способных излучать УФИ;
- материаловедение — определение состава веществ и электронной структуры элементов;
- экология — проблема озоновой дыры, обнаружение загрязнений окружающей среды;
- ядерная физика и энергетика — регистрация ядерных частиц с помощью сцинтилляторов;
- дефектоскопия, криминалистика, искусствоведение — люминесцентный анализ вследствие способности ряда веществ люминесцировать под действием УФИ.

В последние годы большое внимание уделяется исследованию влияния УФИ на человека, во многом вследствие проблемы „озоновой дыры“ и роста



**Рис. 1.** Приблизительный спектр излучения Солнца в УФ области вне земной атмосферы [9] (1), на поверхности Земли, на уровне океана, при высоте Солнца 45°, в ясную безоблачную погоду [10] (2), а также спектр поглощения света озоном [7] (3).



**Рис. 2.** Спектр относительного воздействия различных видов УФ излучения [2–6,11]: 1 — пигментационного, 2 — эритемного, 3 — витаминообразующего, 4 — бактерицидного, 5 — разрушающего ДНК.

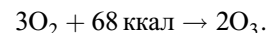
количества раковых заболеваний. Влияние УФИ на человека различно при различных длинах волн и может быть разделено на несколько перекрывающихся спектральных областей (рис. 1, 2, табл. 1):

- пигментационное излучение вызывает образование меланина в коже (загар);
- эритемное (биологически активное) излучение является наиболее полезным для человека видом УФИ, поскольку укрепляет кровеносную и иммунную систему;
- витаминообразующее излучение необходимо для синтеза организмом витаминов группы D;

- бактерицидное излучение способно убивать различные виды бактерий и вирусов;
- канцерогенное излучение приводит к разрушению ДНК в клетках человека и вызывает раковые заболевания.

### 2.3. Проблема „озоновой дыры“

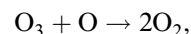
Озон ( $O_3$ ) — аллотропное видоизменение кислорода, имеет плотность по воздуху 1.62, температуру плавления  $-192.7^\circ\text{C}$ , температуру кипения  $-112^\circ\text{C}$ . Озон образуется из кислорода при облучении его УФИ с энергией фотонов  $h\nu > 5.12 \text{ эВ}$  ( $\lambda < 0.242 \text{ мкм}$ ):



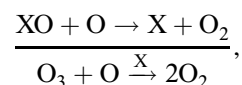
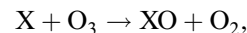
Коэффициент поглощения света газообразным озоном (рис. 1) в видимой области спектра очень мал ( $< 0.06 \text{ см}^{-1}$ ), но в УФ области при  $\lambda = 0.2\text{--}0.3 \text{ мкм}$  (полоса Хартмана) достигает значений  $150 \text{ см}^{-1}$ , причем максимум поглощения [7] расположен при  $0.2553 \text{ мкм}$ .

В земной атмосфере основное количество озона (озоновый слой) находится на высотах  $10\text{--}50 \text{ км}$  от поверхности Земли (стратосфера) с максимумом на  $20\text{--}25 \text{ км}$ . Плотность воздуха на этих высотах очень мала, но если привести ее к нормальным условиям ( $760 \text{ мм рт. ст.}, 0^\circ\text{C}$ ), то средняя толщина озонового слоя оказывается равной  $2.5\text{--}3 \text{ мм}$  (на экваторе  $\sim 2 \text{ мм}$ , вблизи полюсов  $\sim 4 \text{ мм}$ ) [7]. Общее содержание озона в стратосфере или в отдельных ее частях обычно измеряется в добсоновских единицах (DU):  $100 \text{ DU}$  соответствуют  $1 \text{ мм}$  толщины чистого озона, приведенного к нормальным условиям; таким образом, общее содержание озона в стратосфере составляет в среднем  $250\text{--}300 \text{ DU}$ .

Общее содержание озона определяется равновесием между образованием, переносом и разрушением озона. Разрушение озона может происходить согласно циклу Чэпмана —



но более существенным является каталитический цикл —



где катализаторами X могут быть, например, радикалы OH, H, NO, Cl, Br, причем последние два — наиболее актуальны [8,12–14].

Естественная убыль озона происходит из-за появления в атмосфере атомов Cl и Br из  $CH_3Cl$  и  $CH_3Br$  вследствие биологических процессов в океане и разложения биомассы, а также вследствие образования сульфатов при извержении вулканов [15]. Актуальной является также искусственная убыль озона вследствие появления в атмосфере хлоридов за счет антропогенных факторов. Первым источником  $ClO_x$  (начиная с 20-х годов) был

**Таблица 2.** Изменение со временем общего содержания озона и площади „озоновой“ дыры над Антарктидой (площадь области, где общее содержание озона  $< 220$  DU)

Год	Общее содержание озона, DU	Площадь „озоновой дыры“, $10^6$ км <sup>2</sup>
1978	220	
1979	210	0.02
1980	195	0.47
1981	206	0.24
1982	182	3
1983	170	6.8
1984	154	9.33
1985	143	13.3
1986	159	9.90
1987	121	19.2
1988	179	8.19
1989	124	18.9
1990	126	17.7
1991	110	18.8
1992	121	21.2
1993	85	21.9
1994	90	24

*Примечание.* Измерения [20] проводились в разные годы в интервале 15 сентября—15 октября с помощью спутников TOMS/Метеор-3.

CCl<sub>4</sub> — распространенный индустриальный растворитель [16], а затем, начиная с 30-х годов — хлорфторуглероды (фреоны). В настоящее время источниками хлорфторуглеродов являются [17]: кондиционеры (19%), производство пенопластов и пеноизоляторов (28%), холодильники (9%), растворители (12%), аэрозоли (5%), стерилизаторы (4%) и другие (22%).

В результате естественных и искусственных процессов количество озона в атмосфере существенно уменьшается, причем [18–20]:

- 1) в высоких широтах уменьшается больше, чем вблизи экватора;
- 2) изменяется в течение года; например, минимальное количество озона в районе южного полюса наблюдается в сентябре—октябре;
- 3) уменьшается от года к году, во всех местностях, особенно в высоких широтах; за 10 лет (1988–1998 гг.) общее содержание озона над Землей уменьшилось на 5–8%.

„Озоновой дырой“ обычно называется локальное уменьшение содержания озона над Землей, проявляющееся, во-первых, в устойчивом уменьшении общего содержания озона осенью (например, в 1987 г. общее содержание озона уменьшилось вблизи южного полюса в 2 раза по сравнению с 1979 г.) и, во-вторых, в более позднем наступлении максимального значения для этого года. В 1993 г. над Антарктидой было зарегистрировано рекордно низкое содержание озона (85 DU вместо обычных значений в октябре 1978 г. 220 DU) (табл. 2) [20].

В Арктике степень уменьшения общего содержания озона составляет 1.2–2% в год, и в 1985–1986 гг. озона

над Арктикой стало меньше на 8–12% по сравнению с 1979–1980 гг. [8]. В средних широтах общее содержание озона уменьшается не так сильно, но устойчиво. Например [21], в Саппоро (43° N) количество озона зимой—весной 1992 г. уменьшилось на 10–15% по сравнению с 1985 г., причем это уменьшение происходило главным образом на высоте  $\sim 24$  км.

Спутниковые измерения последних лет показали устойчивое уменьшение общего содержания озона в средних широтах северного и южного полушарий ( $\sim 2$ –4% в десятилетие) и отсутствие значительных изменений содержания озона в тропиках. В северном полушарии наибольшие потери озона происходили на высоте 40 км над уровнем моря ( $7.4 \pm 2\%$  в десятилетие), на высоте 20 км ( $5.1 \pm 1.8\%$  в десятилетие) и на высоте 15 км ( $7.3 \pm 4.6\%$  в десятилетие) [22].

Озоновый слой предотвращает попадание на Землю вредного УФ излучения Солнца с  $\lambda = 0.2$ –0.3 мкм, вызывающего разрушение ДНК и раковые заболевания. Из-за уменьшения толщины озонового слоя увеличивается плотность потока УФ-излучения, достигающего Земли, особенно в биологически опасной области спектра. Например, при уменьшении общего содержания озона от 280 до 240 DU со скоростью 0.12 DU в день плотность потока биологически опасного излучения (0.305–0.34 мкм) в Тибете [23] при высоте Солнца 30° возрастала со скоростью 0.13 мВт/м<sup>2</sup> в день. Аналогичные зависимости наблюдались и в Европе [24]. Измерения в Рейкьявике, Брюсселе, Гармише и Салониках при зенитном угле 63° показали, что уменьшение общего содержания озона от  $\sim 360$  до  $\sim 300$  DU в 1990–1997 гг. является основным фактором долговременного возрастания плотности потока излучения на длине волны 0.305 мкм в 1.7 раза.

Эпидемиологические исследования в США показали, что с уменьшением толщины озонового слоя и ростом интенсивности биологически опасного УФ-излучения нелинейно и значительно возрастает частота раковых заболеваний. Так, при уменьшении общего содержания озона на  $\sim 5\%$  число заболеваний возрастает на 11–13% [25]. Если не предпринимать никаких действий по сокращению производства хлорфторуглеродов, то к 2075 г. может разрушиться половина озонового слоя, при этом число заболеваний раком на Земле возрастет до 154 млн случаев в год (против нынешних 9.5 млн), а число умерших — до 3 млн (вместо 0.1 млн) [17]. В связи с этим в 1998 г. практически всеми государствами был подписан Монреальский протокол о сокращении производства хлорфторуглеродов с июля 1998 г. до 50% от уровня 1986 г., а в июне 1998 г. — Лондонский протокол, согласно которому это производство должно быть сокращено до 50% в 1995 г. и полностью прекращено с 2000 г. (для развивающихся стран — с 2010 г.). При этом предполагалось, что хлорфторуглероды будут либо заменены фторуглеродами, либо в них будут введены добавки в виде молекул водорода для разрушения этих соединений в низких слоях атмосферы. Такая замена увеличит стоимость производства в 2–3 раза, однако

это позволит сохранить озоновый слой. Эти условия были подтверждены на Международных совещаниях в 1992 г. в Копенгагене и в 1995 г. в Вене [26,27], где предполагалось принять меры для восстановления озонового слоя к середине 21-го века.

### 3. Полупроводниковые материалы для ультрафиолетового фотоэлектронного преобразования

Полупроводниковые фотоэлектронные преобразователи обычно характеризуются рядом параметров, главные из которых [28–30]:

- спектральная область фоточувствительности  $\Delta\lambda$ ;
- квантовая эффективность  $\gamma = (1 - R)\eta(1 - \sigma)$  или токовая фоточувствительность  $S_I = \gamma/h\nu$ ;
- площадь фотоприемной поверхности  $S_{\text{эф}}$ ;
- рабочее напряжение  $V_{\text{ор}}$ ;
- темновой ток  $I_d$  и дифференциальное сопротивление в нуле напряжений  $R_0 = nkT/qI_0$ ;
- удельная обнаружительная способность  $D^* = (2G/hct)^{1/2}$ ;
- порог фоточувствительности (шумовой эквивалент мощности)  $NEP = \Phi V_n/V_p(\Delta f)^{1/2}$ ;
- быстродействие  $\tau$  (или граничная рабочая частота  $f_d$ );
- температурные коэффициенты параметров  $\alpha_T$ ;
- емкость  $C$ ;
- максимальная мощность рассеяния  $P_{\text{max}}$ ;
- операционные параметры — стабильность, устойчивость к ионизирующему излучению, максимально допустимое рабочее напряжение  $V_{\text{max}}$ , масса  $m$ , габариты.

Здесь  $\lambda$  — длина волны падающего излучения,  $R$  — коэффициент отражения света от поверхности структуры,  $\eta$  — внутренний квантовый выход,  $\sigma$  — коэффициент потерь,  $h\nu$  — энергия кванта света,  $n$  — коэффициент идеальности,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура (в К),  $q$  — заряд электрона,  $I_0$  — ток насыщения,  $G$  — скорость генерации носителей,  $h$  — постоянная Планка,  $c$  — скорость света,  $t$  — толщина детектора,  $\Phi$  — поток падающего излучения,  $V_p$  — напряжение фотоответа,  $V_n$  — шумовое напряжение,  $f$  — частота,  $\Delta f$  — ширина полосы.

В соответствии с этими параметрами рассмотрим свойства исходных полупроводников.

Длинноволновая граница идеального фотоэлектронного преобразователя должна соответствовать границе видимой и УФ областей ( $\lambda = 0.38$  мкм), т.е. коэффициент поглощения света в исходном полупроводнике должен быть как можно меньшим при  $\lambda > 0.38$  мкм и как можно большим при  $\lambda < 0.38$  мкм.

Как правило, требуемая спектральная область достигается одним из трех способов:

- 1) использование полупроводников с шириной запрещенной зоны  $E_g$ , близкой к 3.2 эВ, таких как GaN, AlGaN, 6C-SiC, 4H-SiC.

- 2) использование непрямозонных полупроводников с величиной  $E_g$ , существенно меньшей 3.2 эВ, но с пороговой энергией прямых переходов  $E_0$ , близкой к этой величине, — например, GaP ( $E_g = 2.26$  эВ,  $E_0 = 2.8$  эВ); при этом предполагается, что коэффициент поглощения света при  $h\nu < E_0$  должен быть достаточно мал, а при  $h\nu > E_0$  — достаточно велик;

- 3) использование хорошо освоенных промышленностью полупроводников, таких как Si, и применение корректирующих УФ светофильтров.

Зонные параметры и коэффициенты поглощения основных полупроводниковых материалов приведены в табл. 3 [31–42].

Рабочее напряжение фотоприемников, работающих в режиме фотодиода, ограничивается напряжением пробоя. Величина напряжения пробоя  $V_{\text{BR}}$  в случае лавинного умножения для резких  $p$ - $n$ -переходов и диодов Шоттки [43] приблизительно составляет

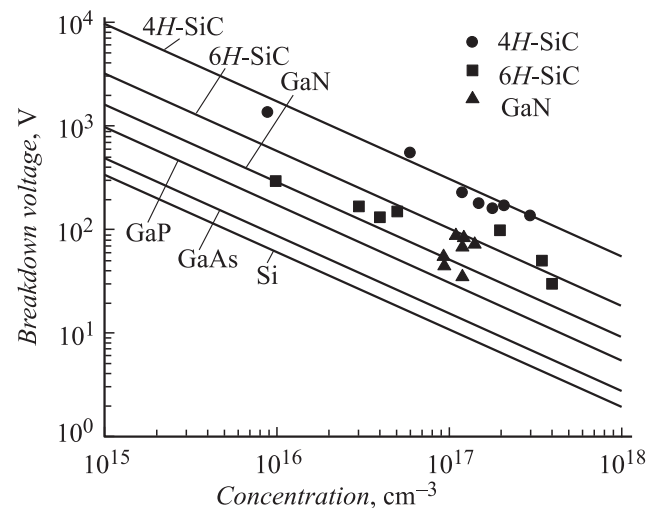
$$V_{\text{BR}}[B] = 60 \left( \frac{E_g}{1.1} \right)^{3/2} \left( \frac{N}{10^{16}} \right)^{-3/4},$$

а для  $p$ - $n$ -переходов с плавным (линейным) распределением примесей в слое объемного заряда —

$$V_{\text{BR}}[B] = 60 \left( \frac{E_g}{1.1} \right)^{3/2} \left( \frac{a}{3 \cdot 10^{20}} \right)^{-2/5}$$

( $E_g$  — ширина запрещенной зоны в эВ,  $N$  — концентрация нескомпенсированных носителей заряда в  $\text{см}^{-3}$ ,  $a$  — градиент концентрации носителей заряда в слое объемного заряда в  $\text{см}^{-4}$ ).

В табл. 4 приведены основные параметры полупроводниковых материалов [44–48], а на рис. 3 — зависимость напряжения пробоя резких переходов от концентрации носителей заряда в исходном материале [43,47,49,50].



**Рис. 3.** Зависимость напряжения пробоя резких переходов от концентрации основных носителей заряда в полупроводнике при 300 К. Точки — экспериментальные данные для 6H-SiC [48], 4H-SiC [49], GaN [47]; линии — теоретический расчет [43,50]. Экспериментальные данные для Si, GaAs, GaP практически совпадают с теорией.

**Таблица 3.** Зонные параметры и коэффициенты поглощения основных полупроводниковых материалов при 300 К [31–42]

Полупроводник	Si	GaAs	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , $x = 0.491$	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , $x = 0.804$	GaP	GaN
$E_g$ , эВ	1.12	1.425	2.04	2.09	2.26	3.39
$E_0$ , эВ	3.4		2.08	2.6	2.78	
Энергия фотонов, эВ	Коэффициент поглощения, $\text{см}^{-3}$					
2.4	$1.465 \cdot 10^4$	$9.0 \cdot 10^4$	$4.997 \cdot 10^4$	$8.7 \cdot 10^4$	$8.6 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^2$
2.6	$2.381 \cdot 10^4$	$1.42 \cdot 10^5$	$7.7 \cdot 10^4$	$2.742 \cdot 10^4$	$2.94 \cdot 10^4$	
2.8	$4.65 \cdot 10^4$	$2.81 \cdot 10^5$	$1.22 \cdot 10^5$	$5.812 \cdot 10^4$	$3.342 \cdot 10^4$	
3.0	$8.173 \cdot 10^4$	$5.92 \cdot 10^5$	$2.08 \cdot 10^5$	$1.07 \cdot 10^5$	$6.826 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^3$
3.2	$2.043 \cdot 10^5$	$7.42 \cdot 10^5$	$4.34 \cdot 10^5$	$1.75 \cdot 10^5$	$1.093 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^3$
3.4	$9.32 \cdot 10^5$	$7.15 \cdot 10^5$	$6.62 \cdot 10^5$	$3.07 \cdot 10^5$	$1.96 \cdot 10^5$	
3.6	$1.09 \cdot 10^6$	$7.17 \cdot 10^5$	$7.36 \cdot 10^5$	$5.70 \cdot 10^5$	$4.99 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^5$
3.8	$1.225 \cdot 10^6$	$7.35 \cdot 10^5$	$7.48 \cdot 10^5$	$7.75 \cdot 10^5$	$9.86 \cdot 10^5$	$1.25 \cdot 10^5$
4.0	$1.454 \cdot 10^6$	$7.78 \cdot 10^5$	$7.88 \cdot 10^5$	$8.59 \cdot 10^5$	$8.80 \cdot 10^5$	$1.25 \cdot 10^5$
4.2	$1.974 \cdot 10^6$	$8.81 \cdot 10^5$	$8.71 \cdot 10^5$	$9.30 \cdot 10^5$	$8.78 \cdot 10^5$	$1.4 \cdot 10^5$
4.4	$2.383 \cdot 10^6$	$1.143 \cdot 10^6$	$1.048 \cdot 10^6$	$1.065 \cdot 10^6$	$9.32 \cdot 10^5$	$1.6 \cdot 10^5$
4.6	$2.181 \cdot 10^6$	$1.478 \cdot 10^6$	$1.467 \cdot 10^6$	$1.458 \cdot 10^6$	$1.106 \cdot 10^6$	$1.7 \cdot 10^5$
4.8	$1.936 \cdot 10^6$	$1.834 \cdot 10^6$	$1.897 \cdot 10^6$	$1.831 \cdot 10^6$	$1.506 \cdot 10^6$	$1.8 \cdot 10^5$
5.0	$1.806 \cdot 10^6$	$2.070 \cdot 10^6$	$1.919 \cdot 10^6$	$1.907 \cdot 10^6$	$1.840 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^5$
5.2	$1.767 \cdot 10^6$	$1.836 \cdot 10^6$	$1.780 \cdot 10^6$	$1.831 \cdot 10^6$	$2.198 \cdot 10^6$	
5.4	$1.842 \cdot 10^6$	$1.685 \cdot 10^6$	$1.666 \cdot 10^6$	$1.699 \cdot 10^6$	$2.129 \cdot 10^6$	
5.6	$1.82 \cdot 10^6$	$1.598 \cdot 10^6$	$1.57 \cdot 10^5$	$1.584 \cdot 10^6$	$1.871 \cdot 10^6$	
5.8	$1.79 \cdot 10^6$	$1.543 \cdot 10^6$	$1.512 \cdot 10^6$	$1.505 \cdot 10^6$	$1.724 \cdot 10^6$	
6.0	$1.769 \cdot 10^6$	$1.503 \cdot 10^6$	$1.771 \cdot 10^6$	$1.465 \cdot 10^6$	$1.635 \cdot 10^6$	
Источник	[31]	[31]	[33]	[33]	[31]	[38,42]

Полупроводник	AlN	BN	4H-SiC	6H-SiC	ZnSe	ZnO
$E_g$ , эВ	6.2	4.5–5.5	3.23	3.0	2.7	3.46
$E_0$ , эВ		8.5	5–6	5–6		3.46
Энергия фотонов, эВ	Коэффициент поглощения, $\text{см}^{-3}$					
2.4					2	
2.6					20	
2.8					$2 \cdot 10^2$ (2.65 эВ)	
3.0				15		
3.2			16	$3 \cdot 10^2$		$4 \cdot 10^2$
3.4			$1 \cdot 10^2$	$1.1 \cdot 10^3$		$3.8 \cdot 10^4$
3.6			$5 \cdot 10^2$	$1.5 \cdot 10^3$		$2 \cdot 10^4$
3.8			$1.4 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^3$		
4.0	$5 \cdot 10^2$			$4 \cdot 10^3$		
4.2	$2 \cdot 10^3$			$6 \cdot 10^3$		
4.4	$4 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^4$		$10^4$		
4.6	$5 \cdot 10^3$					
4.8	$6 \cdot 10^3$			$3 \cdot 10^4$		
5.0	$7 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^4$		$5 \cdot 10^4$		
5.2	$8 \cdot 10^3$	$7 \cdot 10^4$				
5.4	$1 \cdot 10^4$	$8 \cdot 10^4$				
5.6	$2 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^5$				
5.8	$4 \cdot 10^4$	$1.5 \cdot 10^5$				
6.0	$5 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^5$				
6.2	$1.5 \cdot 10^5$					
Источник	[36]	[35]	[34]	[32,37]	[39]	[40]

**Таблица 4.** Основные параметры полупроводниковых материалов [44–48]

Полупроводник	Si	GaAs	AlAs	GaP	GaN	AlN
Ширина запрещенной зоны, эВ	1.12	1.425	2.17	2.26	3.39	6.1
Поле при пробое (критическое поле), В/см	$3 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$	$(1.2-1.5) \cdot 10^6$
Термическая скорость, см/с:						
электронов	$2.4 \cdot 10^7$	$4.4 \cdot 10^7$	$2.3 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7$	$2.6 \cdot 10^7$	$1.85 \cdot 10^7$
дырок	$1.65 \cdot 10^7$	$1.8 \cdot 10^7$	$1.3 \cdot 10^7$	$1.3 \cdot 10^7$	$9.4 \cdot 10^6$	$0.41 \cdot 10^7$
Теплопроводность, Вт/см $\cdot$ °С	1.3	0.55	0.91	1.1	1.3	2.85
Температура плавления, °С	1412	1240	1740	1457	2500	2750
Диэлектрическая проницаемость:						
статическая	11.7	12.9	10.06	11.1	8.9	8.5
высокочастотная		10.89	8.16	9.11	5.35	4.6
Плотность, г/см $^3$	2.329	5.23	3.76	4.19	6.15	3.23

Полупроводник	BN ( <i>b</i> )	4H-SiC	6H-SiC	C (алмаз)	ZnO	ZnSe
Ширина запрещенной зоны, эВ	4.5–5.5	3.23	3.0	5.5	3.46	2.7
Поле при пробое (критическое поле), В/см	$(1-6) \cdot 10^6$	$(3-5) \cdot 10^6$	$(3-5) \cdot 10^6$	$10^6-10^7$		
Термическая скорость, см/с:						
электронов		$1.9 \cdot 10^7$	$1.5 \cdot 10^7$	$2.7 \cdot 10^7$		
дырок		$1.2 \cdot 10^7$	$1.2 \cdot 10^7$			
Теплопроводность, Вт/см $\cdot$ °С	7.4	3.7	4.9	6–20		
Температура плавления, °С	~ 4000	2800	2800	4370	2300	1793
Диэлектрическая проницаемость:						
статическая	5.1–6.8	9.66	9.66	5.7	8.7	9.1
высокочастотная	4.2–4.5	6.52	6.52		3.7	6.3
Плотность, г/см $^3$	3.48	3.21	3.21	3.52	5.67	5.28

**Таблица 5.** Максимально достигнутые экспериментальные значения подвижности носителей заряда, диффузионной длины и времени жизни неравновесных носителей заряда в полупроводниках при  $T = 300$  К [44,45,51]

Параметр	GaAs	GaP	C (алмаз)	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$
Подвижность, см $^2$ /В $\cdot$ с:				
электроны	8500	250	2200	$-255 + 1160x - 720x^2$ ( $x > 0.45$ )
дырки	400	150	1800	$370 - 970x + 740x^2$
Время жизни неравновесных носителей, с:				
электроны	$5 \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^{-7}$		$3 \cdot 10^{-8}$ ( $x = 0.4$ )
дырки	$3 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-6}$		$10^{-9}$ ( $x = 0.3$ )
Диффузионная длина, мкм:				
электроны	10	7		
дырки	30–50	20		

Параметр	GaN	AlN	BN	ZnO	4H-SiC	6H-SiC
Подвижность, см $^2$ /В $\cdot$ с:						
электроны	1245	300	200	2 (при $10^{18}$ см $^{-3}$ )	900	400
дырки	350	14	500		120	90
Время жизни неравновесных носителей, с:						
электроны					$10^{-9}$	$10^{-9}$
дырки					$6 \cdot 10^{-7}$	$4.5 \cdot 10^{-7}$
Диффузионная длина, мкм:						
электроны					1.5	1.0
дырки	3.5				12	10

**Таблица 6.** Значения ширины запрещенной зоны при 0 К  $E_g(0)$  и параметров  $\alpha_T$  и  $T_0$ , а также  $dE_g/dT$  для различных полупроводников [44–46,52,53]

Полупроводник	Si	GaAs	AlAs	GaP	GaN	AlN
$E_g(0)$ , эВ	1.17	1.519	2.249	2.34	3.47	6.14
$\alpha_T$ , эВ/К	$1.73 \cdot 10^{-4}$	$5.41 \cdot 10^{-4}$	$4.6 \cdot 10^{-4}$	$6.2 \cdot 10^{-4}$	$7.7 \cdot 10^{-4}$	$1.8 \cdot 10^{-3}$
$T_0$ , К	636	204	204	460	600	1462

Полупроводник	4H-SiC	6H-SiC	CdS	ZnO	ZnS	ZnSe
$E_g(0)$ , эВ	3.26	3.02	2.557			
$\alpha_T$ , эВ/К	$6.5 \cdot 10^{-4}$	$6.5 \cdot 10^{-4}$	$8.21 \cdot 10^{-4}$			
$T_0$ , К	1300	1200	450			
$dE_g/dT$ , эВ/К				$-2.9 \cdot 10^{-4}$	$-5.1 \cdot 10^{-4}$	$-4.5 \cdot 10^{-4}$

Концентрация основных носителей в полупроводниковом материале должна быть, с одной стороны, достаточно высокой (узкий слой объемного заряда) для создания высокой фоточувствительности и низкого последовательного сопротивления, а с другой стороны, — достаточно малой (широкий слой объемного заряда) для обеспечения низкого темнового тока, малой емкости и высокого напряжения пробоя.

Степень структурного совершенства полупроводникового материала можно с большой степенью определенности характеризовать величинами подвижности носителей заряда, диффузионной длины неравновесных носителей заряда, времени жизни (табл. 5 [44,45,51]) и их близостью к теоретическому пределу.

Температурные зависимости основных параметров фотоэлектротрансформаторов существенным образом связаны с зависимостью  $E_g = f(T)$  для исходного полупроводника, которая обычно определяется формулой Варшни [52]

$$E_g = E_g(0) - \alpha_T \frac{T^2}{T + T_0},$$

где  $E_g$  и  $E_g(0)$  — ширина запрещенной зоны (эВ) при температурах  $T$  и 0 К. Значения ширины запрещенной зоны при 0 К  $E_g(0)$  и параметров  $\alpha_T$  и  $T_0$ , а также  $dE_g/dT$  для различных полупроводников приведены в табл. 6 [44–46,52,53].

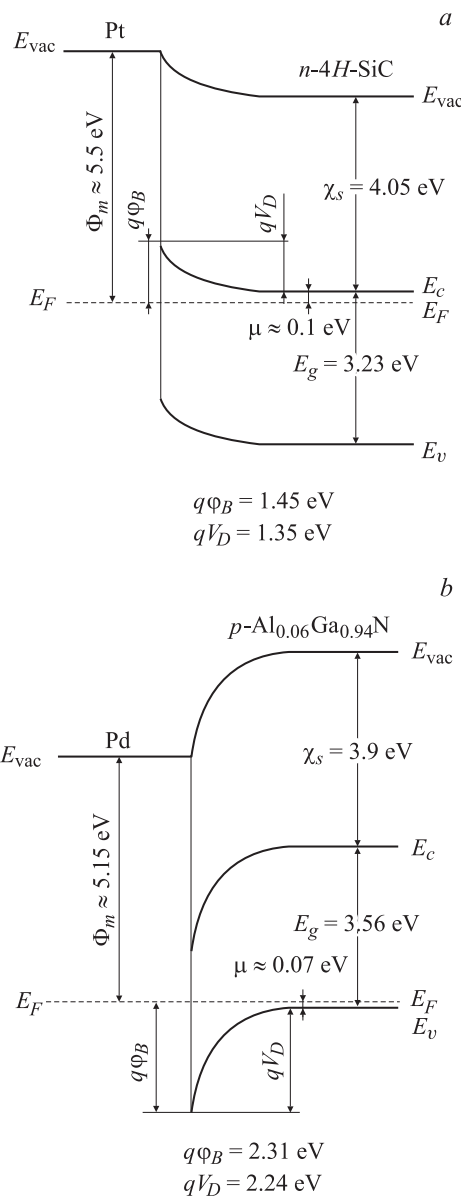
#### 4. Механизм фотоэлектротрансформации в структурах на основе широкозонных полупроводников

Общая плотность тока  $J$  через структуру с потенциальным барьером зависит от напряжения  $V$  и светового потока  $\Phi$ :

$$J(V, \Phi) = J_d(V) - J_{ph}(\Phi),$$

$$J_{ph}(\Phi) = \eta q S \Phi,$$

где  $J_d$  — плотность темнового тока,  $J_{ph}$  — плотность фототока,  $\eta$  — квантовая эффективность,  $S$  — площадь поверхности.



**Рис. 4.** Энергетические диаграммы барьеров Шоттки для полупроводников  $n$ - и  $p$ -типа проводимости на примере Pt– $n$ -4H-SiC (а) и Pd– $p$ -Al<sub>0.06</sub>Ga<sub>0.94</sub>N (б).  $E_{vac}$  — уровень вакуума,  $E_F$  — уровень Ферми,  $E_C$ ,  $E_V$  — края зоны проводимости и валентной зоны.



**Таблица 7.** Работа выхода электронов из металлов  $\Phi_m$  [43,54], энергия сродства к электрону полупроводников  $\chi_s$  [44,45], плотность поверхностных состояний для полупроводников  $D_s$  [43,55,56] и ориентировочные значения высоты потенциального барьера Шоттки  $q\phi_B$

Полупроводник		Si		GaAs		GaP		CdS
$E_g, \text{эВ}$		1.12		1.425		2.26		2.43
$\chi_s, \text{эВ}$		4.05		4.07		3.8		4.77
$D_s, \text{см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$		$2.7 \cdot 10^{13}$		$12.5 \cdot 10^{13}$		$2.7 \cdot 10^{13}$		$1.6 \cdot 10^{13}$
Металл	$\Phi_m, \text{эВ}$	$q\varphi_B, \text{эВ}$						
		$n$	$p$	$n$	$p$	$n$	$p$	$n$
Mg	3.61					1.04		
In	3.97							
Ti	3.83–4.33					1.12		
Al	4.18					1.07		
Ag	4.42					1.20		
W	4.55							
Cr	4.4–4.6					1.06		
Cu	4.59					1.20		
Au	5.1–5.2					1.30		
						1.19 [57]		
Ni	5.15–5.2	0.67	0.51	0.9	0.42	1.19 [57]		0.45
						1.27		
Pt	5.43–5.65			0.84		1.45		1.10

Полупроводник		4H-SiC	6H-SiC	GaN (вюрцит)		ZnSe	ZnO	ZnS	
$E_g, \text{эВ}$		3.23	3.0	3.39		2.7	3.46	3.60	
$\chi_s, \text{эВ}$		4.05	4.07	4.1		4.09			
$D_s, \text{см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$		$\sim 10^{13}$	$\sim 10^{13}$	$(1-2) \cdot 10^{11}$ (для SiO <sub>2</sub> –GaN) [56]					
Металл	$\Phi_m, \text{эВ}$	$q\varphi_B, \text{эВ}$							
		$n$	$n$	$n$	$p$	$n$	$n$	$n$	
Mg	3.61		0.3 [58]		0.59 [54]	0.65 [59]	0.76	0.30	1.50
In	3.97								
Ti	3.83–4.33								
Al	4.18								
Ag	4.42								
Cr	4.4–4.6								
Cu	4.59								
Au	5.1–5.2								
Pd	5.12–5.17								
		1.5 [61]		0.53–0.58 [62]					
		1.15 [63]		1.35–1.41 [64]		1.10	0.45	1.75	
			0.3 (Si)	1.03 [59]	0.57 [59]	1.36	0.65	2.00	
			0.9–1.0 (C) [58]	0.87–0.94 [59]	2.48 [65]				
			0.8–1 (Si)	0.91 [54]			0.68	1.87	
			1.1–1.5 (C) [58]						
			1.2–1.3 (C)						
			1.4–1.5 (Si) [58]						
			1.6 (C)						
			1.1–1.3 (Si) [58]						
			1.29 [66]	0.9–1 [67]	0.50 [59]				
					2.4 [68]				
					0.50 [59]	1.40	0.75	1.84	
					0.47 [70]				

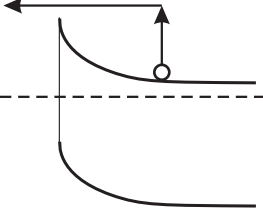
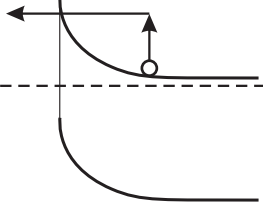
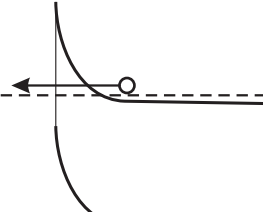
Примечание. Для значений  $q\phi_B$  в случае, когда источник данных не указан, приведены данные согласно [43], в остальных случаях [57–70].  $n, p$  — тип проводимости.

## 4.1. Барьеры Шоттки

**4.1.1. Энергетическая диаграмма.** Диоды Шоттки (поверхностно-барьерные диоды) со структурой металл–полупроводник ( $m-s$ ) широко используются в

качестве УФ фотоэлектронпреобразователей, поскольку область поглощения коротковолнового излучения находится вблизи поверхности полупроводника, в слое объемного заряда, где присутствует высокое электрическое поле и, следовательно, поверхностная рекомби-

**Таблица 8.** Основные механизмы протекания тока в барьерах Шоттки на основе широкозонных полупроводников с высокой подвижностью основных носителей заряда

Механизм	Условие выполнения	Вид ВАХ	Особенности ВАХ
Термоэлектронная эмиссия 	$kT > E_{00}$	$I_f = A^* S T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{nkT} - 1\right) =$ $= I_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT} - 1\right),$ $I_r = A^* S T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_B}{kT}\right)$	$I_f \propto \exp V$ $\frac{I_0}{AT^2} \propto \exp\left(\frac{1}{T}\right)$
Термополевая эмиссия 	$kT \approx E_{00}$	$I_f = I_0 \exp\left(\frac{qV}{E_0}\right), E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right),$ $E_{00} = \left(\frac{qh}{2}\right) \sqrt{\frac{N}{\epsilon_0 \epsilon_s m^*}} = 18.5 \cdot 10^{15} \sqrt{\frac{N}{\epsilon_s m^*}}$	
Туннелирование (полевая эмиссия) 	$kT < E_{00}$	$I_f = I_0 \exp\left(\frac{qV}{E_0}\right)$	$I_f \propto \exp \frac{B}{\sqrt{N}}$

*Примечание.*  $I_0$  — ток насыщения,  $V$  — напряжение,  $I_f$  — прямой ток,  $I_r$  — обратный ток,  $A^*$  — эффективная постоянная Ричардсона,  $S$  — площадь,  $\phi_B$  — высота потенциального барьера,  $N$  и  $m^*$  — концентрация и эффективная масса нескомпенсированных носителей,  $\epsilon_0$  и  $\epsilon_s$  — диэлектрическая проницаемость вакуума и полупроводника.

нация не оказывает существенного влияния на процесс фотоэлектрореобразования.

Высота идеального (не содержащего промежуточного слоя) барьера Шоттки  $\phi_B$  на основе полупроводников, в которых плотность поверхностных состояний мала, определяется работой выхода электронов из металла  $\Phi_m$  и сродством к электрону полупроводника  $\chi_s$  (рис. 4):

$$q\phi_B = \Phi_m - \chi_s \quad (n\text{-тип}), \quad q\phi_B = E_g - \Phi_m + \chi_s \quad (p\text{-тип}).$$

Если полупроводник имеет высокую плотность поверхностных состояний  $D_s$ , сконцентрированных на уровне  $\phi_0$  в запрещенной зоне (случай GaAs) или в зоне проводимости (случай InAs), причем половина из них заполнена электронами, а половина пустая, то говорят, что уровень Ферми закреплен на поверхности полупроводника на уровне нейтральности  $\phi_0$ . В случае полупроводника  $n$ -типа проводимости высота барьера Шоттки, содержащего промежуточный диэлектрический

слой толщиной  $\delta$ , составляет

$$q\phi_B \approx \gamma(\Phi_m - \chi_s) + (1 - \gamma)(E_g - \phi_0),$$

где

$$\gamma = \frac{\epsilon_s}{\epsilon_s + q\delta D_s}$$

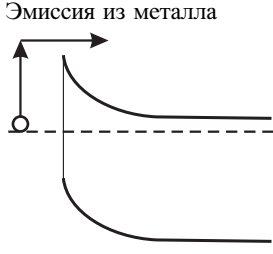
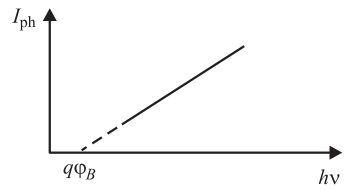
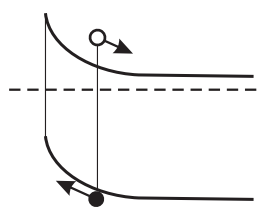
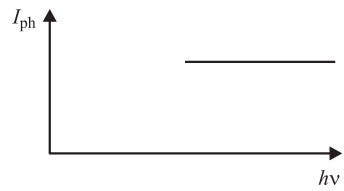
( $\epsilon_s$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника).

В табл. 7 приведены значения  $\Phi_m$  [43,54],  $\chi_s$  [44,45],  $D_s$  [43,55,56] и ориентировочные значения высоты потенциального барьера Шоттки  $q\phi_B$  [43,57–70].

**4.1.2. Темновой ток.** Существуют три основных механизма протекания темнового тока  $I_d$  в барьерах Шоттки на основе широкозонных полупроводников с высокой подвижностью основных носителей заряда [71] (табл. 8).

1) Если концентрация носителей заряда мала (потенциальный барьер широкий), то ток протекает за счет термического возбуждения электронов и их

Таблица 9. Основные механизмы протекания фототока в барьерах Шоттки

Механизм	Условие выполнения	$I_{ph} = f(V)$
<p>Эмиссия из металла</p> 	$q\phi_B < h\nu < E_g$	 $I_{ph} \propto (h\nu - q\phi_B)^2$
<p>Собственное поглощение и разделение носителей</p> 	$h\nu > E_g (E_0)$	 $I_{ph} = -q\eta D\Phi \frac{1 - \exp(-\alpha W)}{1 + \alpha L_p}$

Примечание.  $\eta$  — внутренний квантовый выход,  $D$  — коэффициент пропускания,  $\Phi$  — плотность потока падающих фотонов,  $\alpha$  — коэффициент поглощения света,  $W$  — ширина слоя объемного заряда,  $L_p$  — диффузионная длина неосновных носителей заряда (дырок).

перехода из полупроводника в металл или обратно (термоэлектронная эмиссия). В данном случае зависимость тока от напряжения экспоненциальная, ее наклон в полулогарифмическом масштабе  $q/nkT$ , где величина коэффициента идеальности  $n$  при учете влияния сил изображения на высоту потенциального барьера должна быть равна 1.01–1.05. Зависимость  $I_0/AT^2 = f(1/T)$  (график Ричардсона) должна быть линейной в полулогарифмическом масштабе, а ее наклон должен составлять  $q\phi_B/k$ .

- 2) Если концентрация носителей заряда в полупроводнике очень велика (потенциальный барьер достаточно узок), то ток протекает за счет туннелирования сквозь барьер по всей его высоте (полевая эмиссия).
- 3) Если концентрация носителей заряда в полупроводнике не так велика, чтобы носители могли туннелировать через барьер по всей его высоте, то ток обусловлен термическим возбуждением носителей и туннелированием их сквозь вершину барьера (теория термополевой эмиссии).

Обычно при нормальных условиях и обычных концентрациях носителей заряда в GaAs, GaP, GaN экспериментальные результаты соответствуют теории термоэлектронной эмиссии [57,62,72,73].

#### 4.1.3. Фототок. Фоточувствительность $m-s$ -структур определяется (табл. 9):

- 1) генерацией электронов в металле и переходом их в полупроводник при энергии фотонов  $h\nu > q\phi_B$  (формула Фаулера) [74,75];

- 2) генерацией электронно-дырочных пар в полупроводнике и разделением их полем объемного заряда при энергии фотонов  $h\nu > E_g$  (формула Гартнера) [76].

Второй процесс — существенно более эффективный, чем первый, и поэтому длинноволновая граница спектра фототока короткого замыкания обычно близка к ширине запрещенной зоны  $E_g$  в прямозонных полупроводниках и к пороговой энергии прямых оптических переходов  $E_0$  в непрямозонных полупроводниках.

При  $h\nu \gg E_g$  с ростом  $h\nu$  всегда наблюдается спад квантовой эффективности фотоэлектронпреобразования. Разработано несколько теорий для объяснения этого спада [77–85]. В работе [77] на примере структуры Au–Si предполагалось, что спад связан с движением термализованных электронов против электрического поля, захватом их на поверхности полупроводника и рекомбинацией с дырками. В работах [78,79] спад объяснялся диффузией термализованных электронов из полупроводника в металл. Однако термализованные электроны за счет диффузии могут эффективно преодолевать потенциальные барьеры высотой не более  $kT/q$ , а эффективная длина, на которой потенциал вблизи поверхности полупроводника изменяется на величину  $kT/q$ , составляет  $kT/qE_m$  ( $E_m$  — максимальное электронное поле в слое объемного заряда). Поэтому эффективно „втягиваться“ в металл могут только фотоэлектроны, возникшие вблизи поверхности в слое шириной  $kT/qE_m$ . Эта длина обычно бывает существенно меньше глубины поглощения света (например, для  $m-s$ -структур на основе  $n$ -GaAs и  $n$ -GaP при  $N \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$  она  $< 10 \text{ нм}$ ), и диффузия термализованных электронов не должна

приводить к существенному падению фоточувствительности. В работах [80,81] предполагалось, что термоэлектронная эмиссия электронов и дырок в металл определяет коротковолновый спад квантовой эффективности, а в работе [82] в рамках диффузионно-дрейфового приближения теории термоэлектронной эмиссии были учтены рекомбинационные процессы на поверхности и получена зависимость квантовой эффективности фотоэлектропреобразования  $\gamma$  от коэффициента поглощения  $\alpha$ , ширины слоя объемного заряда  $W$  и диффузионной длины неосновных носителей заряда (дырок)  $L_p$ :

$$\gamma = A \left( 1 + \frac{\alpha L_p}{W} \right)^{-1} + B$$

( $A$  и  $B$  — коэффициенты).

В работах [83,84] предполагалось, что уменьшение фоточувствительности обусловлено транспортом горячих фотоэлектронов в металл и остыванием их в металле, так как толщина области термализации в структурах на основе полупроводников  $A^{III}B^V$  достаточно велика ( $\sim 100$  нм) и сравнима с длиной поглощения света. В работе [85] предполагалось, что коротковолновый спад может быть связан с образованием электронно-дырочных пар, в которых один из носителей имеет отрицательную эффективную массу, вследствие чего движется против электрического поля и исключается из процесса фотоэлектропреобразования. Однако экспериментальные данные согласуются с предложенными теориями потерь фотоносителей при  $h\nu \approx E_g$ ,  $h\nu \gtrsim E_g$  и лишь в очень узких областях при  $h\nu \gg E_g$ , хотя именно эта область наиболее актуальна для УФ фотометрии.

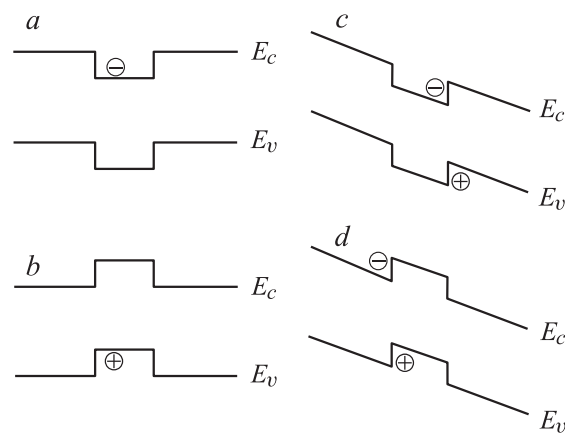
В работе [86] высказано предположение, что причиной уменьшения квантовой эффективности при  $h\nu \gg E_g$  может быть образование горячих экситонов в слое пространственного заряда. Возможность образования такого экситона была теоретически предсказана в работе [87], причем роль обратной эффективной массы  $m^*$  играет величина

$$\frac{1}{m^*} = 2 \frac{d^2}{d(\hbar k)^2} [E_c(k)E_v(k)] \Big|_{k=k_m},$$

где  $k_m$  — точка, соответствующая минимальному энергетическому зазору между зоной проводимости и валентной зоной. В  $\mathbf{k}$ -пространстве зоны Бриллюэна ряда полупроводников (GaAs, GaP, 4H-SiC) имеются области, в которых дно зоны проводимости идет почти ковариантно потолку валентной зоны, причем именно эти области существенны при поглощении УФ излучения. Например, для GaP такими областями являются окрестности  $L$ -точки зоны Бриллюэна с энергией зазора  $\sim 3.9$  эВ и окрестности  $X$ -точки с энергией зазора  $\sim 4.8$  эВ; для 4H-SiC такая область находится между  $\Gamma$ -точкой и  $M$ -точкой зоны Бриллюэна и соответствует энергии зазора  $\sim 5$  эВ. Образовавшиеся в этих областях фотоэлектроны и фотодырки двигаются в одном направлении с близкими по модулю скоростями и вследствие

кулоновского взаимодействия могут образовывать горячий экситон с большой эффективной массой и большой энергией связи (из-за малой дисперсионной кривизны). Такой экситон прочно связывает электрон и дырку, не давая им разделиться контактным полем в слое объемного заряда, способен достичь металла или квазинейтральной области и исключает фотоносители из дальнейшего процесса фотоэлектропреобразования.

В работах [88,89] изучалась температурная зависимость квантовой эффективности фотодиодов Шоттки и наблюдался температурный рост, объясненный захватом фотоносителей во флуктуационные ловушки. Теория предполагает, что несовершенства, всегда имеющиеся в приповерхностной области полупроводника, могут образовывать флуктуации профилей дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. В отсутствие электрического поля такие флуктуации приводят к локализации одного лишь только типа носителей (рис. 5,  $a, b$ ). Однако электрическое поле слоя объемного заряда превращает эти флуктуации в ловушки одновременно и для электрона, и для дырки (рис. 5,  $c, d$ ). Захваченные такой ловушкой электрон и дырка оказываются локализованными в пространстве и со временем рекомбинируют вследствие туннельного эффекта. Изменение температуры приводит к изменению концентрации свободных термализованных фотоносителей за счет захвата части из них флуктуационными ловушками. С ростом температуры концентрация свободных термализованных фотоносителей растет за счет термодиссоциации электронно-дырочных пар, захваченных ловушками. Следовательно, чем выше температура, тем больше квантовая эффективность фотоэлектропреобразования. Это происходит до тех пор, пока не наступит полное опустошение ловушек. Квантовая эффективность  $\gamma$  равна произведению вероятностей ряда последовательных событий: попадания фотона в полупроводник —  $(1 - R)$ ; рождения фотоном электронно-дырочной пары —  $\eta$ ; остывания этой пары в слое объемного заряда —  $(1 - \delta_{\text{hot}})$ ; разделения термализованной электронно-дырочной пары электрическим



**Рис. 5.** Приповерхностные флуктуации энергетических зон полупроводника в отсутствие электрического поля ( $a, b$ ) и в электрическом поле ( $c, d$ ).  $E_c$  — зона проводимости,  $E_v$  — валентная зона.

полем —  $(1 - \delta_{\text{therm}})$  ( $R$  — коэффициент отражения,  $\eta$  — внутренний квантовый выход,  $\delta_{\text{hot}}$  и  $\delta_{\text{therm}}$  — коэффициенты потерь горячих и термализованных фотоносителей). Таким образом,

$$\gamma = (1 - R)\eta(1 - \delta_{\text{hot}})(1 - \delta_{\text{therm}}).$$

Величина  $\delta_{\text{therm}}$  зависит только от отношения концентраций захваченных в ловушки фотоносителей  $n_{\text{loc}}$  и концентрации свободных фотоносителей  $n_f$ :

$$\delta_{\text{therm}} = \frac{n_{\text{loc}}}{n_f + n_{\text{loc}}}.$$

Считая, что  $\eta = 1$ , а высвобождение носителей из ловушек с энергией активации  $\Delta E$  происходит согласно статистике Больцмана,

$$1 - \delta_{\text{therm}} = \exp(-\Delta E/kT),$$

получаем

$$\gamma = (1 - R)(1 - \delta_{\text{hot}}) \exp(-\Delta E/kT).$$

Аппроксимация экспериментальных данных предложенной теоретической зависимостью показала хорошее соответствие теории флуктуационных ловушек для температурных зависимостей квантовой эффективности фотоприемников на основе GaAs [89], GaP [89], 4H-SiC [90].

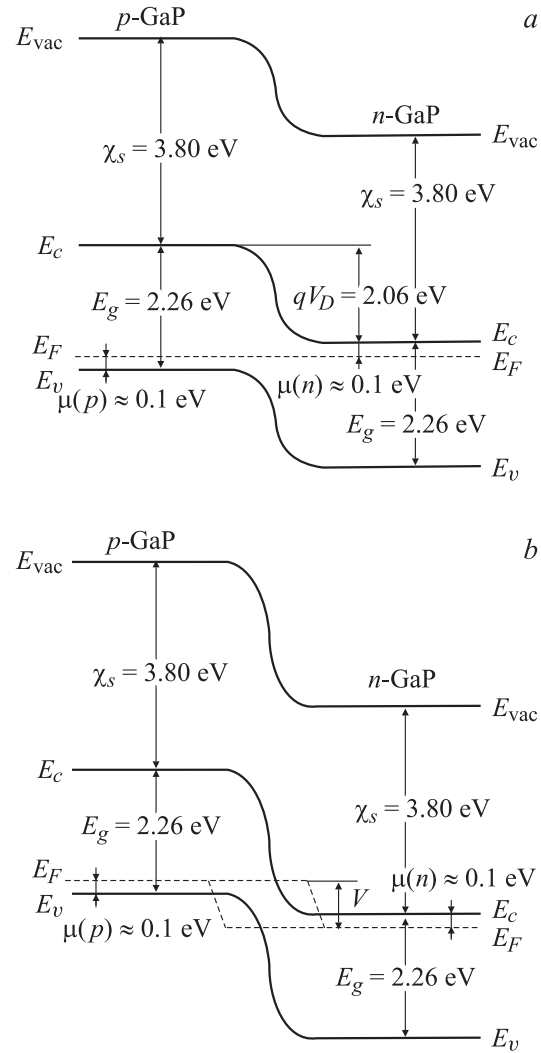
## 4.2. $P$ – $n$ -структуры

По сравнению с диодами Шоттки высота потенциального барьера в  $p$ – $n$ -переходах имеет большую величину и близка к ширине запрещенной зоны полупроводника  $E_g$  (рис. 6).

Зависимость темного тока  $I_d$  от напряжения  $V$  для идеального  $p$ – $n$ -перехода [43], в котором ток определяется диффузией и рекомбинацией в квазинейтральной толще (теория Шокли), — следующая:

$$\begin{aligned} I_d \equiv I_{\text{dif}} &= I_0 \left[ \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \\ &= S \left( \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \right) \left[ \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \end{aligned}$$

( $I_0$  — ток насыщения,  $n$  — коэффициент идеальности,  $S$  — площадь,  $D_p$ ,  $L_p$  и  $D_n$ ,  $L_n$  — коэффициенты диффузии и диффузионные длины дырок в  $n$ -области и электронов в  $p$ -области,  $p_{n0}$  и  $n_{p0}$  — равновесные концентрации дырок в  $n$ -области и электронов в  $p$ -области). В данном случае  $I$ – $V$ -зависимость линейна в полулогарифмическом масштабе с наклоном  $q/kT$  (т.е.  $n = 1$ ). Если же ток протекает за счет рекомбинации в слое объемного заряда, то зависимость темного тока от напряжения  $V$  для симметричного перехода (теория



**Рис. 6.** Энергетические диаграммы  $p$ – $n$ -переходов без смещения (а) и при обратном смещении (б) на примере GaP.  $E_{\text{vac}}$  — уровень вакуума,  $E_F$  — уровень Ферми,  $E_c$ ,  $E_v$  — края зоны проводимости и валентной зоны.

Саа–Нойса–Шокли) имеет вид

$$\begin{aligned} I_d \equiv I_{\text{rec}} &= I_0 \left[ \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - 1 \right] \\ &\approx \frac{n_i W kT}{2(V_d - V)\tau_{n0}} \left[ \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - 1 \right] \end{aligned}$$

( $n_i$  — собственная концентрация носителей в полупроводнике,  $W$  — ширина слоя объемного заряда,  $V_d$  — встроенный потенциал,  $\tau_{n0}$  — предельное время жизни электронов). В данном случае наклон  $I$ – $V$ -зависимости в полулогарифмическом масштабе равен  $q/2kT$  (т.е.  $n = 2$ ). В реальных приборах на основе широкозонных полупроводников рекомбинация в слое объемного заряда наблюдается при малых напряжениях, а диффузия и рекомбинация в толще полупроводника — при высоких напряжениях [43,91]. Между двумя участками

$I$ – $V$ -характеристики, соответствующими  $n = 1$  и  $n = 2$ , наблюдались и участки с промежуточными дробными значениями  $n$ , что объяснялось рекомбинацией в слое объемного заряда через многозарядные глубокие центры [92,93].

В процессе фотоэлектропреобразования существенным является вклад каждой области  $p$ – $n$ -структуры — квазиинтерфациальных  $n$ - и  $p$ -областей и слоя объемного заряда:

$$\eta = \eta_n + \eta_p + \eta_w.$$

Общие выражения для этих составляющих довольно сложны, они приведены, например, в работе [94]. Для несимметричного перехода, в котором поглощение света происходит исключительно в  $p$ -области, эти выражения упрощаются. Если омический контакт находится на расстоянии нескольких диффузионных длин от  $p$ – $n$ -перехода, то

$$\eta(\lambda) = (1 - R) \frac{\alpha(\lambda)L_p}{1 + \alpha(\lambda)L_p},$$

где  $R$  — коэффициент отражения,  $\alpha$  — коэффициент поглощения,  $\lambda$  — длина волны излучения,  $L_p$  — диффузионная длина дырок в  $n$ -области. Если расстояние  $d$  от  $p$ – $n$ -перехода до омического контакта меньше, чем  $L_p$ , то

$$\eta(\lambda) = (1 - R) \left\{ 1 - \exp[-\alpha(\lambda)d] \right\}.$$

### 4.3. Шумы

Шумовые свойства структур с потенциальным барьером определяются:

- тепловым (джонсоновским) шумом, возникающим вследствие хаотического теплового движения электронов;
- дробовым шумом, связанным с хаотическими флуктуациями тока через барьер;
- фликкер-шумом ( $1/f$ ), обусловленным хаотическими изменениями сопротивления структуры (хаотическими изменениями концентрации и подвижности носителей заряда).

Общий шумовой ток  $I_N$  равен среднеквадратичному от этих трех токов  $I_J$ ,  $I_s$ ,  $I_f$ :

$$I_N^2 = I_J^2 + I_s^2 + I_f^2, \quad I_J^2 = 4kT\Delta f R_0,$$

$$I_s^2 = 2qI\Delta f, \quad I_f^2 = kI\Delta f/f,$$

где  $\Delta f$  — ширина полосы системы,  $R_0$  — шунтирующее сопротивление,  $I$  — темновой ток,  $k$  — коэффициент, зависящий от природы материала и геометрии диода.

Тепловой шум преобладает в структурах с низкими токами утечки, в особенности в структурах, работающих в режиме фотоэлектрогенератора при больших сопротивлениях нагрузки.

Дробовой шум преобладает в структурах большой площади, работающих в режиме фотодиода, при больших токах утечки и в случае детектирования особо слабых сигналов.

Фликкер-шум преобладает при очень низких частотах (менее 1 кГц).

Порог fotocувствительности (шумовой эквивалент мощности)  $\Phi_{\max}$  — мощность света, эквивалентная уровню шума прибора. Порог fotocувствительности в единичной полосе частот

$$NEP [\text{Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2}] = \Phi_{\max} V_n / V_p f^{1/2}$$

и удельный порог fotocувствительности

$$NEP^* [\text{Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2} \cdot \text{см}^{-1}] = \Phi_{\max} V_n / V_p f^{1/2} S^{1/2}$$

определяют обнаружительную способность фотоприемника

$$D [\text{Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2}] = 1/NEP$$

и удельную обнаружительную способность фотоприемника

$$D^* [\text{Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см}] = 1/NEP^*,$$

причем

$$D^* = G^{1/2} (2hct)^{-1/2},$$

где  $G$  — скорость генерации,  $t$  — толщина детектора.

Верхний теоретический предел  $D^*$  при комнатной температуре [95] для УФ области спектра составляет  $\sim 10^{17} \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см}$ , в то же время экспериментальные значения  $D^*$  для УФ фотопреобразователей составляют  $10^{12} - 10^{15} \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см}$ . Величина  $D^*$  возрастает с ростом длины волны излучения квантовой эффективности фотоприемника и с уменьшением темнового тока.

### 4.4. Быстродействие

Постоянная времени фотодиодов с  $p$ – $n$ -структурой определяется средним квадратичным от времени переноса заряда электрическим полем через обедненную область  $\tau_c$ , временем диффузии от места их генерации до слоя объемного заряда  $\tau_d$  и постоянной времени  $RC$ -цепи  $\tau_{RC}$ :

$$\tau^2 = \tau_c^2 + \tau_d^2 + \tau_{RC}^2.$$

Для обычных  $p$ – $n$ -переходов

$$\tau_c = W/v_s < 1 \text{ нс},$$

$$\tau_{RC} = \frac{SR_T}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_s \epsilon_0 q N}{V_{\text{оп}}}} < \tau_d \quad \text{и} \quad \tau \approx \tau_d,$$

и лишь для очень мелких  $p$ – $n$ -переходов при больших обратных смещениях и очень высоких коэффициентах поглощения света  $\tau_{RC} > \tau_d$  и  $\tau \approx \tau_{RC}$  ( $W$  — ширина слоя объемного заряда,  $v_s$  — насыщенная скорость дрейфа для данного полупроводника,  $\epsilon_0$  и  $\epsilon_s$  — диэлектрическая проницаемость вакуума и полупроводника,  $S$  — площадь,  $N$  — концентрация некомпенсированных носителей заряда,  $V_{\text{оп}}$  — рабочее напряжение).

Для диодов Шоттки практически всегда  $\tau \approx \tau_{RC}$ , поскольку  $\tau_c$  очень мало, а диффузия незначительна,

при этом сопротивление  $R_T$  зависит от последовательного сопротивления структуры  $R_s$ , дифференциального сопротивления  $R_d$  и сопротивления нагрузки  $R_L$ :

$$R_T = \frac{R_d(R_s + R_L)}{R_d + R_s + R_L},$$

$$R_d = kT(I + I_0)/q,$$

где  $I$  — постоянный ток через структуру,  $I_0$  — предэкспоненциальный множитель в  $I$ – $V$ -характеристике. При оптимальной геометрии быстродействие диодов Шоттки достигает времени релаксации носителей по энергии  $\sim 10^{-9}$  с, в то время как для обычных  $p$ – $n$ -структур — времени жизни носителей заряда  $\sim 10^{-7}$  с.

#### 4.5. Фоторезисторы

Фоторезистор — это полупроводниковый прибор, в котором электрическое сопротивление уменьшается под действием света. Когда световой поток падает на фоторезистор, дифференциальная фоточувствительность определяется как

$$S_I = \frac{dI_{ph}}{d\Phi} = \frac{wtV_{op}}{q} \frac{d\Delta\sigma}{d\Phi}.$$

Квантовая эффективность  $\gamma$  и вольтовая фоточувствительность  $S_V$  составляют [94]:

$$\gamma = \frac{\eta(1-R)[1-\exp(\alpha t)]}{1-R\exp(\alpha t)},$$

$$S_V = \frac{V_s}{P_\lambda} = \frac{V_{op}\gamma\lambda\tau}{lwthcn_0}.$$

Здесь  $V_{op}$  — рабочее напряжение,  $\gamma$  — внутренний квантовый выход,  $R$  — коэффициент отражения от освещаемой поверхности,  $\alpha$  — коэффициент поглощения света,  $V_s$  — напряжение холостого хода,  $P_\lambda = \Phi S h\nu$  — поглощаемая мощность монохроматического света,  $n_0$  — средняя концентрация носителей заряда в термическом равновесии,  $\tau$  — время жизни неравновесных носителей заряда;  $t$ ,  $w$ ,  $l$  — толщина, ширина и длина фоторезистора,  $\Delta\sigma$  — изменение его проводимости в результате действия света.

Фоторезисторы обладают очень высокой фоточувствительностью, могут работать в режиме усиления, однако их  $I_{ph}$ – $\Phi$ -характеристика нелинейная и они не могут работать без напряжения смещения.

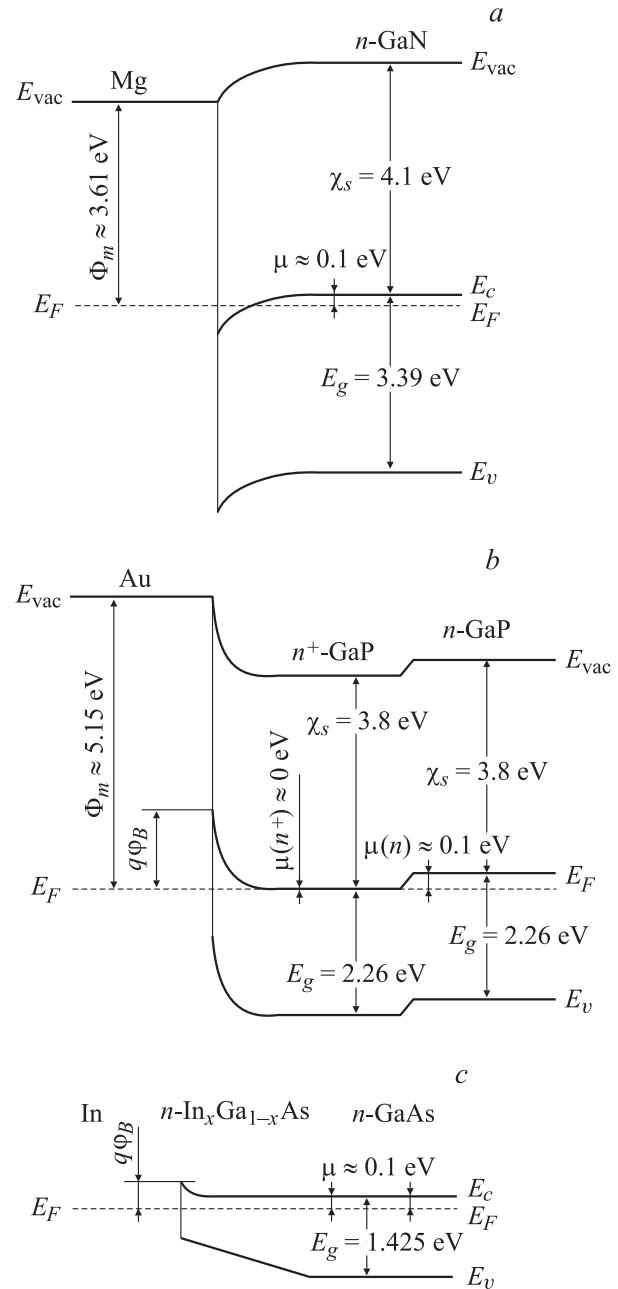
### 5. Омические контакты металл–полупроводник

#### 5.1. Образование омического контакта

Как известно, контакт металл–полупроводник может быть либо выпрямляющим (барьерным), если потенциальный барьер между металлом и полупроводником туннельно-непрозрачный, либо омическим, если потенциальный барьер отсутствует или он туннельно прозрачен для электронов.

Омический контакт обычно образуется в случаях, когда (рис. 7):

- потенциальный барьер между металлом и полупроводником отсутствует, т.е. для полупроводника  $n$ -типа проводимости с низкой плотностью поверхностных состояний в запрещенной зоне выбирается металл



**Рис. 7.** Энергетические диаграммы трех типов омических контактов к полупроводникам  $n$ -типа проводимости:  $a$  — полупроводник не содержит поверхностных состояний в запрещенной зоне и  $\Phi_m < \chi_s$  (на примере  $\text{Mg}-n\text{-GaN}$ );  $b$  — приповерхностная область полупроводника сильно легирована (на примере  $\text{Au}-n\text{-GaP}$ );  $c$  — на исходном материале выращен узкозонный слой (на примере  $\text{In}-n\text{-GaAs}$ ).  $E_{vac}$  — уровень вакуума,  $E_F$  — уровень Ферми,  $E_C$ ,  $E_V$  — края зоны проводимости и валентной зоны.



Таблица 10. Механизмы протекания тока в омическом контакте

Механизм	Приведенное сопротивление	$R_c = f(T)$	$R_c = f(N)$
Термоэлектронная эмиссия	$R_c = \left( \frac{k}{qA^*T} \right) \exp\left( \frac{q\varphi_B}{kT} \right)$	$R_c T \propto \exp\left( \frac{1}{T} \right)$	
Туннелирование	$R_c \propto \exp\left[ \left( \frac{2\sqrt{\varepsilon_s \varepsilon_0 m^*}}{\hbar} \right) \left( \frac{\varphi_B}{N^{1/2}} \right) \right]$	Не зависит	$R_c \propto \exp \frac{1}{\sqrt{N}}$

Примечание.  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $A^*$  — эффективная постоянная Ричардсона,  $\varphi_B$  — высота потенциального барьера,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $N$  и  $m^*$  — концентрация и эффективная масса нескомпенсированных носителей,  $\varepsilon_0$  и  $\varepsilon_s$  — диэлектрическая проницаемость вакуума и полупроводника.

с работой выхода электронов из металла, меньшей, чем сродство к электрону полупроводника (контакт первого типа);

- потенциальный барьер присутствует, но он узкий (туннельно-прозрачный), что достигается сильным легированием приповерхностной области полупроводника (контакт второго типа);
- потенциальный барьер присутствует, но он низкий и легко преодолевается за счет термоэлектронной эмиссии носителей, что чаще всего достигается изменением химического состава полупроводника вблизи контакта, например, созданием узкозонного приконтактного слоя (контакт третьего типа).

## 5.2. Сопротивление контакта

Основной характеристикой омического контакта является его сопротивление, приведенное к единице площади. Сопротивление контакта состоит из последовательно соединенных:

- сопротивления приконтактной области,
- сопротивления, связанного с прохождением электронами потенциального барьера.

Сопротивление приконтактной области — это сопротивление сильно легированной области и сопротивление  $n-n^+$  или  $p-p^+$ -перехода. Сопротивление сильно легированной области обычно очень мало. Например, сопротивление слоя  $n^+$ -GaAs с концентрацией электронов  $n^+ = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , подвижностью  $\sim 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , толщиной  $\sim 1 \text{ мкм}$  составляет  $\sim 6 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ . Сопротивление  $n-n^+$ -перехода обратно пропорционально концентрации электронов [96,97]:

$$R_{n-n^+} \approx \frac{L_D N_c}{q \mu_n^* k_B N N^+},$$

где  $L_D$  — дебаевская длина для  $n$ -области,  $N_c$  — плотность состояний в зоне проводимости,  $\mu_n^*$  — подвижность электронов в  $n$ -области,  $N$  и  $N^+$  — концентрация электронов в  $n$ - и  $n^+$ -областях,  $k_B$  — коэффициент, показывающий во сколько раз концентрация электронов на уровне Ферми в  $n^+$ -области превосходит  $N^+$ . Для омического контакта к GaAs это сопротивление дает основной вклад в сопротивление при  $N < 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

В работе [98] было показано, что  $n-n^+$ -переход можно рассматривать как диод Шоттки без потенциального

барьера с термоэмиссионным механизмом протекания тока, и его сопротивление определяется формулой

$$R_{n-n^+} = \left( \frac{k}{qA^*T} \right) \frac{1}{\ln[1 + \exp(\mu/kT)]},$$

где  $A^*$  — эффективная постоянная Ричардсона,  $A^* = Am^*/m_0$  ( $A = 120 \text{ А/см}^2 \cdot \text{К}^2$ ),  $m^*/m_0$  — относительная эффективная масса основных носителей заряда,  $\mu$  — энергия уровня Ферми в  $n$ -области, отсчитанная от дна зоны проводимости. Если в слабо легированном полупроводнике  $\mu \gg kT/q$ , то

$$R_{n-n^+} = \left( \frac{kN_c}{qA^*TN} \right).$$

В результате при  $N = 10^{17} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$  для GaAs это сопротивление составляет  $\sim 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ .

Теперь перейдем к определению сопротивления, связанного с прохождением потенциального барьера. Существуют два основных механизма протекания тока в омическом контакте — термоэлектронная эмиссия и туннелирование.

Согласно теории термоэлектронной эмиссии [71] приведенное сопротивление контакта, равное  $R_c = dV/dJ$  при  $V \rightarrow 0$ , экспоненциально зависит от обратной температуры (табл. 10).

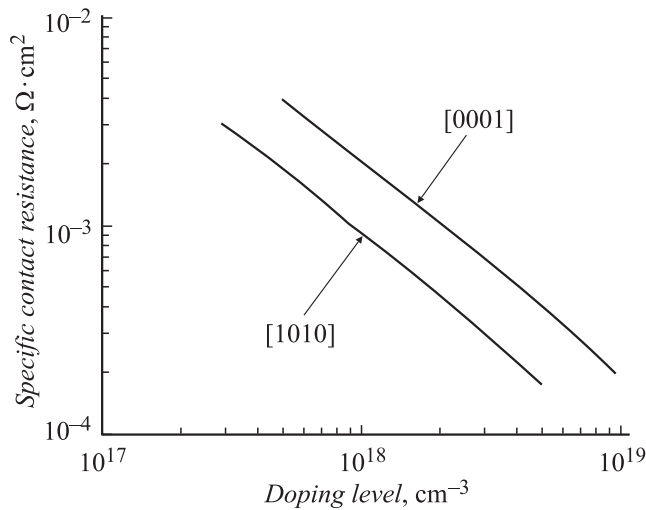
Согласно туннельной теории [71], сопротивление контакта, приведенное к единице площади, составляет

$$\frac{1}{R_c} = \frac{m^* q^2}{2\pi \hbar^3} \int_0^\infty \left( \frac{T(E)}{\{\exp[(E - \mu)/kT]\} - 1} \right) dE,$$

где  $T(E)$  — вероятность прохождения носителя, имеющего энергию  $E$ , через барьер, меньший  $q\varphi_B$  на величину  $\Delta E$ . Согласно [99],  $R_c$  экспоненциально зависит от  $N^{-1/2}$  и практически не зависит от температуры. Теоретическая зависимость минимально возможного сопротивления контакта от уровня легирования полупроводника в случае термоэлектронной эмиссии приведена в работе [98], а в случае туннелирования в работе [100].

Теоретическое сопротивление туннельного контакта к  $p$ -GaN при учете туннелирования легких и тяжелых дырок зависит от кристаллографической ориентации GaN [101] и показано на рис. 8.





**Рис. 8.** Теоретическое сопротивление омического контакта к  $p$ -GaN при учете туннелирования легких и тяжелых дырок в зависимости от концентрации некомпенсированных акцепторов для различной кристаллографической ориентации поверхности GaN [101].

Отметим случай омического контакта к гетероструктурам с двумерным электронным газом [102], например к  $\text{GaN}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ . В этом случае ток, текущий из полупроводника в металл, состоит из термоэмиссионного и туннельного тока через структуру и туннельного тока, обусловленного квантовыми ямами, причем последний ток является определяющим. Вероятность туннелирования электронов в  $i$ -подзоне с энергией  $E_i$  равна

$$T(E_i) = \exp\left(-\frac{q\varphi_B - qV - (E_i - E_F)}{E_{00}}\right)$$

( $E_F$  — энергия уровня Ферми), а контактное сопротивление составляет

$$R_c = \left\{ \sum_{E_i < E_F} \frac{2qm^*kT}{\pi^2 h^3 (i+1)} E_i \left( \frac{q}{E_{00}} \ln 2 + \frac{q}{2kT} \right) \times \exp\left(-\frac{q\varphi_B - (E_i - E_F)}{E_{00}}\right) + \sum_{E_i > E_F} \frac{2qm^*kT}{\pi^2 h^3 (i+1)} E_i \frac{q}{E_{00}} \times \ln\left(-\frac{E_i + E_F}{kT}\right) \exp\left(-\frac{q\varphi_B - (E_i - E_F)}{E_{00}}\right) \right\}^{-1}.$$

В частности, контактное сопротивление структур с двумерным электронным газом  $\text{Al}/\text{Ti}/\text{Ta}-n\text{-GaN}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  уменьшается с температурой по закону, близкому к экспоненциальному, от величины  $\sim 10^{-4}$  А при 77 К до  $\sim 10^{-6}$  А при 300 К.

Теперь рассмотрим экспериментальные результаты.

Контакты первого типа (без потенциального барьера) изготавливаются, например, на ZnSe, в котором плотность поверхностных состояний мала. Так, омический контакт к  $n$ -ZnSe дает In или сплав Ti/Pt/Au ( $\Phi_m = 4.3$  эВ), и при создании контакта требуется лишь

удалить возможный промежуточный слой, что достигается термообработкой при температуре  $T > 200$  К [103]. Сопrotивление контакта In- $n$ -ZnSe было получено менее  $10^{-3}$  Ом·см<sup>2</sup> [104].

В то же время в случае  $p$ -ZnSe не существует металлов с работой выхода, большей суммы сродства к электрону и ширины запрещенной зоны ( $\Phi_m > \chi_s + E_g$ ); кроме того, невозможно создать туннельно-прозрачный контакт с сильно легированной приповерхностной областью, так как максимально достижимая концентрация дырок в ZnSe не превышает  $\sim 5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Поэтому приходится создавать контакты третьего типа (с промежуточным слоем) за счет наращивания на поверхности  $p$ -ZnSe варизонного слоя  $p$ -ZnSe<sub>x</sub>Te<sub>1-x</sub> и использования в качестве металлической пленки HgSe ( $\Phi_m = 6.1$  эВ). В результате высота барьера HgSe- $p$ -ZnSe, составляющая 0.55 эВ [105], уменьшается до 0.4 эВ при наращивании сплава ZnSe<sub>0.8</sub>Te<sub>0.2</sub>.

Похожая ситуация наблюдается и в случае омического контакта к  $n$ -GaN. Уровень Ферми на поверхности GaN почти не закреплен [106,107], однако обычные химически стабильные металлы имеют работу выхода, большую сродства к электрону для GaN ( $\chi_s = 4.1$  эВ). Поэтому чаще всего используются многокомпонентные контакты на основе Ti ( $\Phi_m = 3.8-4.3$  эВ) и Ti<sub>x</sub>N ( $\Phi_m = 3.74$  эВ). В случае  $p$ -GaN также не существует металлов с  $\Phi_m > \chi_s + E_g = 7.5$  эВ, и используются либо соединения с высокой работой выхода, либо создается узкозонный приповерхностный слой [108]. Например, при сплавлении Au/Ni в GaN при 600°C образуется несколько бинарных интерметаллических фаз, понижающих потенциальный барьер [109], а сплавление Au/C/Ni позволяет дополнительно легировать приповерхностный слой [110], так как C действует как акцептор. Для  $p$ -GaN может использоваться также контакт Ru/Ni с отжигом в среде O<sub>2</sub>. RuO<sub>2</sub> уменьшает эффективную высоту потенциального барьера, а NiO действует как барьер против диффузии высвобождающихся атомов Ga и N. Такой контакт имеет высокое пропускание света (84.6%) и низкое сопротивление ( $4.5 \cdot 10^{-5}$  Ом·см<sup>2</sup>) [111]. В работе [112] отмечалась аномальная зависимость контактного сопротивления Pd- $p$ -GaN от концентрации дырок: при  $n = 2.2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> (концентрация атомов Mg  $N_{\text{Mg}} = 4.5 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>)  $R_c = 8.9 \cdot 10^{-2}$  Ом·см<sup>2</sup>, в то время как при  $n = 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> ( $N_{\text{Mg}} = 1 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>)  $R_c = 5.5 \cdot 10^{-4}$  Ом·см<sup>2</sup>. В качестве контактов к твердым растворам Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N обычно используются Ti/Al/Ni/Au или V/Al/Ni/Au [113]. В табл. 11 приведены значения сопротивлений некоторых наиболее распространенных омических контактов к GaN [114-128].

Полупроводники групп A<sup>IV</sup> и A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> (кроме нитридов и  $n$ -InAs) обычно имеют высокую концентрацию поверхностных состояний, расположенных в глубине запрещенной зоны, что приводит к жесткому закреплению уровня Ферми на поверхности. Поэтому для образования омического контакта к ним можно поступить двумя способами: 1) понизить плотность поверхностных состояний, 2) использовать второй или третий тип контакта.

Таблица 11. Сопротивление омических контактов в *n*- и *p*-GaN [114–128]

Металлы	Тип легирования	Концентрация носителей в GaN, см <sup>-3</sup>	Сопротивление контакта, Ом·см <sup>2</sup>	Источник
Ti/Al	<i>n</i>	10 <sup>17</sup>	8 · 10 <sup>-6</sup>	[114]
	<i>n</i>	10 <sup>17</sup>	8 · 10 <sup>-6</sup>	[115]
	<i>n</i>	3.67 · 10 <sup>18</sup>	8.63 · 10 <sup>-6</sup>	[116]
Ti/Al/Ni/Au	<i>n</i>	2 · 10 <sup>17</sup>	1.19 · 10 <sup>-7</sup>	[117]
	<i>n</i>	4 · 10 <sup>17</sup>	8.9 · 10 <sup>-8</sup>	
Ni/Si	<i>n</i>	2 · 10 <sup>17</sup>	1.6 · 10 <sup>-3</sup>	[118]
Pd/Au	<i>p</i>	3 · 10 <sup>17</sup>	1 · 10 <sup>-4</sup>	[119]
	<i>p</i>	10 <sup>18</sup>	1.5 · 10 <sup>-6</sup>	
Ti/Al	<i>p</i>	6 · 10 <sup>17</sup>	(2–6) · 10 <sup>-3</sup>	[120]
Pt/Ru	<i>p</i>	(2–3) · 10 <sup>17</sup>	2.2 · 10 <sup>-6</sup>	[121]
Ni/In	<i>p</i>	2 · 10 <sup>17</sup>	(8–9) · 10 <sup>-3</sup>	[122]
Ni/Pt/Au	<i>p</i>	9.4 · 10 <sup>16</sup>	2.1 · 10 <sup>-2</sup>	[123]
Ni/Au	<i>p</i>	2 · 10 <sup>17</sup>	4 · 10 <sup>-6</sup>	[124]
Pt/Ni	<i>p</i>	1.7 · 10 <sup>17</sup>	8 · 10 <sup>-3</sup>	[125]
Ta/Ti	<i>p</i>	7 · 10 <sup>17</sup>	3 · 10 <sup>-5</sup>	[126]
Ni/Cr/Au	<i>p</i>	5 · 10 <sup>17</sup>	1.6 · 10 <sup>-2</sup>	[127]
Ni/Pd/Au	<i>p</i>		4.5 · 10 <sup>-6</sup>	[128]

При обработке GaAs растворами Na<sub>2</sub>S или (NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>S примесные приповерхностные атомы О замещаются атомами S, которые удерживаются за счет физической адсорбции. Выделяющаяся при этом энергия (< 40 кДж/моль) меньше, чем энергия, выделяющаяся при химической адсорбции (> 100 кДж/моль), и ее недостаточно для образования собственных дефектов, приводящих к закреплению уровня Ферми [129–132]. Например, плотность поверхностных состояний  $D_s$  в GaAs, составляющая более 10<sup>14</sup> см<sup>-2</sup>·эВ<sup>-1</sup>, после обработки в (NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>S уменьшается до 2 · 10<sup>13</sup> см<sup>-2</sup>·эВ<sup>-1</sup>, а после обработки в (NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>S<sub>x</sub> — до 1 · 10<sup>13</sup> см<sup>-2</sup>·эВ<sup>-1</sup>. Еще меньшую плотность поверхностных состояний в GaAs (7.6 · 10<sup>12</sup> см<sup>-2</sup>·эВ<sup>-1</sup>) можно получить при выращивании на поверхности очень тонкого (3.5 нм) слоя *n*-GaAs:Be (концентрация электронов  $n = 5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>) [133], в этом случае уровень Ферми практически не закрепляется на поверхности полупроводника GaAs.

Обработка поверхности GaN в (NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>S<sub>x</sub> приводила к снижению величины  $D_s$  от 1 · 10<sup>12</sup> до 8.3 · 10<sup>10</sup> см<sup>-2</sup>·эВ<sup>-1</sup>, а высота барьера Шоттки Ni/Cu–*n*-GaN составила 1.099 эВ, что оказалось близкой к пределу Шоттки (1.10 эВ) [134]. Пассивация омических структур Ti/Al–*n*-GaN:Si ( $n = 3 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) приводила к уменьшению сопротивления контакта примерно на 2 порядка за счет удаления окисла в поверхности GaN и сдвига уровня Ферми к краю зоны проводимости [135].

Пассивация 4H-SiC в NO и NH<sub>3</sub> приводила [136] к уменьшению  $D_s$  от ~ 10<sup>13</sup> до ~ 2 · 10<sup>12</sup> см<sup>-2</sup>·эВ<sup>-1</sup>.

За счет снижения плотности поверхностных состояний GaAs ( $n = 1 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) [137] путем обработки поверхности в растворах H<sub>2</sub>S был изготовлен омический

контакт Al–*n*-GaAs с  $R_c = (1–3) \cdot 10^{-4}$  Ом·см<sup>2</sup>, однако широкого применения этот способ пока не получил.

В случае GaAs обычно изготавливаются контакты второго типа с сильно легированным (до 10<sup>20</sup>–10<sup>21</sup> см<sup>-3</sup>) приповерхностным слоем, который возникает в результате интерфейсных химических реакций, включающих диссоциацию GaAs и рост нового слоя сильно легированного GaAs [109]. Например, при сплавлении широко распространенного контакта Al/Ge/Ni, вначале, при  $T < 250^\circ\text{C}$ , Ni реагирует с GaAs, образуя Ni<sub>x</sub>GaAs, при  $T > 250^\circ\text{C}$  эта фаза разлагается с образованием NiGa<sub>y</sub> и NiAs<sub>z</sub>. При этом Ni реагирует также с Ge, образуя NiGe, и с Al, образуя Ni<sub>x</sub>Al<sub>y</sub>; при охлаждении происходит рост слоя *n*<sup>+</sup>-GaAs:Ge, причем концентрация электронов в этом слое достигает 10<sup>19</sup>–10<sup>20</sup> см<sup>-3</sup>.

В случае контакта Ni/[Au + Ge (27%)]/Ni/Au–*n*-GaAs при нагреве вначале Ge диффундирует из сплава Au + Ge в верхний слой, а Ni реагирует с GaAs, образуя Ni<sub>x</sub>GaAs. При температуре 375–400 °C Au реагирует с Ga, образуя фазу β-AuGa, а Ge проникает в Ni<sub>x</sub>GaAs, замещая Ga. Контакт приобретает структуру β-AuGa/NiAs:Ge/GaAs, а при охлаждении образуется новый сильно легированный слой GaAs [138]. Сопротивление таких контактов к *n*-GaAs достигает 3.6 · 10<sup>-6</sup> Ом·см<sup>2</sup> при  $n = 1 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> (согласно [139]), 1 · 10<sup>-6</sup> Ом·см<sup>2</sup> при  $n = 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> (согласно [140]), 5 · 10<sup>-7</sup> Ом·см<sup>2</sup> при  $n = 1.5 \cdot 10^{17}$  и 4 · 10<sup>-7</sup> Ом·см<sup>2</sup> при  $n = 2.2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> (согласно [141]). По мере улучшения технологии сопротивление омического контакта к GaAs улучшалось приблизительно на порядок в десятилетие [142]; при этом сопротивление, приведенное к единице площади, было обратно пропорциональным концентрации носителей заряда [143].

Контакты третьего типа с варизонным слоем и низким барьером часто изготавливались к GaAs и GaP.

Таблица 12. Механизмы протекания тока в омических контактах [70,102,117,147-153]

Контакт	Концентрация носителей, см <sup>-3</sup>	Механизм протекания тока	Высота потенциального барьера	Источник
Ti/Pt/Au— <i>p</i> -GaAs	$4 \cdot 10^{20}$	Туннелирование	0.5 эВ	[147]
Pt/Ti— <i>p</i> -GaAs	$5 \cdot 10^{18} - 1 \cdot 10^{19}$	Термоэлектронная эмиссия	0.068 эВ	[148]
Au/Zn/Ni— <i>p</i> -InP		Термоэлектронная эмиссия	0–0.2 эВ	[149]
Pt/Ti— <i>p</i> -In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As	$5 \cdot 10^{18}$	Термоэлектронная эмиссия	0.13 эВ	[150]
Ti/Al/Ni/Au— <i>n</i> -GaN	$10^{17} - 10^{18}$	Туннелирование		[117]
Ti/Ag— <i>n</i> -GaN	$1.5 \cdot 10^{17} - 1.7 \cdot 10^{19}$	Туннелирование	0.067 эВ	[151]
Pt— <i>p</i> -GaN	$1.8 \cdot 10^{17}$	Термоэлектронная эмиссия	0.53 эВ	[70]
	$1.0 \cdot 10^{18}$	Туннелирование	0.42 эВ	
Pd— <i>p</i> -Al <sub>0.06</sub> Ga <sub>0.94</sub> N	$3 \cdot 10^{18}$	Термоэлектронная эмиссия	0.05 эВ	[152]
	$1.0 \cdot 10^{19}$	Туннелирование ( $T = 90 - 190$ K)	0.05 эВ	
		Термоэлектронная эмиссия ( $T > 300$ K)		
NiSi <sub>2</sub> — <i>n</i> -6H-SiC			0.44 эВ	[153]
NiSi <sub>2</sub> — <i>n</i> -4H-SiC			0.3 эВ	
Al/Ti/Ta—AlGaIn	Слоевая концентрация $1.7 \cdot 10^{13}$ см <sup>-2</sup>	Туннелирование	0.42 эВ	[102]

Например, при прогреве контакта W/Ni + In/Ni—*n*-GaAs при  $T \approx 300^\circ\text{C}$  Ni взаимодействует с GaAs, образуя Ni<sub>2</sub>GaAs, а In проникает в W и Ni<sub>2</sub>GaAs. При температуре  $\sim 700^\circ\text{C}$  возникает слой In<sub>0.6</sub>Ga<sub>0.4</sub>As, а при  $\sim 900^\circ\text{C}$  этот слой покрывает практически всю поверхность GaAs. Этот слой имеет существенно меньшую ширину запрещенной зоны, чем GaAs, а уровень Ферми в InAs закреплен в зоне проводимости. Это приводит к существенному уменьшению  $\phi_B$  и  $R_c$  [144]. При нагреве контакта Pd/In—*n*-GaP до  $T = 600^\circ\text{C}$  в течение 1 мин между Pd и GaP образуется твердый раствор In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>P, уменьшающий потенциальный барьер [145]; после охлаждения  $R_c$  было менее  $10^{-4}$  Ом·см<sup>2</sup>.

При нагреве структуры Ni—4H-SiC ( $900^\circ\text{C}$ ) образуется Ni<sub>2</sub>Si с работой выхода электронов, большей на 0.36 эВ работы выхода для Ni, а избыток атомов C диффундирует к поверхности структуры, и вакансии  $V_C$  действуют как доноры [146].

### 5.3. Механизм протекания тока в омическом контакте

Экспериментальные зависимости  $R_c = f(T)$  и  $R_c = f(N)$  для омических контактов и сравнение их с теорией позволяют определить механизм протекания тока в них: термоэлектронная эмиссия и туннелирование (табл. 12) [70,102,117,147–153].

## 6. Фотоэлектронпреобразователи для ультрафиолетовой области спектра

### 6.1. Фотоприемники на основе Si

Кремниевые *p*—*n*-фотоприемники — до сих пор самый распространенный тип УФ фотоэлектронпреобразователей [154–158]. Это связано прежде всего с тем, что кремний дешев, хорошо освоен промышленностью, и

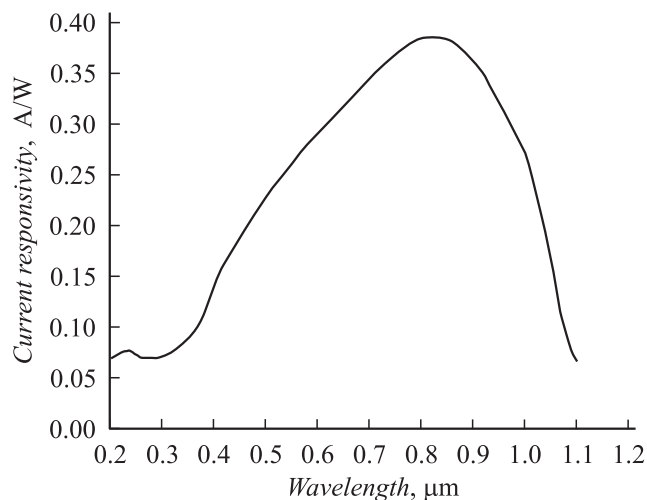
приемники на основе Si хорошо зарекомендовали себя в качестве солнечных элементов.

Поскольку скорость поверхностной рекомбинации в Si велика ( $v_r \approx 10^4$  см/с), а она оказывает существенное влияние на квантовую эффективность фотоэлектронпреобразования *p*—*n*-структур, то для ее уменьшения используются структуры Si—SiO<sub>2</sub> ( $v_r \approx 1$  см/с) [159] или изготавливаются структуры с тянущим полем, например, за счет неоднородного легирования.

Разработаны три основных типа Si-детекторов: с инверсионным слоем, с *p*<sup>+</sup>—*n*- и с *n*—*p*-структурой. В структурах первого типа [160] между подложкой *p*-Si и окисным слоем создается тонкий инверсионный слой *n*-Si; из-за высокого сопротивления этого слоя приборы имеют узкий интервал линейности  $I_{ph}$ —Φ-характеристики. В структурах второго типа (*p*<sup>+</sup>—*n*) [161] для расширения спектральной области изготавливаются два перехода, один — мелкий ( $\sim 0.1$  мкм), второй — более глубокий ( $\sim 5$  мкм): на подложке из *p*-Si эпитаксиально выращивается слой *n*-Si, в него проводится двойная диффузия бора. Приборы оказались недостаточно стабильными из-за неконтролируемой диффузии атомов В от поверхности Si в слой окисла. Наиболее стабильны *n*—*p*-фотоприемники [162–164]. Они создавались путем диффузии As [162] (или P [164]) в *p*-Si (с удельным сопротивлением  $\rho = 100$  Ом·см), изготовления охранных колец *p*<sup>+</sup>- и *n*<sup>+</sup>-типа и антиотражающего покрытия толщиной  $\sim 60$  нм. Фотодиоды имели токовую фоточувствительность  $S_f = 0.25$  А/Вт при 0.41 мкм.

Диоды со структурой Si—SiO<sub>2</sub> наиболее эффективны для УФ области [154,165]; *p*—*n*-структуры, изготовленные методом локальной эпитаксии, имели квантовую эффективность  $\gamma = 0.86$  и плотность темнового тока  $J_d = 8 \cdot 10^{-12} - 7 \cdot 10^{-10}$  А/см<sup>2</sup>.

Коммерческие Si-фотодиоды имеют спектральную область фоточувствительности 0.2–1.1 мкм (рис. 9), причем максимум спектра находится в ИК об-



**Рис. 9.** Спектр фоточувствительности промышленного Si-фотоэлектродпреобразователя с  $p$ - $n$ -переходом [155–158].  $T = 300$  K.

ласти (0.8–1.0 мкм). Их фоточувствительность достигает 0.5 А/Вт при 0.8–1.0 мкм и 0.1 А/Вт при 0.2–0.25 мкм, обнаружительная способность составляет  $D \approx 10^{15}$  Вт $^{-1}$ ·Гц $^{1/2}$  в максимуме спектра, темновой ток  $I_d \approx 100$  нА, оптимальное рабочее напряжение  $V_{op} = 5$ –10 В.

В то же время  $p$ - $n$ -фотоприемники на основе Si имеют два существенных недостатка: во-первых, их фоточувствительность в ИК и видимой областях спектра существенно превосходит чувствительность в УФ области, что приводит к большим ошибкам измерений, так как обычно слабый УФ сигнал измеряется на фоне мощного видимого или ИК излучения, а стеклянные УФ светофильтры, хотя и отсекают видимую область, имеют высокое пропускание в ИК области; во-вторых, в  $p$ - $n$ -структурах на основе Si наблюдается деградация, заключающаяся в снижении квантовой эффективности в 2–3 раза после  $\sim 0.5$  ч непрерывного воздействия УФ излучением [166–169].

Деградация барьеров Шоттки PtSi- $n$ -Si и Pt-Si не наблюдалась [170,171], однако максимум фоточувствительности находился в ИК области ( $\sim 0.7$  мкм), как и для  $p$ - $n$ -структур.

В работах [172–177] изготавливались МОП структуры с тонким диэлектрическим слоем; они имели  $\gamma = 0.2$ –0.4 [173,174] и использовались в приборах с зарядовой связью в качестве УФ детекторов. В [177] создавались матрицы из  $1024 \times 1024$  детекторов, которые в области 0.124–0.52 мкм имели  $\gamma = 0.177$ .

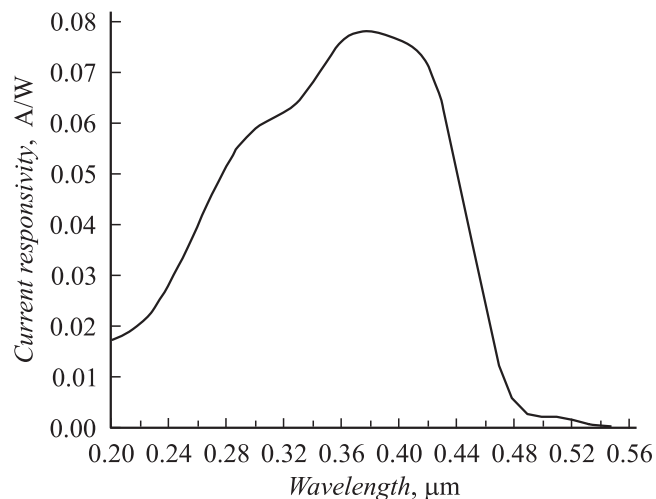
Дальнейшие исследования в области УФ фотоэлектродпреобразователей были направлены на использование более широкозонных полупроводников, таких как GaAs [178,179] и InP [180]. Фоторезисторы на основе InP ( $E_g = 1.344$  эВ) имели широкий спектр квантовой эффективности (0.2–1 мкм) с максимумом ( $\gamma \approx 0.65$ ), расположенным в ИК области ( $\sim 0.9$  мкм) [180].

## 6.2. Фотоприемники на основе GaP и его твердых растворов

В работах [181,182] были обоснованы преимущества фотоэлектродпреобразователей на основе GaAs $_{0.63}$ P $_{0.37}$  ( $E_g = 1.848$  эВ при 300 K) по сравнению с  $p$ - $n$ -структурами на основе Si: существенно меньшая чувствительность к ИК излучению (спектральная область 0.2–0.68 мкм); высокое дифференциальное сопротивление в нуле напряжений ( $\sim 10^4$  Ом), что обеспечивает низкие шумы; высокая стабильность; хорошее согласование с оптическими фильтрами. Токовая фоточувствительность таких структур  $S_I \approx 0.2$  А/Вт в максимуме и  $S_I = 0.02$ –0.03 А/Вт при 0.254 мкм, ее температурный коэффициент  $5.8 \cdot 10^{-4}$  K $^{-1}$ ; удельная обнаружительная способность  $D^* = 10^{14}$ – $10^{15}$  Вт $^{-1}$ ·Гц $^{1/2}$ ·см.

Использование GaP в фотоэлектродпреобразователях для УФ области спектра основано на том, что, хотя GaP имеет  $E_g = 2.27$  эВ, что значительно меньше энергии квантов УФ излучения, этот полупроводник непрямозонный и имеет пороговую энергию прямых оптических переходов с высоким коэффициентом поглощения света ( $E_0 = 2.8$  эВ), достаточно близкую к границе УФ области спектра. Спектральная область фотодиодов Шоттки Au-GaP [157,183–185] составляла 0.2–0.55 мкм (рис. 10) с максимумом при  $\sim 0.4$  мкм. Величина  $S_I$  достигала 0.12 А/Вт в максимуме спектра и 0.03 А/Вт при 0.254 мкм. Величина  $D^*$  в этих структурах [184] достигала  $10^{13}$ – $10^{14}$  Вт $^{-1}$ ·Гц $^{1/2}$ ·см,  $NEP = 10^{-15}$ – $10^{-14}$  Вт·Гц $^{-1/2}$ , а в комплекте с измерительным устройством  $NEP = (1-2) \cdot 10^{-14}$  Вт·Гц $^{-1/2}$ . Использование ПТО (оксид In и Sn) вместо Au [186] позволило увеличить фоточувствительность до 0.3–0.4 А/Вт.

Для устранения чувствительности к видимому свету GaP-фотодиоды комплектуются УФ светофильтрами, причем использование УФС-6 делает их спектр близким к спектру солнечного УФ излучения [187]. Для снижения



**Рис. 10.** Спектр фоточувствительности фотоэлектродпреобразователя с барьером Шоттки Au- $n$ -GaP [183].  $T = 300$  K.

чувствительности к видимому свету можно использовать структуры  $\text{Au}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}-\text{GaP}$  [188,189], однако низкая стабильность  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$  на воздухе ограничивает их применение. Кроме того, отметим, что для регистрации УФ излучения в счетчиках ядерных частиц использовались фотодиоды с гетеропереходами и лавинные фотодиоды в системе  $\text{AlGaAs}-\text{GaAs}$  [190].

### 6.3. Фотоприемники на основе нитридов

Фотоприемники на основе полупроводниковых нитридов перспективны для УФ области спектра, поскольку это прямозонные материалы, их ширина запрещенной зоны близка к границе видимой и УФ областей спектра, а система  $\text{AlN}-\text{GaN}$  образует непрерывный ряд прямозонных твердых растворов, позволяющих создавать фотоприемники с резким длинноволновым краем фоточувствительности, расположенным практически в любом месте ближней УФ области.

Диоды Шоттки на основе структур  $\text{Pd}-n-\text{GaN}-n^+-\text{GaN}$  ( $n = 3 \cdot 10^{16}-10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $n^+ = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) имели спектральную область чувствительности  $0.25-0.37 \text{ мкм}$ , величину  $S_I = 0.18 \text{ А/Вт}$  ( $\gamma \approx 0.6$ ), которая мало изменялась во всем спектральном диапазоне (рис. 11). Основным шумом в структурах был шум типа  $1/f$  [191].

Другой тип структур,  $m-s-m$ , был реализован в работах [192-194] (рис. 12). Приборы имели такую же спектральную область и  $S_I = 0.17 \text{ А/Вт}$ . Диоды Шоттки типа „сэндвич“  $\text{Ag}-\text{GaN}:\text{H}-\text{Au}$  [195], в которых  $\text{GaN}:\text{H}$  сильно легирован магнием, имели резкий край спектра фототока при  $\lambda = 0.36 \text{ мкм}$  ( $\gamma = 0.4$ ,  $S_I = 0.11 \text{ А/Вт}$  при  $\lambda = 0.32 \text{ мкм}$ ,  $I_d = 10^{-11} \text{ А}$  при  $V = -1 \text{ В}$ ). С ростом обратного смещения до  $-5 \text{ В}$  величина  $S_I$  существенно возрастает, а затем достигает насыщения [196]. В работах [193,194] были изготовлены вертикальные и латеральные  $\text{GaN}$ -фотоприемники с барьером Шоттки и показано, что приемники с вертикальной структурой имеют большую эффективность благодаря улучшенным характеристикам тыльного омического контакта и большую обнаружительную способность благодаря меньшему уровню шума типа  $1/f$  из-за меньшего влияния дислокаций на транспорт носителей.

Свойства фотоэлектрореобразователей (в частности,  $m-s-m$ -структур) существенно зависят от структурных свойств исходного материала и, следовательно, от величины рассогласования постоянных решетки подложки и слоя  $\Delta a/a$ . Обычно  $\text{GaN}$  выращивается на сапфире ( $\Delta a/a = 16\%$ ) или  $\text{SiC}$  ( $\Delta a/a = 3.2\%$ ), кроме того перспективной может быть подложка из  $\text{LiGaO}_2$  ( $\Delta a/a = 0.19\%$ ) [197]. В работе [198] отмечалось, что облучение нейтронами (доза  $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ) готовых структур  $\text{Au}-\text{GaN}$  приводит к уменьшению количества вакансий и улучшению характеристик приборов.

В качестве полупроницаемого для света металла в  $\text{GaN}$ -диодах Шоттки вместо  $\text{Au}$  можно использовать  $\text{ITO}$ , что, как и в случае  $\text{GaP}$ , приводит к росту квантовой эффективности (от 27 до  $\sim 40\%$ ) [199].

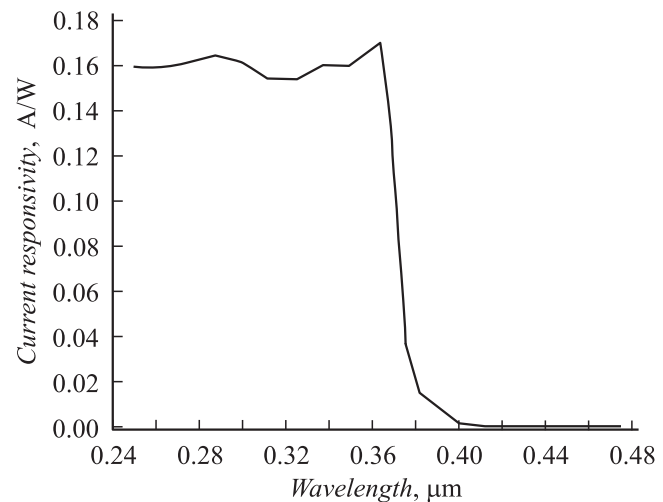


Рис. 11. Спектр фоточувствительности фотоэлектрореобразователя с барьером Шоттки  $\text{Pd}-n-\text{GaN}$  [191].  $T = 300 \text{ К}$ .

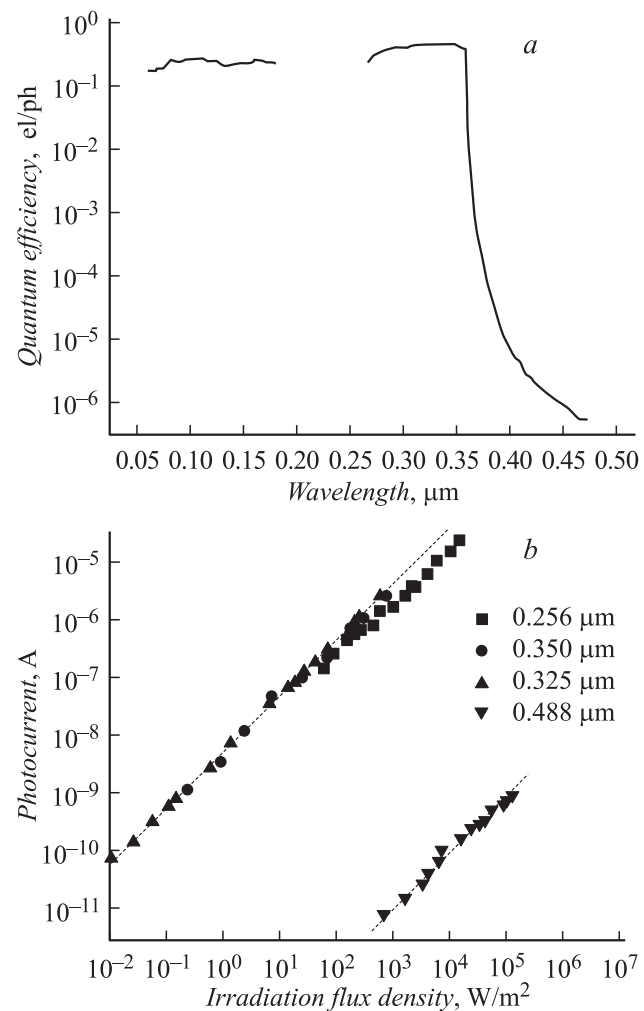


Рис. 12. Спектр фоточувствительности  $\text{GaN}$ -фотоэлектрореобразователя с  $m-s-m$ -структурой при напряжении смещения  $5 \text{ В}$  (a) и зависимость фототока от плотности потока излучения для различных длин волн (b) [194].  $T = 300 \text{ К}$ .



Фотодиоды Шоттки на основе  $n$ -GaN ( $n = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ), пассивированные слоем  $\text{SiO}_2$ , имели постоянную времени 15 нс, определяемую  $RC$ -цепью, и спектральную плотность шума  $5 \cdot 10^{-23} \text{ А}^2/\text{Гц}$  при частоте 10 Гц, причем наблюдалось внутреннее усиление при прямом смещении [200]. Усиление связано с тем, что поверхностные состояния на  $m$ - $s$ -границе могут захватывать фотодырки, уменьшая высоту потенциального барьера  $q\phi_B$  (например, в структурах  $\text{Ti/Pt-GaN}$  при освещении величина  $q\phi_B$  уменьшалась от 1.08 до 0.75 эВ) [201].

Темновые токи меза-диодов Шоттки на основе  $\text{Pd-n-GaN}$  ( $n = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) были очень низкими ( $I_d = 2.1 \cdot 10^{-8} \text{ А/см}^2$  при  $-2 \text{ В}$ ), а шум при 1 Гц составлял  $9 \cdot 10^{-29} \text{ А}^2/\text{Гц}$  и имел характер шума  $1/f$  [202].

В работе [203] на подложках  $n^+$ -GaN ( $n^+ = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) путем выращивания  $n^-$ -слоя ( $n^- = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) и  $p$ -слоя ( $p = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) создавались  $p$ - $n$ -структуры на основе GaN, которые имели  $S_I = 0.11 \text{ А/Вт}$  в максимуме ( $\lambda = 0.36 \text{ мкм}$ ) и  $\tau = 8.2 \text{ мкс}$ . В работе [204]  $p$ - $\pi$ - $n$ -структуры, в которых компенсированный  $p$ -GaN был расположен между сильно легированными  $p$ - и  $n$ -слоем, имели  $S_I = 0.1 \text{ А/Вт}$  при  $\lambda = 0.363 \text{ мкм}$ ,  $I_d = 2.7 \text{ мкА}$  при  $V = -3 \text{ В}$ ,  $NEP = 6.6 \cdot 10^{-15} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$ , а постоянная времени определялась  $RC$ -цепью.

В работах [205,206] были созданы лавинные  $p^+-i-n^+$ -фотодиоды на основе GaN с коэффициентом умножения более 25 и эффективностью 13%. Токи утечки лавинных диодов были менее 20 нА при  $V = 0.9V_{BR}$ , температурный коэффициент напряжения пробоя  $V_{BR}$  составлял  $+0.2 \text{ В/К}$ .

Фоторезисторы на основе GaN имеют резкий длинноволновый край и очень высокую токовую чувствительность. При 5–15 В достигнута чувствительность  $S_I = 2000 \text{ А/Вт}$  (согласно [207]) и даже  $S_I = 3200 \text{ А/Вт}$  (согласно [208]); при  $\lambda = 0.254 \text{ мкм}$   $S_I = 125 \text{ А/Вт}$  при  $V = 25 \text{ В}$  (согласно [209]) и  $S_I = 30 \text{ А/Вт}$  при  $V = 14 \text{ В}$  (согласно [210]). Высокие значения  $S_I$  обусловлены модуляцией сопротивления толщи GaN вследствие фотоэффекта в слое объемного заряда, присутствующего на поверхности GaN, и изменений его ширины при генерации носителей [211,212].

Твердые растворы GaN–AlN используются для изготовления солнечно-слепых (solar-blind) фотоприемников, т.е. приемников, не чувствительных ко всему солнечному излучению, доходящему до Земли ( $\lambda < 0.3 \text{ мкм}$ ), а также приемников, не чувствительных к видимому и ИК излучению ( $\lambda < 0.38 \text{ мкм}$ ) (blind to the optical light) [213], которые используются для регистрации УФ излучения Солнца в космосе и на Земле.

С ростом содержания AlN в твердом растворе  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  длинноволновый край фоточувствительности сдвигается в сторону более коротких волн [214–220] (рис. 13). Он соответствует  $\lambda = 0.365 \text{ мкм}$  ( $x = 0$ ),  $\lambda = 0.32 \text{ мкм}$  ( $x = 0.35$ ),  $\lambda = 0.23 \text{ мкм}$  ( $x = 0.75$ ),  $\lambda = 0.2 \text{ мкм}$  ( $x = 1$ ) [208,214]. Обычно этот край очень резкий: с ростом длины волны  $\lambda$  от 0.3 до 0.36 мкм (при

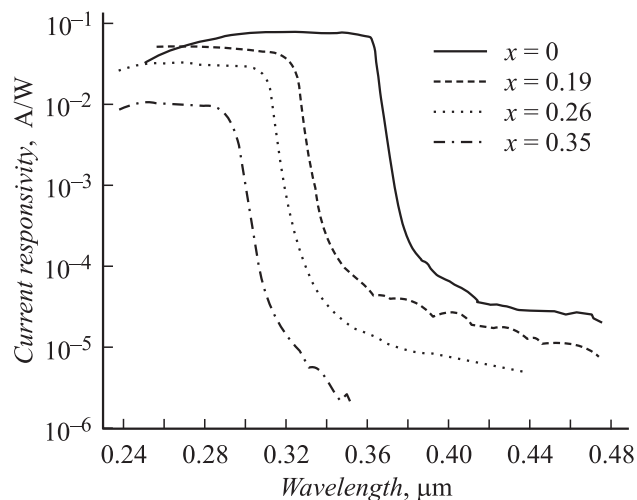


Рис. 13. Спектры фоточувствительности  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -фотоэлектропреобразователей с барьером Шоттки при различном содержании AlN в твердом растворе [220].  $T = 300 \text{ К}$ .

$x = 0.36$ ) [208] или от 0.285 до 0.35 (при  $x = 0.35$ ) [215] токовая чувствительность  $S_I$  уменьшается на 4 порядка величины. В УФ области величина  $S_I$  почти постоянна [216] и составляет:  $0.025$ – $0.03 \text{ А/Вт}$  (при  $x = 0.22$ ) [217];  $0.05 \text{ А/Вт}$  при  $0 \text{ В}$  и  $0.11 \text{ А/Вт}$  при  $V = -5 \text{ В}$  ( $\lambda = 0.232 \text{ мкм}$ ) [216];  $0.05 \text{ А/Вт}$  ( $\lambda = 0.257 \text{ мкм}$ ) [214];  $0.033 \text{ А/Вт}$  ( $\lambda = 0.275 \text{ мкм}$ ) [218].

Теоретический анализ [219,220] показал, что величина  $S_I$  в структурах  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N-GaN}$  возрастает с уменьшением толщины слоя твердого раствора в интервале 4–1 мкм (из-за уменьшения последовательного сопротивления), с ростом концентрации электронов в нем от  $1 \cdot 10^{15}$  до  $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и с уменьшением содержания AlN ( $x$ ).

Удельная обнаружительная способность  $D^*$  фотодетекторов на основе  $\text{AlGaIn}$ -диодов Шоттки обычно составляет  $1.2 \cdot 10^9$ – $2.3 \cdot 10^{10} \text{ Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{см}$ , а постоянная времени ограничивается  $RC$ -цепью (14 нс при  $x = 0.22$ ). Основным шумом  $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{N}$ -диодов Шоттки при прямом смещении был шум типа  $1/f$  и генерационно-рекомбинационный шум. Спектральная плотность шума [221] возрастала при низких токах ( $I$ ) как  $I^{1.5}$ , а при высоких как  $I^{2-2.5}$ .

Ближние параметры имели и фотоприемники на основе  $p$ - $i$ - $n$ -структур [222]: величина токовой чувствительности  $S_I = 0.12 \text{ А/Вт}$  при  $\lambda = 0.364 \text{ мкм}$  и уменьшалась на 3 порядка при  $\lambda > 0.39 \text{ мкм}$ . В работе [215] были изготовлены  $p$ - $i$ - $n$ -фотодиоды с освещением как со стороны верхнего слоя ( $S_I = 0.08 \text{ А/Вт}$  при  $\lambda = 0.285 \text{ мкм}$ ), так и со стороны подложки ( $S_I = 0.033 \text{ А/Вт}$  при  $\lambda = 0.275 \text{ мкм}$ ). Для  $p$ - $i$ - $n$ -фотоприемников  $D^* = 4.85 \cdot 10^{13} \text{ Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{см}$  (согласно [223]),  $\gamma = 0.35$  при  $\lambda = 0.28 \text{ мкм}$  (согласно [224]). В работе [225]  $p$ - $i$ - $n$ -структуры с  $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{N}$ -окном имели  $\gamma = 0.46$  и  $D^* = 2 \cdot 10^{14} \text{ Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{см}$ . Очень низкие обратные токи ( $1 \cdot 10^{-10} \text{ А}$  при  $-5 \text{ В}$ ) и высо-

кие  $D^*$  ( $2.4 \cdot 10^{14} \text{ Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{см}$ ) были получены на гетероструктурах  $p\text{-Al}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{N}-n\text{-GaN}$ ; основным шумом при  $f < 1 \text{ кГц}$  и  $V < 10 \text{ В}$  был шум типа  $1/f$ , а при  $f > 1 \text{ кГц}$  — тепловой и дробовой шум [226]. Более подробные сведения о солнечно-слепых фотоприемниках на основе  $p-n$ -структур из GaN и AlGaIn приведены в работе [227].

#### 6.4. Фотоприемники на основе SiC

Карбид кремния имеет множество политипов, причем наиболее актуальными для УФ фотометрии являются  $6H\text{-SiC}$  и  $4H\text{-SiC}$  с  $E_g = 3.0$  и  $3.23 \text{ эВ}$  соответственно. Важными достоинствами SiC являются высокая насыщенная скорость электронов, отсутствие деградации при мощном длительном УФ излучении и нечувствительность SiC-фотодиодов к видимому и ИК излучению. SiC-приборы способны работать при высоких температурах (высокотемпературная электроника) и при высоких напряжениях и токах [228].

Фотоприемники с барьером Шоттки  $\text{Cr}-n\text{-SiC}$  [229], так же как и коммерческие фотоприемники типа JESCO [230], имеют спектральную область фоточувствительности  $0.2\text{--}0.4 \text{ мкм}$  с максимумом при  $0.275 \text{ мкм}$ ,  $S_f = 0.15 \text{ А/Вт}$ ,  $I_d < 10^{-12} \text{ А/см}^2$  и  $NEP = 10^{-13}\text{--}10^{-14} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$  при  $\lambda = 0.25 \text{ мкм}$ . Эти приборы могут работать при высоких напряжениях и температурах. Так, фотодиоды  $\text{Au}-n\text{-}6H\text{-SiC}$  ( $n = 5 \cdot 10^{16}\text{--}10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) могли работать вплоть до  $573 \text{ К}$ ; напряжение пробоя  $V_{BR} = 100\text{--}170 \text{ В}$  при  $300 \text{ К}$  (обратный ток при  $V < V_{BR}$  не превышал  $10^{-10} \text{ А}$ ),  $S_f = 0.15 \text{ А/Вт}$  ( $\gamma = 0.8$ ) [231] при  $\lambda = 0.215 \text{ мкм}$ . Сравнение фотодиодов Шоттки на основе  $6H\text{-SiC}$   $n$ - и  $p$ -типа проводимости [232] показало, что в последних можно достичь большей фоточувствительности из-за большей контактной разности потенциалов и из-за того, что диффузионная длина для электронов больше, чем для дырок.

Край фоточувствительности фотодиодов находился при  $0.435$  и  $0.410 \text{ мкм}$  в случаях барьеров Шоттки и  $p-n$ -структур на основе  $6H\text{-SiC}$  и  $4H\text{-SiC}$  соответственно. Такие структуры использовались для регистрации озона [233], в качестве детекторов ядерных частиц [234,235] и детекторов пламени газовых турбин и ракет [236].

Особенности зонной структуры  $4H\text{-SiC}$  дают уникальную возможность создать полосовой фотоприемник со спектром, близким к спектру бактерицидного излучения: спектральная область  $0.24\text{--}0.3 \text{ мкм}$  с максимумом при  $0.252 \text{ эВ}$  ( $\gamma = 0.3$ ) [90] (рис. 14).

Фотоприемники с  $p-n$ -переходами на основе SiC имели параметры, близкие к параметрам диодов Шоттки. Так,  $p-n$ -структуры [229], полученные диффузией Al или В в  $n\text{-SiC}$  ( $n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), имели спектральную область фоточувствительности  $0.2\text{--}0.4 \text{ мкм}$  с  $S_f = 0.15 \text{ А/Вт}$ . Меза-структуры, включающие  $p\text{-}6H\text{-SiC}$  (подложка),  $p\text{-SiC}$  с  $p = (5\text{--}8) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $n^+\text{-SiC}$

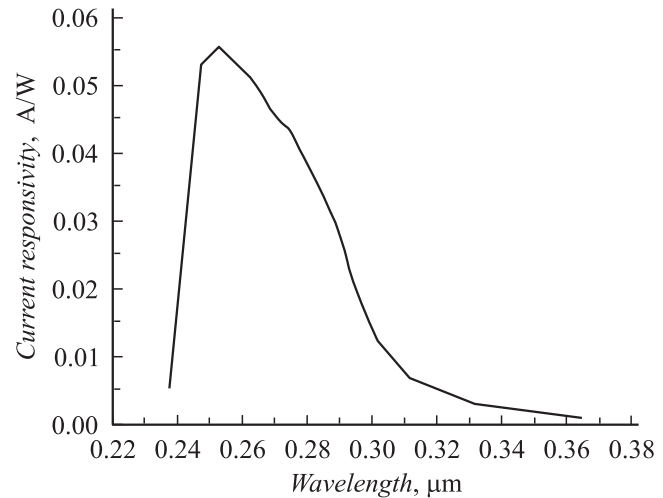


Рис. 14. Спектр фоточувствительности фотоэлектронного преобразователя с барьером Шоттки  $\text{Cr}-4H\text{-SiC}$  [90].  $T = 300 \text{ К}$ .

с  $n^+ = 5 \cdot 10^{18}\text{--}1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , имели  $\gamma = 0.7\text{--}0.85$  ( $S_f = 0.15\text{--}0.175 \text{ А/Вт}$  при  $\lambda = 0.27 \text{ мкм}$ ) [237]. Плотность темнового тока в  $p-n$ -структурах на основе  $6H\text{-SiC}$  была  $10^{-11} \text{ А/см}^2$  (при  $-1 \text{ В}$  и  $473 \text{ К}$ ), и эти диоды успешно работали как УФ фотоприемники [238,239] до  $623 \text{ К}$ .

Фотоприемники на основе  $n\text{-}4H\text{-SiC}$  с  $n = (3\text{--}5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  с мелким ( $0.6 \text{ мкм}$ )  $p^+-n$ -переходом, сформированным ионным легированием [240], сочетают в себе достоинства  $p-n$ -переходов и диодов Шоттки: при энергиях фотонов  $3.5\text{--}4.25 \text{ эВ}$  эффективность собирания неосновных носителей заряда была близка к  $100\%$ , а обратные токи при  $T = 500^\circ\text{C}$  и  $V = -10 \text{ В}$  были менее  $10^{-7} \text{ А}$ .

#### 6.5. Фотоприемники на основе полупроводников типа $A^{\text{II}}B^{\text{VI}}$

Первым материалом типа  $A^{\text{II}}B^{\text{VI}}$  для фотоприемников был CdS ( $E_g = 2.43 \text{ эВ}$ ); спектральная область фоторезисторов на его основе близка к области фоточувствительности человеческого глаза [241]. Диоды Шоттки на основе  $\text{Cu}_{0.18}\text{S}-\text{CdS}$  использовались в УФ области спектра [242], хотя они чувствительны и к видимому свету. По мере продвижения в УФ область начинают использоваться все более широкозонные материалы, в частности ZnSe ( $E_g = 2.7 \text{ эВ}$ ), ZnS ( $E_g = 3.6 \text{ эВ}$ ) и твердые растворы на их основе [243–247]. ZnSe легко выращивается на GaAs-подложке и используется для синей и УФ областей спектра, в основном для регистрации лазерного излучения. Фотоприемники на основе ZnS-барьеров Шоттки [247] имели очень резкий край фоточувствительности,  $S_f = 0.1 \text{ А/Вт}$  (при  $V = -3.5 \text{ В}$ ),  $D^* = 1.4 \cdot 10^{12} \text{ Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{см}$ .

Фотоприемники с барьерами Шоттки на основе ZnMgBeSe имели  $S_f = 0.17 \text{ А/Вт}$  (при  $\lambda = 0.375 \text{ мкм}$ ) и  $D^* = 2 \cdot 10^{12} \text{ Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{см}$ , при этом в области

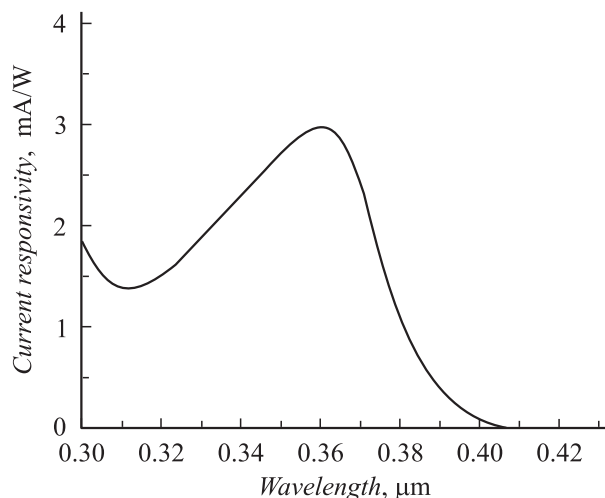


Рис. 15. Спектр fotocувствительности фотоэлектропреобразователя с барьером Шоттки Au–ZnO [256].  $T = 300$  К.

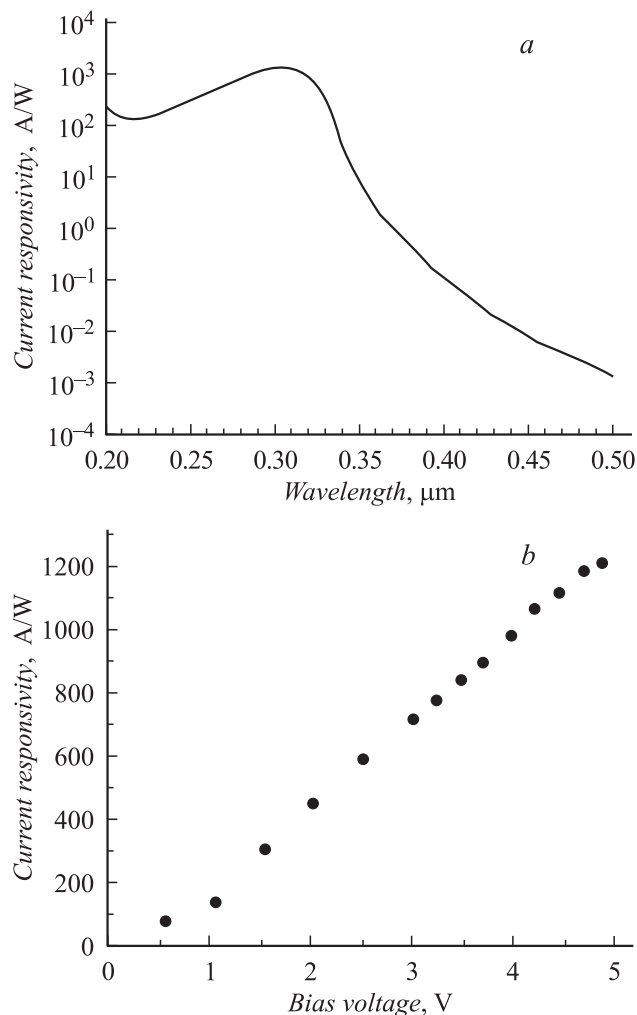


Рис. 16. Спектр fotocувствительности  $\text{Mg}_{0.34}\text{Zn}_{0.66}\text{O}$ -фоторезистора при напряжении смещения 5 В (а) и зависимость токовой fotocувствительности от напряжения смещения при 0.308 мкм (б) [258].  $T = 300$  К.

0.315–0.38 мкм  $\gamma = 0.5$ , а постоянная времени (1.5 мкс) определялась  $RC$ -цепью структуры [248]. Для  $p-i-n$ -структур [249] величина  $S_I$  составила 0.22 А/Вт при  $\lambda = 0.42$  мкм, она была максимальной при  $\lambda = 0.45$  мкм и уменьшалась на 3 порядка при  $\lambda = 0.515$  мкм, на 4 порядка при  $\lambda = 0.65$  мкм [250].

Лавинные  $p^+-n$ -фотодиоды на основе ZnSe [251] имели спектральную область fotocувствительности 0.35–0.47 мкм, причем с ростом напряжения от 0 до 15 В величина  $\gamma$  возрастала от 0.3 до 0.6, а усиление достигало 60.

Твердые растворы ZnSSe [252] и ZnSTe [253] использовались для сдвига длинноволнового края fotocувствительности в барьерах Шоттки. Он находился при  $\lambda = 0.37$  мкм ( $S_I = 0.12$  А/Вт) для  $\text{ZnS}_{0.8}\text{Se}_{0.2}$ -структур, при  $\lambda = 0.34$  мкм ( $S_I = 0.10$  А/Вт) для  $\text{ZnS}_{0.95}\text{Te}_{0.05}$ -структур, при  $\lambda = 0.338$  мкм ( $S_I = 0.15$  А/Вт) для ZnS-структур, причем край был более резкий в ZnSSe-структурах, чем в ZnSTe-структурах. С ростом температуры величина  $S_I$  возрастала [254].

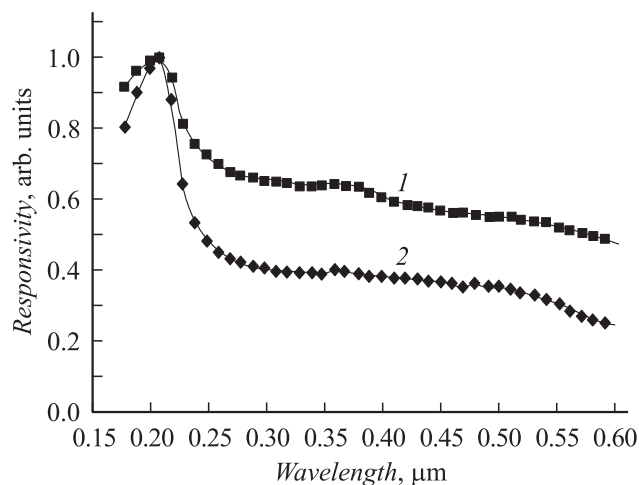
Перспективным для УФ области спектра является оксид цинка ZnO ( $E_g = 3.46$  эВ). Он радиационно устойчив, используется для изготовления низкороговых синих и УФ лазеров, которые, благодаря высокой энергии связи экситона (60 мэВ), могут быть сопряжены с ZnO-фотодетекторами; ZnO легко выращивается на GaN-подложках [255]. На основе ZnO были изготовлены барьеры Шоттки [256] (рис. 15) и  $m-s-m$ -фотодиоды [257], а на основе твердого раствора  $\text{Mg}_{0.34}\text{Zn}_{0.66}\text{O}$  ( $E_g = 4.05$  эВ) — солнечно-слепые фоторезисторы (рис. 16) [258]. Фоторезисторы имели fotocувствительность 1200 А/Вт при  $\lambda = 0.308$  мкм и  $V = 5$  В, причем при  $\lambda = 0.4$  мкм величина  $S_I$  уменьшалась на 4 порядка, а увеличение напряжения от 0.5 до 5 В увеличивало  $S_I$  в 6 раз (рис. 16, б); постоянные времени нарастания и спада для  $m-s-m$ -структур на основе ZnO достигали 8 нс.

Фоторезисторы на основе слоев пористого ZnO, изготовленного магнетронным распылением, имели высокую чувствительность в УФ области (0.365 мкм), причем времена нарастания и спада были  $\sim 800$  мс. Фоторезисторы практически не деградировали [259]. Такие слои могут использоваться также как фотоаноды в солнечных фотохимических элементах [260]. Фотоприемники со структурой ZnO (ITO)/ $a\text{-Si:H}(n)/c\text{-Si}(p)/\text{Al}$  могут использоваться в качестве фотоприемников линейно поляризованного излучения, причем слой ZnO (ITO) играют роль просветляющей пленки [261].

## 6.6. Фотоприемники на основе алмаза и других полупроводников

Алмаз ( $E_g \approx 5.5$  эВ,  $E_0 \approx 7.3$  эВ) — самый широкозонный из исследуемых полупроводников, однако он еще только начинает осваиваться. Диоды Шоттки на основе алмаза [262] имели длинноволновый край fotocувстви-





**Рис. 17.** Спектры фоточувствительности (нормированные) фотоэлектрореобразователей на основе пленки алмаза: 1 — фоторезистор, 2 — фотодиод Шоттки [268].  $T = 300$  К.

тельности вблизи 0.22 мкм, что близко к ширине запрещенной зоны алмаза. Эти приборы были солнечно-слепыми и использовались для регистрации вакуумного УФ излучения [263]. Алмазные детекторы с  $p$ – $n$ -структурой [264,265] имели область фоточувствительности 0.12–0.6 мкм. На основе алмаза изготавливались и фоторезисторы [266,267], их фоточувствительность в УФ области (0.2 мкм) была на 6 порядков больше, чем в видимой области, а темновой ток был менее 0.1 нА. Диоды Шоттки на основе алмаза имели темновой ток 10 пА и постоянную времени 20 мкс [268]. Спектры фоточувствительности фоторезистора и фотодиода Шоттки на основе алмазной пленки [268] показаны на рис. 17. Обычно алмаз создается методом химического осаждения из газовой фазы [269]. Для уменьшения деградиационных процессов пленки выращиваются в среде, содержащей азот (10–15%) [270].

В последние годы появился интерес к аморфным и поликристаллическим полупроводниковым материалам в связи с развитием тонкопленочных полевых транзисторов и солнечных элементов. В то же время эти материалы начинают использоваться для УФ области. Приборы на основе  $a$ -Si:H имеют низкую стоимость изготовления, большую площадь и изготавливаются при низких температурах. В работе [271] структуры  $a$ -Si/ $a$ -SiC использовались как широкозонное окно к Si-фотоприемнику; в работе [272] отмечалось, что эти структуры могут использоваться в качестве фотоприемников ближнего и дальнего УФ излучения, причем  $p$ – $i$ – $n$ -структуры размером  $5 \times 5$  см<sup>2</sup> имели токовую фоточувствительность  $S_I = 0.28$  А/Вт при 0.365 мкм. В работе [273] структуры Pd/ $i$ - $a$ -Si:H/ $n^+$ - $a$ -Si:H/Mo(Ni,Cr)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> использовались в качестве фотоприемников в области 0.2–0.5 мкм. Структуры  $p$ – $i$ – $n$  на основе  $a$ -Si:H с полупрозрачным слоем Ag имели  $S_I \approx 0.08$  А/Вт в области 0.3–0.4 мкм, причем при 0.45 мкм фоточувствительность падала в 2 раза [274]. Приборы на основе  $a$ -Si [275], а также

на основе флюорита [276] использовались для работы в области вакуумного УФ. В работе [277] сообщалось об использовании фотоприемников УФ излучения на основе аморфного  $n$ -GaN для мониторинга „озоновых дыр“ над Антарктидой.

В заключение отметим, что для фотоэлектрореобразования могут быть перспективными и уже начинают использоваться органические полупроводники [278], полупроводниковый опал ( $E_g \approx 5.5$  эВ) [279], LaCuOS ( $E_g \approx 3.1$  эВ) [280] и полимерные пленки [281]. В частности, детекторы на основе пленок имели спектральную область фоточувствительности 0.3–0.7 мкм с  $S_I = 0.16$ –0.17 А/Вт при 0.44–0.48 мкм.

## 7. Итоги и направления дальнейших исследований

В последние два десятилетия в связи с требованиями медицины, биологии, экологии, военной техники и проблемой „озоновой дыры“ сформировалась ультрафиолетовая фотоэлектроника. Ее особенностью является необходимость регистрировать слабые, но исключительно сильно влияющие на жизнедеятельность человека сигналы на фоне мощного видимого и ИК излучения.

В настоящее время УФ фотоэлектрореобразователи представляют собой:

- кремниевые  $p$ – $n$ -структуры; они получили широкое распространение, так как дешевы и хорошо освоены промышленностью, однако они требуют сложных систем светофильтров для устранения ИК фоточувствительности;
- GaP-барьеры Шоттки; из-за непрямозонности GaP они чувствительны, кроме УФ области, только к синему и фиолетовому свету и могут использоваться в комплексе с простыми стеклянными светофильтрами для контроля УФ излучения Солнца;
- барьеры Шоттки и  $p$ – $n$ -структуры на основе GaN и AlGaIn; за счет большой ширины запрещенной зоны этих прямозонных полупроводников они являются основой современной фотоэлектроники солнечно-слепых приборов, так как путем изменения химического состава твердого раствора AlGaIn можно легко сдвигать длинноволновую границу фоточувствительности приемников практически по всей ближней УФ области спектра;
- барьеры Шоттки и  $p$ – $n$ -структуры на основе SiC; они перспективны для высокотемпературной фотоэлектроники, а также для регистрации бактерицидного излучения Солнца и УФ ламп.

Кроме того, в настоящее время успешно развиваются и могут оказаться перспективными  $p$ – $n$ -структуры, фоторезисторы и барьеры Шоттки на основе полупроводников A<sup>II</sup>B<sup>VI</sup> (ZnO, ZnS, ZnSe и др.), а также на основе полимерных пленок, которые в дальнейшем могут вызвать переворот в технологии приборов.

Достигнутые в настоящее время максимальные значения токовой фоточувствительности соответствуют квантовой эффективности 0.7–0.9, что очень близко к

теоретическому пределу. Величины постоянных времени фотоприемников, особенно с барьерами Шоттки, также оказались близкими к пределу, определяемому RC-цепью. В то же время удельная обнаружительная способность лучших приборов находится на уровне  $10^{13} - 10^{15} \text{ Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{см}$ , что существенно ниже теоретического предела ( $\sim 10^{17} \text{ Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{см}$ ), и для ее повышения необходимо уменьшать темновой обратный ток, что в конечном итоге требует совершенствования исходных материалов.

Рассмотрим направления дальнейших исследований в области УФ фотоэлектропреобразователей:

- создание общей теории фотоэлектропреобразования в структурах с потенциальными барьерами на основе широкозонных полупроводников;
- оптимизация технологии широкозонных полупроводниковых материалов (GaN, AlN, SiC, ZnO) с целью создания бездислокационных материалов и материалов с подвижностью и временем жизни носителей, близкими к теоретическому пределу (как это уже сделано для Si, GaAs, GaP); это позволит повысить обнаружительную способность фотоприемников;
- разработка фотоприемников (селективных и полосовых) для отдельных актуальных участков УФ области спектра — солнечно-слепых фотоприемников, работающих при повышенных температурах, фотоприемников эритемного излучения, фотоприемников канцерогенного излучения, фотоприемников витаминизирующего излучения;
- разработка миниатюрных измерительных устройств (дозиметров, интенсиметров) на основе этих фотоэлектропреобразователей и проведение с их помощью УФ мониторинга на территории России с целью определения влияния УФ излучения на жизнедеятельность человека.

Авторы благодарны О.В. Константинову за полезную дискуссию.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 02-02-07014).

## Список литературы

- [1] *Фотометрия. Термины и определения*. ГОСТ-26148-84, приложение 1 (1992).
- [2] L.R. Koller. *Ultraviolet Radiation* (N.Y., Wiley, 1965).
- [3] E.E. Anderson. *Fundamentals of Solar Energy Conversion* (Reading, MA: Addison Wesley, 1983).
- [4] И.Е. Гамелина, К.А. Самойлова. *Механизм влияния на организм человека и животных крови, облученной ультрафиолетовым излучением* (Л., Наука, 1986).
- [5] В.Г. Бокша. *Справочник по климатотерапии* (Киев, Здоровье, 1989).
- [6] WHO *Environmental Hygienic Criteria. Ultraviolet Radiation* (Geneva, International Radiation Protection Association and WHO, 1994) p. 160.

- [7] А. Васси. *Атмосферный озон* (М., Мир, 1968) [Пер. с англ.: A. Vassy. *Atmospheric Ozone, Advances in Geophysics* (N.Y.—L., 1965) v. 1].
- [8] D.J. Karoly. *Cancer Forum*, **30**, 1 (1996).
- [9] Matthew P. Thekarakara. *Appl. Optics*, **13**, 518 (1974).
- [10] Д.В. Лазарев, Л.Н. Ляпунова. В сб.: *Проблемы практической фотобиологии* (Пушино, 1977) с. 11.
- [11] Э.Л. Александров, Ю.А. Израэль, И.Л. Кароль, А.Х. Хргиан. *Озоновый шит Земли и его изменение* (СПб., Гидрометеиздат, 1992).
- [12] P. Fraser. *Proc. 2nd Menzies Found. Conf. „Health Consequences of Ozone Depletion“* (Hobart, Australia, 1996).
- [13] R. Stalarski, R. Cicerone. *Canadian J. Chem.*, **52**, 1610 (1974).
- [14] M.J. Molina, F.S. Rowland. *Nature*, **249**, 810 (1974).
- [15] D.J. Hofmann, S.J. Oltmans, B.J. Johnson, A. Lathrop, J.M. Harris, M. Vomel. *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 2493 (1995).
- [16] I.E. Galbally. *Science*, **193**, 573 (1976).
- [17] Ш. Роун. *Озоновый кризис* (М., Мир, 1993).
- [18] J. Austin, D.J. Hofmann, N. Butchart, S.J. Oltmans. *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 2489 (1995).
- [19] D.J. Hofmann. *Nature*, **383**, 129 (1996).
- [20] J.R. Herman, P.A. Newman, O.D. Lark. *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 3227 (1995).
- [21] Y. Kondo, Y. Zhao, O. Uchino, T. Nagai, T. Fujimodo et al. *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 3223 (1995).
- [22] S. Staehelin, N.R.P. Harris, C. Appenzeller, J. Eberhard. *Rev. Geophys.*, **39** (2), 231 (2001).
- [23] P.B.C. Ren, F. Sigernes, Y. Gjessing. *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 1359 (1997).
- [24] C.S. Zeferos, D.S. Balis, A.F. Bais, D. Gillotay, P.C. Simon, B. Meyer, G. Seotmeyer. *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 1363 (1997).
- [25] CIAP Monography 5. *Impact of climatic change on the biosphere*, p. 1. *UV radiation effects*. DOT-TST-75-55 (Washington, DC, 1975).
- [26] *World Meteorological Organization (WMO). Scientific assessment of ozone depletion* (Geneva, WMO Global Ozone Research and Monitoring Project, 1994) report 37.
- [27] *World Meteorological Organization (WMO) and United National Environment Program (UNEP). Climate Change 1995 — The Science of Climate Change, Summery of Policymakers, Working Group 1* (Geneva, IPCC, 1995) p. 56.
- [28] Yu.A. Goldberg. *Semicond. Sci. Technol.*, **14** (37), R41 (1999).
- [29] *Полупроводниковые фотоэлектрические детекторы и фотоприемники*. ГОСТ-17772-1988.
- [30] *Полупроводниковые фотоэлектрические детекторы и фотоприемники. Термины и определения*. ГОСТ-21934-1983.
- [31] D.E. Aspnes, A.A. Studna. *Phys. Rev. B*, **27**, 985 (1983).
- [32] H.R. Philipp, E.A. Taft. *Silicon Carbide — a High Temperature Semiconductor* (Oxford, Pergamon Press, 1960).
- [33] D.E. Aspnes, S.M. Kenso, R.A. Logan, R. Bhat. *J. Appl. Phys.*, **60**, 754 (1986).
- [34] S.G. Sridhara, R.P. Devaty, W.J. Choyke. *J. Appl. Phys.*, **84**, 2963 (1998).
- [35] Noriyuki Miyata, Rfzunori Moriki, Osumu Mishima, Masami Fujisawa, Takeo Hattori. *Phys. Rev. B*, **40**, 12028 (1989).

- [36] C.R. Aita, C.J.G. Kubiak, F.Y.H. Shih. *J. Appl. Phys.*, **66**, 4360 (1989).
- [37] R. Groth, E. Kauer. *Phys. St. Sol.*, **1** (5), 445 (1961).
- [38] J.F. Muth, J.H. Lee, I.K. Shmagin, R.M. Kolbas, H.C. Casey, Jr., B.P. Keller, U.K. Mishra, S.P. DenBaars. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 2572 (1997).
- [39] J. Baillou, J. Daunay, P. Bugnet, J. Dauray, C. Auzary, R. Poindessault. *J. Phys. Chem. Sol.*, **41** (3), 295 (1980).
- [40] J.W. Tomm, B. Ullrich, X.G. Qiu, Y. Segawa, A. Ohtomo, M. Kawasaki, H. Koinuma. *J. Appl. Phys.*, **87**, 1844 (2000).
- [41] A. Zunger, A. Katzir, A. Halperin. *Phys. Rev. B*, **13**, 5560 (1976).
- [42] O. Ambacher, W. Rieger, P. Ansmann, H. Angerer, T.D. Moustakas, M. Stutzman. *Sol. St. Commun.*, **97** (5), 365 (1997).
- [43] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) [Пер. с англ.: S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices* (N.Y., Wiley, 1981)].
- [44] *Handbook Series on Semiconductor Parameters*, ed. by M. Levinshtein, S. Rumyantsev and M. Shur (Singapore, World Scientific, 1996 [v. 1], 1999 [v. 2]).
- [45] *Properties of Advanced Semiconductor Materials*, ed. by M. Levinshtein, S. Rumyantsev and M. Shur (N.Y., John Wiley and Sons, 2001).
- [46] H. Morkoç, S. Strite, G.B. Gao, M.E. Lin, B. Sverdlov, M. Burns. *J. Appl. Phys.*, **76**, 1363 (1994).
- [47] Lei Wang, M.I. Nathan, T.-H. Lim, M.A. Khan, Q. Chen. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 1267 (1996).
- [48] M. Rebien, W. Henrion, M. Bar, C.-H. Fisher. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 3518 (2002).
- [49] R. Trew, J.B. Yan, P.M. Mock. *Proc. IEEE*, **79**, 598 (1991).
- [50] A.O. Konstantinov, Q. Wahab, N. Nordell, U. Lindefelt. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 90 (1997).
- [51] *Technical report. III–V Review*, **15** (2), 17 (2002).
- [52] Y.P. Varshni. *Physica*, **34** (1), 149 (1967).
- [53] D. Matsuura, T. Kanemitsu, T. Kushida, C.W. White, J.D. Budai, A. Meldrum. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 2289 (2000).
- [54] J.D. Guo, M.S. Feng, R.J. Guo, F.M. Pan, C.Y. Chang. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 2657 (1995).
- [55] А.Н. Андреев, А.А. Лебедев, М.Г. Растегаева, Ф.М. Снегов, А.Л. Сыркин, В.Е. Челноков, Л.Н. Шестопалова. *ФТП*, **29**, 1833 (1995).
- [56] M. Sawada, T. Sawada, Y. Yanagata, K. Imai, H. Kimura, M. Yoshino, K. Lizuka, H. Tomozawa. *Proc. Second Int. Conf. Nitride Semicond.* (Tokushino, Japan, 1997) p. 706.
- [57] Б.В. Царенков, Ю.А. Гольдберг, Е.А. Поссе. *ФТП*, **7**, 2326 (1973).
- [58] J.R. Waldrop, R.W. Grant, Y.C. Wang, R.F. Davis. *J. Appl. Phys.*, **72**, 4757 (1992).
- [59] T. Mori, T. Kozawa, T. Ohwaki, Y. Taga, S. Nagai, S. Yamasaki, S. Asami, N. Shibata, M. Koike. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 3537 (1996).
- [60] H. Sheng, S. Muthukumar, N.W. Emanetoglu, Y. Lu. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 2132 (2002).
- [61] Р.Г. Веренчикова, В.И. Санкин, Е.И. Радованова. *ФТП*, **17**, 1757 (1983).
- [62] E.V. Kalinina, N.I. Kuznetsov, A.I. Babanin, A.I. Dmitriev, A.V. Shchukarev. *Diamond Relat. Mater.*, **6**, 1528 (1997).
- [63] С.Ю. Давыдов, А.А. Лебедев, О.В. Посредник, Ю.М. Таи-ров. *ФТП*, **35**, 1437 (2001).
- [64] Wei-Chin Lai. *Abstract Int. Conf. on SiC, III-Nitrides Rel. Mater.* (Stockholm, 1997) p. 12.
- [65] N.I. Kuznetsov, E.V. Kalinina, V.A. Soloviev, V.A. Dmitriev. *Proc. Mater. Res. Soc. Symp.*, **395**, 837 (1999).
- [66] F. Lavia, F. Roccaforte, V. Raineri, P. Musumeci, L. Caccagno. *Technical Digest Th-P-41 Int. Conf. on SiC and Rel. Mater.* (Japan, 2001) p. 641.
- [67] Q.Z. Liu, L.S. Yu, F. Deng, S.S. Lau, J.M. Redwing. *J. Appl. Phys.*, **84**, 881 (1998).
- [68] L.S. Yu, D. Qiao, L. Jia, S.S. Lau, Y. Qi, K.M. Lau. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 4536 (2001).
- [69] O. Shigiltchhoff, T. Kimoto, D. Hoodgood, P.P. Devaty, W.J. Choyke. *Technical Digest We-B-23 Int. Conf. on SiC and Rel. Mater.* (Japan, 2001) p. 291.
- [70] Ja-Soon Jang, Tae-Yeon Seong. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 2743 (2000).
- [71] Э.Х. Родерик. *Контакты металл–полупроводник* (М., Радио и связь, 1982) [Пер. с англ.: E.H. Rhoderick. *Metal–Semiconductor Contacts* (Oxford, 1978)].
- [72] Ю.А. Гольдберг, Е.А. Поссе, Б.В. Царенков, М.И. Шульга. *ФТП*, **25**, 439 (1991).
- [73] Ю.А. Гольдберг, Е.А. Поссе, Б.В. Царенков. *ФТП*, **9**, 513 (1975).
- [74] R.H. Fowler. *Phys. Rev.*, **38**, 45 (1931).
- [75] C.L. Anderson, C.R. Crowell, T.W. Kao. *Sol. St. Electron.*, **18** (8), 705 (1975).
- [76] W.W. Gartner. *Phys. Rev.*, **116**, 84 (1959).
- [77] S.S. Li, F.A. Lindholm, C.T. Wang. *J. Appl. Phys.*, **43**, 4123 (1972).
- [78] А.А. Гуткин, В.Е. Седов. *ФТП*, **9**, 1761 (1975).
- [79] J.M. Caywood, C.A. Mead. *Appl. Phys. Lett.*, **15**, 14 (1969).
- [80] M. Lavange, J.P. Pique, Y. Marfing. *Sol. St. Electron.*, **20** (3), 235 (1969).
- [81] A.M. Cowley, S.M. Sze. *J. Appl. Phys.*, **36**, 3212 (1965).
- [82] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. *ФТП*, **25**, 1922 (1991).
- [83] О.А. Мезрин, С.И. Трошков. *ФТП*, **22**, 176 (1983).
- [84] Ю.А. Гольдберг, Т.В. Львова, О.А. Мезрин, С.И. Трошков. *ФТП*, **24**, 1835 (1990).
- [85] О.В. Константинов, О.А. Мезрин, Г.В. Царенков. *ФТП*, **22**, 129 (1988).
- [86] T.V. Blank, Yu.A. Goldberg, O.V. Konstantinov. *Abstract 13th Int. Conf. Sol. State Dosimetry* (Athens, Greece, 2001).
- [87] Р.Ф. Казаринов, О.В. Константинов. *ЖЭТФ*, **40**, 936 (1961).
- [88] Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, Е.А. Поссе, Б.В. Царенков. *ФТП*, **29**, 421 (1995).
- [89] Yu.A. Goldberg, O.V. Konstantinov, O.I. Obolensky, T.V. Petelina (Blank), E.A. Posse. *J. Phys.: Condens. Matter*, **11**, 455 (1999).
- [90] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, Е.В. Калинина, О.В. Константинов, А.О. Константинов, А. Халлен. *Письма ЖТФ*, **27** (18), 43 (2001).
- [91] А. Фаренбрух, Р. Бьюб. *Солнечные элементы* (М., Энергоиздат, 1987).
- [92] М.М. Аникин, В.В. Евстропов, Н.В. Попов, В.П. Растегаев, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин. *ФТП*, **23**, 647 (1989).
- [93] М.М. Аникин, В.В. Евстропов, Н.В. Попов, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин. *ФТП*, **23**, 1813 (1989).
- [94] M. Razeghi, A. Rogalski. *J. Appl. Phys.*, **79**, 7433 (1996).
- [95] P.W. Kruse. *Optical Infrared Detectors* (Berlin, 1977).
- [96] W. Dingfen, K. Heime. *Electron. Lett.*, **18**, 940 (1982).
- [97] W. Dingfen, W. Dening, K. Heime. *Sol. St. Electron.*, **29**, 489 (1987).
- [98] R.K. Kupka, W.A. Anderson. *J. Appl. Phys.*, **69**, 3623 (1991).

- [99] A.Y.C. Yu. Sol. St. Electron., **13**, 239 (1970).
- [100] S.M. Cho, J.D. Lee, H.H. Lee. J. Appl. Phys., **70**, 282 (1991).
- [101] Noriaki Mochida, Tohru Honda, Tomoe Shirasawa, Akira Inoue, Takahiro Sakaguchi, Fumio Koyama, Kenichi Iga. J. Cryst. Growth, **189/190**, 716 (1998).
- [102] D. Qiao, L.S. Yu, L. Jia, P.M. Asbeck, S.S. Lau, T.E. Haynes. Appl. Phys. Lett., **80** (6), 992 (2002).
- [103] Lu-Min Liu, G. Lindauer, W.B. Alexander, P.H. Holloway. J. Vac. Sci. Technol. B, **13**, 2238 (1995).
- [104] Y.X. Wang, P.H. Holloway. Vacuum, **43**, 1149 (1992).
- [105] J.J. Fijol, J.T. Trexler, L. Calhoun, R.M. Park, P.H. Holloway. J. Vac. Sci. Technol. B, **14**, 159 (1996).
- [106] S. Miller, P.H. Holloway. J. Electron. Mater., **25**, 1709 (1996).
- [107] A. Durbha, S.J. Pearton, C.R. Abernathy, J.W. Lee, P.H. Holloway, F. Ren. J. Vac. Sci. Technol. B, **14** (4), 2582 (1996).
- [108] T. Gessmann, Y.L. Li, E.L. Waldron, J.W. Graff, E.F. Schubert, J.K. Sheu. Appl. Phys. Lett., **80**, 986 (2002).
- [109] P.H. Holloway, T.J. Kim, J.T. Trexler, S. Miller, J.J. Fijot, W.U. Lampert, T.W. Haas. Appl. Surf. Sci., **117/118**, 362 (1997).
- [110] C.R. Abernathy, J.D. MacKenzie, S.J. Pearton, W.S. Hobson. Appl. Phys. Lett., **66**, 1969 (1995).
- [111] Ho Won Jang, W. Urbanek, M.C. Yoo, Jong-Lam Lee. Appl. Phys. Lett., **80**, 2937 (2002).
- [112] Joon Seop Kwak, Ok-Hyun Nam, Yongjo Park. Appl. Phys. Lett., **80**, 3554 (2002).
- [113] K.O. Schweitz, P.K. Wang, S.E. Mohnney, D. Gotthold. Appl. Phys. Lett., **80**, 1954 (2002).
- [114] H. Morkoç, S. Strike, G.B. Gao, M.E. Lin, B. Sverdlov, M. Burns. J. Appl. Phys., **76**, 1363 (1994).
- [115] M.E. Lin, Z. Ma, F.Y. Huang, Z.F. Fan, L.H. Allen, H. Morkoç. Appl. Phys. Lett., **64**, 1003 (1994).
- [116] S. Prakash, L.S. Tan, K.M. Ng, A. Raman, S.J. Chua, A.T.C. Woe, S.N. Lin. *Abstract Int. Conf. on SiC and Rel. Mater.* (Sheraton, 1999) p. 48.
- [117] Zhifang Fan, S. Noor Mohammad, Wook Kim, Özgür Aktas, Andrei E. Botchkarev, Hadis Morkoç. Appl. Phys. Lett., **68**, 1672 (1996).
- [118] E. Kaminska, A. Piotrowska et al. Mater. Res. Soc. Symp. Proc., **482**, 1077 (1998).
- [119] A. Lunev, V. Chaturvedi, A. Chitmis, G. Simin, J. Yang, M.A. Khan. *Abstract Int. Conf. on SiC and Rel. Mater.* (Sheraton, 1999) p. 159.
- [120] J.B. Fedison, T.P. Chow, H. Lu, T.B. Bhat. *Abstract Int. Conf. on SiC and Rel. Mater.* (Sheraton, 1999) p. 463.
- [121] Ja-Soon Jang, Seong-Ju Park, Tae-Yeon Seong. Appl. Phys. Lett., **76**, 2898 (2000).
- [122] D.B. Ingerly, Y.A. Chang, Y. Chen. MRS Internet. J. Nitride Semicond. Res., **4S1**, G6, 49 (1999).
- [123] J.S. Jang, H.G. Kim, K.H. Park, C.S. Um, I.K. Han, H.K. Jang, S.J. Part. Mater. Res. Soc. Symp. Proc., **482**, 1653 (1998).
- [124] Jin-Kuo Ho, Charnng-Shyang Jong, Chien C. Chiu, Chao-Nier Huang, Chin-Yuen Chen, Kwang-Kuo Shih. Appl. Phys. Lett., **74**, 1275 (1999).
- [125] D.B. Ingerly, Y.A. Chang, Y. Chen. Appl. Phys. Lett., **74**, 2480 (1999).
- [126] Masaaki Suzuki, T. Arai, T. Kawakami, S. Kobayashi, S. Fujita, Yasuo Koide, Y. Taga, Masanori Murakami. J. Appl. Phys., **86**, 5079 (1999).
- [127] R.W. Chuang, A.Q. Zou, H.P. Lee. MRS Internet J. Nitride Semicond. Res., **4S1**, G6, 42 (1999).
- [128] Chen-Fu Chu, C.C. Yu, Y.K. Wang, J.Y. Tsai, F.I. Lai, S.C. Wang. Appl. Phys. Lett., **77**, 3423 (2000).
- [129] M.S. Carpenter, M.R. Melloch, M.S. Lundstrom, S.P. Tobin. Appl. Phys. Lett., **52**, 2157 (1988).
- [130] M.S. Carpenter, M.R. Melloch, T.E. Dungan. Appl. Phys. Lett., **53**, 66 (1988).
- [131] Yasuo Nannichi, Jia-Fa Fan, Haruhiro Oigawa, Atsushi Koma. Jap. J. Appl. Phys., **27**, L2367 (1988).
- [132] Jia-Fa Fan, Haruhiro Oigawa, Yasuo Nannichi. Jap. J. Appl. Phys., **27**, L2125 (1988).
- [133] S. Logha, D.B. Janes, N.P. Chen. Appl. Phys. Lett., **80**, 4452 (2002).
- [134] Ching-Ting Lee, Yow-Jon Lin, Day-Shan Liu. Appl. Phys. Lett., **79**, 2573 (2001).
- [135] June O. Song, Seong-Ju Park, Tae-Yeon Seong. Appl. Phys. Lett., **80**, 3129 (2002).
- [136] G.Y. Chung, C.C. Tin, J.R. Williams, K. McDonalds, R. Charnane. *Abstract of E-MRS Spring Meeting. Symp. F: Amorph. Cryst SiC Mater. Appl.* (2001) F7.
- [137] J. Massies, J. Chaplart, M. Lavirou, N.T. Linh. Appl. Phys. Lett., **38**, 693 (1988).
- [138] Yih-Cheng Shin, Masanori Murakami, E.L. Wilkie, A.C. Callegari. J. Appl. Phys., **62**, 582 (1987).
- [139] M. Otsubo, H. Kumabe, H. Miki. Sol. St. Electron., **20** (7), 617 (1977).
- [140] A. Christou. Sol. St. Electron., **22**, 141 (1979).
- [141] C.L. Chen, L.J. Mahoney, M.C. Finn, R.C. Brooks, A. Chu, J.G. Mavroides. Appl. Phys. Lett., **48** (8), 535 (1986).
- [142] Ю.А. Гольдберг. ФТП, **28** (10), 1681 (1994).
- [143] Ю.А. Гольдберг, Б.В. Царенков. ФТП, **3** (11), 1718 (1969).
- [144] Yih-Cheng Shih, Masanori Murakami, W.H. Price. J. Appl. Phys., **65** (9), 3539 (1989).
- [145] C.-F. Lin, D.B. Ingerly, Y.A. Chang. Appl. Phys. Lett., **69** (23), 3543 (1996).
- [146] Sang Youn Han, Ki Honh Kim, Jong Kyu Kim, Ho Won Jang, Kwang Ho Lee, Nam-Kyun Kim, Eun Dong Kim, Jong-Lam Lee. Appl. Phys. Lett., **79** (12), 1816 (2001).
- [147] Hidenori Shimawaki, Naoki Furuhashi, Kasuhiko Honjo. J. Appl. Phys., **69** (11), 7939 (1991).
- [148] A. Katz, S. Nakahara, W. Savin, B.E. Weir. J. Appl. Phys., **68** (8), 4133 (1990).
- [149] T. Clausen, O. Leistiko. Appl. Phys. Lett., **62** (10), 1108 (1993).
- [150] S.N.G. Chu, A. Katz, T. Boone, P.M. Thomas, V.G. Riggs, W.C. Dautremont-Smith, W.D. Johnston. J. Appl. Phys., **67** (8), 3754 (1990).
- [151] J.D. Guo, C.I. Lin, M.S. Feng, F.M. Pan, G.C. Chi, C.T. Lee. Appl. Phys. Lett., **68** (2), 235 (1996).
- [152] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, Е.В. Калинина, О.В. Константинов, А.Е. Николаев, А.В. Фомин, А.Е. Черенков. ФТП, **35** (5), 550 (2001).
- [153] T. Nacamura, M. Satoh. *Abstracts Int. Conf. on SiC and Rel. Mater.* (Japan, 2001) Technical Digest: Th-P-41, 631.
- [154] Е.И. Иванов, Л.Б. Лопатина, В.Л. Суханов, В.В. Тучкевич, Н.М. Шмидт. ФТП, **15**, 1343 (1981).
- [155] *High Performance Silicon Photodiodes*. Centronic Lim. Catalog (1995).
- [156] *Optoelectronics Data Book*. EG and G Vactec Catalog (1991).
- [157] *Photodiodes*. Hamamatsu Photonics Catalog (1995).

- [158] *Optoelectronics Data Book*. Advanced Photonics Catalog (1995).
- [159] R.W. Williams. *J. Opt. Soc. Amer.*, **52**, 1237 (1962).
- [160] T.E. Hansen. *Phys. Scr.*, **18**, 471 (1978).
- [161] W. Munch. *Jap. J. Appl. Phys.*, **16** (Suppl.), 271 (1977).
- [162] Ray Korde, Jon Geist. *Appl. Optics*, **26**, 5248 (1987).
- [163] Ray Korde, Jon Geist. *Sol.-St. Electron.*, **30** (1), 89 (1987).
- [164] L.R. Canfield, J. Kerner, R. Korde, J. Geist. *Appl. Optics*, **28**, 3940 (1989).
- [165] Ю.А. Гольдберг, В.В. Забродский, О.И. Оболенский, Т.В. Петелина (Бланк), В.Л. Суханов. *ФТП*, **33**, 344 (1999).
- [166] *Technology report*. *Laser Focus*, **21**, 256 (1985).
- [167] E. Tegeler, N. Krumrey. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A282**, 701 (1989).
- [168] N. Krumrey, E. Tegeler. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A288**, 714 (1990).
- [169] N. Krumrey, E. Tegeler, J. Barth, M. Krisch, F. Schafers, R. Wolf. *Appl. Optics*, **27**, 4336 (1988).
- [170] M.V. Schneider. *Bell Syst. Techn. J.*, **45**, 1611 (1966).
- [171] C.K. Chen, B. Nechay, B.Y. Tsaur. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **38**, 1094 (1991).
- [172] M.M. Blouke, M.W. Cowens, J.E. Hall, J.A. Westphal, A.B. Christensen. *Appl. Optics*, **19**, 3318 (1980).
- [173] G. Leveque, J. Peisner, Y. Sangare. *Appl. Optics*, **33**, 1857 (1994).
- [174] J.R. Janesick, K.P. Klaasen, T. Elliott. *Opt. Eng. Bellingham*, **26**, 972 (1987).
- [175] G. Naletto, E. Pace, G. Tondello, A. Boscolo. *Meas. Sci. Technol.*, **5**, 1491 (1994).
- [176] A.D. Conder, J. Dunn, B.K.F. Young. *Rev. Sci. Instrum.*, **66** (1), 709 (1995).
- [177] P.F. Morrissey, S.R. McCandliss, P.D. Feldman, S.D. Friedman. *Appl. Optics*, **33** (13), 2535 (1994).
- [178] Ю.А. Гольдберг, Т.В. Львова, Б.В. Царенков. *ПТЭ*, **19** (4), 212 (1976).
- [179] M. Caria, L. Barberini, S. Cadetdu, A. Giannattasio, A. Rusan, A. Sesselego, A. Lai, S. D'Auria, F. Dubecky. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 1506 (2002).
- [180] T.F. Deutsch, F.J. Leonberger, A.G. Foyt, D. Mills. *Appl. Phys. Lett.*, **41**, 403 (1982).
- [181] A.D. Wilson, H. Lyall. *Appl. Optics*, **25**, 4530 (1986).
- [182] A.D. Wilson, H. Lyall. *Appl. Optics*, **25**, 4540 (1986).
- [183] Б.В. Царенков, Ю.А. Гольдберг, Г.В. Гусев, В.И. Огурцов. *ФТП*, **8**, 410 (1974).
- [184] В.И. Стафеев, И.Д. Анисимова. *ФТП*, **28**, 461 (1994).
- [185] R.C. Hughes, T.E. Zipperian, L.R. Dawson, R.M. Biefeld, R.J. Walko, M.A. Dvorack. *J. Appl. Phys.*, **69**, 6500 (1991).
- [186] А.И. Малик, Т.Г. Грушка. *ФТП*, **25**, 1691 (1991).
- [187] Ю.А. Гольдберг, Б.В. Царенков. *ЖТФ*, **66** (8), 195 (1996).
- [188] А.Р. Аннаева, А. Беркелиев, В.Н. Бессолов, Ю.А. Гольдберг, Б.В. Царенков, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **15**, 1122 (1981).
- [189] А.Р. Аннаева, А. Беркелиев, В.Н. Бессолов, Ю.А. Гольдберг, Б.В. Царенков, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **15**, 109 (1981).
- [190] В.М. Андреев, В.С. Калиновский, В.Р. Ларионов, М.М. Миланова, К.Я. Расулов, В.Г. Румянцев, В.П. Хвостиков. *Письма ЖТФ*, **16** (19), 56 (1990).
- [191] Q. Chen, J.W. Yang, A. Osinsky, S. Gangopadhyay, B. Lim, M.Z. Anwar, M.A. Khan, D. Kuksenkov, H. Temkin. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 2277 (1997).
- [192] C. Carrano, P.A. Grudowski, C.J. Eiting, R.D. Dupuis, J.C. Campbell. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 1992 (1997).
- [193] O. Katz, V. Garber, B. Meyler, G. Bahir, J. Salzman. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 347 (2002).
- [194] E. Monroy, T. Palacios, O. Hainaut, F. Omnès, F. Calle, J.-F. Hochedez. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 3198 (2002).
- [195] Shigeru Yagi. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 345 (2000).
- [196] Z.M. Zhao, R.L. Jiang, P. Chen, D.J. Xi, Z.Y. Luo, R. Zhang, B. Shen, Z.Z. Chen, Y.D. Zheng. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 444 (2000).
- [197] S.W. Seo, K.K. Lee, Sangbeom Kang, S. Huang, William A. Doolittle, N.M. Jokerst, A.S. Brown. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 1372 (2001).
- [198] Ching-Wu Wang. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 1568 (2002).
- [199] Necmi Biyikli, Tolga Kartaloglu, Orhan Aytur, Ibrahim Kimukin, Ekmel Ozbay. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 2838 (2001).
- [200] V. Adivarahan, G. Simin, J.W. Yang, A. Lunev, M. Asif Khan, N. Pala, M. Shur, R. Gaska. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 863 (2000).
- [201] O. Katz, V. Garber, B. Meyler, G. Bahir, J. Salzman. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 1417 (2001).
- [202] P.W. Deelman, R.N. Bicknell-Tassius, S. Nikishin, V. Kuryatkov, H. Temkin. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 2172 (2001).
- [203] J.M. Van Hove, R. Hickman, J.J. Klaassen, P.P. Chow, P.P. Ruden. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 2282 (1997).
- [204] A. Osinsky, S. Gangopadhyay, R. Gaska, B. Williams, M.A. Khan, D. Kuksenkov, H. Temkin. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 2334 (1997).
- [205] J.C. Carrano, D.J.H. Lambert, C.J. Eiting, C.J. Collins, T. Li, S. Wang, B. Yang, A.L. Beck, R.D. Dupuis, J.C. Campbell. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 924 (2000).
- [206] K.A. McIntosh, R.J. Molnar, L.J. Mahoney, K.M. Molvar, N. Efremow, Jr., S. Verghese. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 3938 (2000).
- [207] M. Asif Khan, J.N. Kuznia, D.T. Olson, J.M. Van Hove, M. Blasingame, F. Reitz. *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 2917 (1992).
- [208] D. Walker, X. Zhang, P. Kung, A. Saxler, S. Javadpour, J. Xu, M. Razeghi. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 2100 (1996).
- [209] A. Misra, T.D. Moustakas, R.P. Vaudo, R. Singh, K.S. Shah. *Proc. SPIE*, **2519**, 78 (1995).
- [210] K.S. Stevens, M. Kinniburgh, A.F. Schwartzman, A. Ohtani, R. Beresford. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 3179 (1995).
- [211] J.P. Basrur, F.S. Choa, P.-L. Liu, J. Sipior, G. Rao, G.M. Carter, Y.J. Chen. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 1385 (1997).
- [212] J.A. Garrido, E. Monroy, I. Izpura, E. Muñoz. *Semicond. Sci. Technol.*, **13**, 563 (1998).
- [213] J.-F. Hochedez, J. Alvarez, F.D. Aurret, P. Bergonzo, M.-C. Castex, A. Deneuville, J.M. Defise, B. Fleck, P. Gibart, S.A. Goodman, O. Hainaut, J.-P. Kleider, P. Lemaire, J. Manca, E. Monroy, E. Muñoz, P. Muret, M. Nesladek, F. Omnes, E. Pace, J.L. Pau, V. Ralchenko, J. Roggen, U. Schühle, C. Van Hoof. *Diamond Relat. Mater.*, **11** (3–6), 427 (2002).
- [214] J.L. Pau, E. Monroy, F.B. Naranjo, E. Muñoz, F. Calle, M.A. Sánchez-García, E. Calleja. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 2785 (2000).
- [215] E.J. Tarsa, P. Kozodoy, J. Ibbetson, B.P. Keller, G. Parish, U. Mishra. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 316 (2000).
- [216] D. Walker, V. Kumar, K. Mi, P. Sandvik, P. Kung, X.H. Zhang, M. Razeghi. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 403 (2000).
- [217] E. Monroy, F. Calle, E. Muñoz, F. Omnès, P. Gibart, J.A. Muñoz. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 2146 (1998).

- [218] V. Adivarahan, G. Simin, G. Tamulaitis, R. Srinivasan J. Yang, M. Asif Khan, M. S. Shur, R. Gaska. Appl. Phys. Lett., **79**, 1903 (2001).
- [219] A. Bouhdada, M. Hanzaz, P. Gibart, F. Omnès, E. Monroy, E. Muñoz. J. Appl. Phys., **87**, 8286 (2000).
- [220] E. Monroy, F. Calle, J.L. Pau, F.J. Sánchez, E. Muñoz, F. Omnès, B. Beaumont, P. Gibart. J. Appl. Phys., **88**, 2081 (2000).
- [221] S.L. Rumyantsev, N. Pala, M.S. Shur, R. Gaska, M.E. Levinshstein, V. Adivarahan, J. Yang, G. Simin, M. Asif Khan. Appl. Phys. Lett., **79**, 866 (2001).
- [222] G.Y. Xu, A. Salvador, W. Kim, Z. Fan, C. Lu, H. Tang, H. Morkoç, G. Smith, M. Estes, B. Goldenberg, W. Yang, S. Krishnakutty. Appl. Phys. Lett., **71**, 2154 (1997).
- [223] C.J. Collins, T. Li, D.J.H. Lambert, M.M. Wong, R.D. Dupuis, J.C. Campbell. Appl. Phys. Lett., **77**, 2810 (2000).
- [224] D.J.H. Lambert, M.M. Wong, U. Chowdhury, C. Collins, T. Li, H.K. Kwon, B.S. Shelton, T.G. Zhu, J.C. Campbell, R.D. Dupuis. Appl. Phys. Lett., **77**, 1900 (2000).
- [225] C.J. Collins, U. Chowdhury, M.M. Wong, B. Yang, A.L. Beck, R.D. Dupuis, J.C. Campbell. Appl. Phys. Lett., **80**, 3754 (2002).
- [226] V.V. Kuryatkov, H. Temkin, J.C. Campbell, R.D. Dupuis. Appl. Phys. Lett., **78**, 3340 (2001).
- [227] H. Morkoc, A. Di Carlo, R. Cingolani. Sol. St. Electron., **46**, 157 (2002).
- [228] *Technical perort.* III–V Review, **15** (7), 14 (2002).
- [229] Р.Г. Веренчикова, Ю.А. Водаков, Д.П. Литвин, Е.Н. Мохов, А.Д. Робенков, В.И. Санкин. ФТП, **26**, 1008 (1992).
- [230] *SiC UV Detectors, Laser Components Catalog* (Boston Electronics Corp., 1996).
- [231] M.M. Anikin, A.N. Andreev, S.N. Pyatko, N.S. Savkina, A.M. Strelchuk, A.L. Syrkin, V.E. Chelnokov. Sensors Actuators, **A33**, 91 (1992).
- [232] C. Frojdn, G. Thungstrom, H.E. Nilsson, C.S. Petersson. Phys. Scr., **54**, 169 (1994).
- [233] V.I. Sankin, Chelibanov. Phys. St. Sol., **185** (1), 153 (2001).
- [234] А.А. Лебедев, Н.С. Савкина, Н.Б. Строкан, Д.В. Давыдов. ФТП, **34**, 245 (2000).
- [235] G. Violina, A. Andreev, E. Violin. *Second Europ. Conf. on High Temperature Electronics — HITEC* (1996) p. 195.
- [236] D.M. Brown, E. Downey, J. Kretchmer, G. Michon, E. Shu. *Second Europ. Conf. on High Temperature Electronics — HITEC* (1996) p. 23.
- [237] D.M. Brown, E.T. Downey, M. Chezzo, J.W. Kretchmer, R.J. Saia, Y.S. Liu, J.A. Edmond, G. Gati, J.M. Pimbley, W.E. Schneider. IEEE Trans. Electron. Dev., **40**, 325 (1993).
- [238] J. Edmond, H. Kong, A. Suvorov, D. Waltz, C. Carter. Phys. St. Sol. (a), **162**, 481 (1997).
- [239] J.A. Edmond, H.S. Kong, C.H. Carter, Jr. Physics B, **185**, 453 (1997).
- [240] Г.Н. Виолина, Е.В. Калинина, Г.Ф. Холуянов, В.Г. Коссов, Р.Р. Яфаев, А. Халлен, А.О. Константинов. ФТП, **36**, 746 (2002).
- [241] Д.М. Аксененко, М.Л. Бараночников. *Справочник по оптическим детекторам излучения* (М., Радио и связь, 1987).
- [242] С.Ю. Павелец, Ю.Н. Бобренко, А.В. Комащенко, Т.Е. Шенгелия. ФТП, **35**, 626 (2001).
- [243] A. Gerhard, J. Nurnberg, K. Schull, V. Hock, G. Schumacher, M. Ehinger, W. Faschinger. J. Cryst. Growth, **184/185**, 1319 (1998).
- [244] H. Hong, W.A. Anderson. IEEE Trans. Electron. Dev., **46**, 1127 (1999).
- [245] F. Vigué, E. Tournié, J.-P. Faurie. Electron. Lett., **36** (4), 352 (2000).
- [246] F. Vigué, P. de Mierry, J.-P. Faurie, E. Monroy, F. Calle, E. Muñoz. Electron. Lett., **36** (9), 826 (2000).
- [247] E. Monroy, F. Vigué, F. Calle, J.I. Izpura, E. Muñoz, J.-P. Faurie. Appl. Phys. Lett., **77**, 2761 (2000).
- [248] F. Vigué, E. Tournié, J.-P. Faurie, E. Monroy, F. Calle, E. Muñoz. Appl. Phys. Lett., **78**, 4190 (2001).
- [249] A. Siess, G. Reuscher, P. Grabs, H.-S. Lugauier, T. Schallenberg, M. Ehinger, A. Waag, G. Landwehr. J. Cryst. Growth, **201/202**, 965 (1999).
- [250] F. Vigué, E. Tournié, J.-P. Faurie. Appl. Phys. Lett., **76**, 242 (2000).
- [251] Hitoshi Ishikura, Tomoki Abe, Nariyuki Fukuda, Hirofumi Kasada, Koshi Ando. Appl. Phys. Lett., **76**, 1069 (2000).
- [252] Z.H. Ma, I.K. Sou, K.S. Wong, Z. Yang, G.K.L. Wong. Appl. Phys. Lett., **73**, 2251 (1998).
- [253] I.K. Sou, Z.H. Ma, G.K.L. Wong. Appl. Phys. Lett., **75**, 3707 (1999).
- [254] I.K. Sou, Z.H. Ma, Z.Q. Zhang, G.K.L. Wong. Appl. Phys. Lett., **76**, 1098 (2000).
- [255] A. Zeuner, H. Alves, D.M. Hofmann, B.K. Meyer, M. Heuken, J. Bläsing, A. Krost. Appl. Phys. Lett., **80**, 2078 (2002).
- [256] H. Fabricius, T. Skettrup, P. Bisgaard. Appl. Optics, **25**, 2764 (1986).
- [257] Y. Liu, C.R. Gorla, S. Liang, N. Ewanetoglu, Y. Lu, H. Chen, M. Wraback. J. Electron. Mater., **29**, 69 (2000).
- [258] W. Yang, R.D. Vispute, S. Choopun, R.P. Sharma, T. Venkatesan, H. Shen. Appl. Phys. Lett., **78**, 2787 (2001).
- [259] P. Sharma, A. Mansingh, K. Sreenivas. Appl. Phys. Lett., **80**, 553 (2002).
- [260] K. Keis, E. Magnusson, H. Lindstom, S.-E. Lindquist, A. Hagfeldt. Sol. Energy Mater. Solar Cells, **73** (1), 51 (2002).
- [261] Ю.А. Николаев, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь, Е.И. Теруков, W. Fuhs, A. Froitzheim. ФТП, **36**, 1128 (2002).
- [262] M.D. Whitfield, S.S.M. Chan, R.B. Jackman. Appl. Phys. Lett., **68**, 290 (1996).
- [263] F. Foulon, P. Bergonzo, C. Borel, R.D. Marshall, C. Jany, L. Besombes, A. Brambilla, D. Riedel, L. Museur, M.C. Casteix, A. Gicquel. J. Appl. Phys., **84**, 5331 (1998).
- [264] G. Popovici, A. Melnikov, V.V. Varichenko, T. Sung, M.A. Prelas, R.G. Wilson, S.K. Loyalka. J. Appl. Phys., **81**, 2429 (1997).
- [265] Satoshi Koizumi, Kenji Watanabe, Masataka Hasegawa, Hisao Kanda. Diamond Relat. Mater., **11** (3–6), 307 (2002).
- [266] R.D. McKeag, S.S.M. Chan, R.B. Jackman. Appl. Phys. Lett., **67**, 2117 (1995).
- [267] S. Salvatori, A. Della Scala, M.C. Rossi, G. Conte. Diamond Relat. Mater., **11** (3–6), 458 (2002).
- [268] L. Thaiyotin, E. Ratanaudompisut, T. Phetchakul, S. Cheir-sirikul, S. Supadech. Diamond Relat. Mater., **11** (3–6), 442 (2002).
- [269] S.P. Lansley, O. Gaudin, Haitao Ye, N. Rizvi, M.D. Whitfield, R.D. McKeag, R.B. Jackman. Diamond Relat. Mater., **11** (3–6), 433 (2002).
- [270] T.V. Semikina, A.N. Shmyryeva. Diamond Relat. Mater., **11** (7), 1329 (2002).
- [271] S. Noguchi, H. Kuriyama, T. Matsuyama, H. Tarui. Sanyo Techn. Rev., **23**, 70 (1991).

- [272] P. Mandracci, M.L. Rastello, P. Rava, F. Guiliani, F. Giorgis. Thin Sol. Films, **337**, 232 (1999).
- [273] Ж. Атаев, В.А. Васильев, А.С. Волков, М.Е. Кумеков, Е.И. Теруков, И.В. Шведков. ФТП, **25**, 1350 (1991).
- [274] Marko Topič, Helmut Stiebig, Mathias Krause, Herbert Wagner. Appl. Phys. Lett., **78**, 2387 (2001).
- [275] G. de Cesare, F. Irrera, F. Palma, M. Tucci, E. Jannitti, G. Naletto, P. Nicolosi. Appl. Phys. Lett., **67**, 335 (1995).
- [276] В.В. Соболев, А.И. Колугин. ФТП, **36**, 155 (2002).
- [277] Alan Mills. III–V Review, **15** (2), 36 (2002).
- [278] B. Chu, D. Fan, W.L. Li, Z.R. Hong, R.G. Li. Appl. Phys. Lett., **81**, 10 (2002).
- [279] Peigen Ni, Bingying Cheng, Daozhong Zhang. Appl. Phys. Lett., **80**, 1879 (2002).
- [280] Hidenori Hiramatsu, Kazushige Ueda, Hiromichi Ohta, Masahiro Orita, Masahiro Hirano, Hideo Hosono. Appl. Phys. Lett., **81**, 598 (2002).
- [281] Samson A. Jenekhe, Shujian Yi. Appl. Phys. Lett., **77**, 2635 (2000).

*Редактор Л.В. Шаронова*

## Ultraviolet semiconductor photoelectroconvertors

*T.V. Blank, Yu.A. Goldberg*

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

**Abstract** In recent years, the ultraviolet photoelectronics has been formed in accordance with requirements of medicine, biology, military technologies and the „ozone hole“ problem. Peculiar to it is detection of very weak signals, of which the influence on human life is very serious, against a background of powerful visible and infrared radiation. The base of the UV photoelectronics are semiconductor photoelectroconvertors: Si  $p$ – $n$  structures, GaP Schottky barriers, GaN and AlGaN Schottky barriers and  $p$ – $n$  structures (solar-blind devices), SiC structures with potential barriers (high-temperature devices), ZnO and ZnS photoconductive cells and Schottky diodes.

Parameters of original wide-bandgap semiconductors, principals of ohmic contacts, device characteristics, and probable further research directions are being discussed in this review.