

УДК 621.315.592

# Наведенный фотоплекроизм в полупроводниках

## Обзор

© Ф.П. Кесаманлы\*, В.Ю. Рудь\*, Ю.В. Рудь

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия\*Санкт-Петербургский государственный технический университет,  
195257 Санкт-Петербург, Россия

(Получен 24 августа 1998 г. Принят к печати 22 сентября 1998 г.)

Рассмотрены и обобщены результаты экспериментальных исследований наведенного фотоплекроизма элементарных (Si, Ge), бинарных ( $A^{III}B^V$ ,  $A^{II}B^{VI}$ ) и более сложных алмазоподобных полупроводников (твердые растворы  $A^{III}B^V-A^{III}B^V$ , тройные соединения  $A^I B^{III} C_2^{VI}$  и  $A^{II} B^{IV} C_2^V$ ) и фоточувствительных структур на их основе. Анализируются установленные закономерности наведенного фотоплекроизма в различных типах фотопреобразователей и их взаимосвязь с параметрами полупроводников. Обсуждаются возможности практических применений наведенной поляризационной фоточувствительности изотропных полупроводников в поляриметрических структурах и диагностике их качества.

### 1. Введение

Полная характеристика оптического излучения наряду с интенсивностью и энергией фотонов включает еще и состояние поляризации световой волны [1–5]. В этом плане нынешнее развитие полупроводниковой оптоэлектроники, основанное на передаче и приеме информационных массивов от источника к детектору посредством модуляции светового потока по интенсивности и длине волны, представляется однобоким. Совершенно очевидно, что создание оптоэлектронных систем, в которых роль информационного параметра будет играть еще и состояние поляризации, позволит существенно повысить их емкость. Необходимость в развитии поляризационной оптоэлектроники стимулируется также быстрым разрастанием областей применения линейно поляризованного излучения (ЛПИ) в науке и технике [6–8]. В этой связи фундаментальные исследования анизотропии фотоэлектрических явлений выделяются в одно из центральных направлений физики и техники полупроводников.

Качественный прорыв в этой области связан с использованием явления естественного фотоплекроизма (ЕФ) в фотопреобразовательных структурах на основе ориентированных анизотропных полупроводников нескольких кристаллических классов [9, 10]. Таким образом, были созданы первые фотопреобразователи, квантовая эффективность которых определяется положением плоскости поляризации ЛПИ относительно главных кристаллографических осей полупроводника [9]. Все еще недостаточная для широкомасштабных применений ЕФ технологическая освоенность анизотропных полупроводниковых материалов стимулирует попытки оценить возможности классических кубических полупроводников с хорошо развитой технологической базой для использования в разработках поляриметрических фотодетекторов.

В течение длительного периода во всем мире предпринимаются попытки применения изотропных полупроводников (ИП) для анализа поляризованного излучения,

например, путем дополнения фотодетекторов из ИП внешним поляризующим элементом, создания одноосной деформации [11] или условий для проявления эффекта увлечения носителей заряда фотонами [12] и фотогальванических эффектов [13–16]. Наиболее распространенный подход состоит в том, что поляризационно-нечувствительный фотодетектор оснащается внешним поляризующим элементом и на основании измеряемой фотодетектором интенсивности осуществляется определение поляризационных параметров падающего излучения. В таких системах всегда возникает проблема спектрального согласования поляризующего элемента и фотодетектора, а кроме этого, поляризующий элемент, как правило, вносит в оптический тракт дополнительные потери излучения и тем самым понижает обнаружительную способность системы в отношении поляризации. Следует также подчеркнуть, что поляриметрические системы с наружным относительно фотодетектора поляризующим элементом не получают распространения еще и из-за осложнений конструкционного плана [17]. При этом поляризационно-чувствительные фотодетекторы из ИП на основе рассмотренных выше подходов так и не были продемонстрированы в явной форме.

Реальный сдвиг в данной проблеме обозначился только с открытием в 80-х годах в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе нового типа фотоплекроизма, наведенного наклонным падением ЛПИ на приемную плоскость фотодетектора [18]. Этот тип фотоплекроизма определяется всецело оптическими процессами на границе полупроводника со средой, из которой на него поступает ЛПИ, и в отличие от ЕФ [10] не содержит каких-либо ограничений в отношении структуры и фазового состояния полупроводника. Таким образом, были реализованы поляриметрические фотодетекторы с рекордной азимутальной фоточувствительностью  $\approx 0.2 \text{ A/Vt} \cdot \text{град.}$  и широкополосным или узкоселективным режимами фоторегистрации естественного и линейно поляризованного излучения, а также плавной

перестройкой величины коэффициента наведенного фотоплеохроизма (НФ). В полученных структурах были впервые продемонстрированы возможности достижения также гигантского наведенного фотоплеохроизма (ГНФ) и экспрессной диагностики качества готовых структур с помощью поляризационной спектроскопии фоточувствительности.

На данный период уже появилось множество оригинальных публикаций и сообщений на различного уровня научных конференциях с изложением результатов исследований НФ в различных фоточувствительных структурах на основе широкой группы полупроводниковых материалов основных классов. В предлагаемой обзорной статье рассмотрены физические закономерности нового фотозлектрического явления и развиты подходы для получения и управления параметрами основанных на этом эффекте поляриметрических полупроводниковых фотодетекторов. Обсуждаются также особенности обнаруженных явлений, которые могут найти широкое применение при создании систем поляризационной фотозлектроники и в диагностике готовых поляриметрических структур.

## 2. Фотоплеохроизм изотропных полупроводников при наклонном падении ЛПИ

Существует обширный круг полупроводниковых фотозлектрических приборов на изотропных материалах [19–30]. Фотодетекторы на элементарных, бинарных и более сложных кристаллических, а также стеклообразных полупроводниках давно используются для регистрации интенсивности оптических излучений. Это связано с тем, что оптические переходы в энергетическом спектре изотропных кристаллических и стеклообразных полупроводников равновероятны при любой поляризации излучения. Поскольку при исследованиях спектров их фоточувствительности анизотропия не наблюдалась, в научной литературе возможности прямого детектирования ЛПИ с помощью фотоприемников из ИП до появления работы [18], где была предсказана и продемонстрирована неожиданная в то время возможность применения изотропных полупроводников в совершенно новой для них функции — в качестве фотоанализатора, вообще не обсуждались.

### 2.1. Анизотропия фоточувствительности изотропных полупроводников

В условиях освещения поверхности изотропного полупроводника ЛПИ вдоль нормали к фронтальной плоскости (угол падения ЛПИ  $\alpha_0 = 0^\circ$ ) фоточувствительность (ФЧ) оказывается независимой от положения вектора электрического поля световой волны  $\mathbf{E}$  относительно главных кристаллографических осей в полупроводнике. При  $\alpha_0 > 0^\circ$  на границе воздух/ИП, согласно соотношениям Френеля, происходит неэквивалентное отражение и

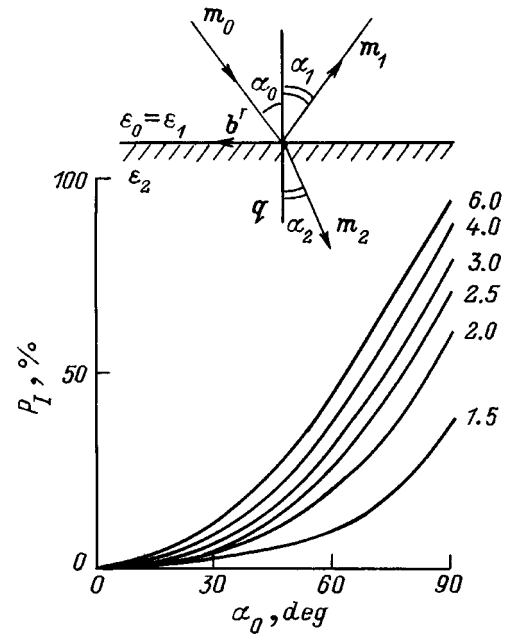


Рис. 1. Схема оптических процессов на границе воздух/ИП и расчетные зависимости  $P_T(\alpha_0)$  для полупроводников с различными показателями преломления (указаны у кривых).

преломление лучей с разными азимутами поляризации, зависящее от диэлектрических проницаемостей граничащих сред. Интенсивность проходящего в полупроводник излучения является функцией азимутального угла  $\theta$  между  $\mathbf{E}$  и плоскостью падения (ПП) излучения. Поэтому концентрация фотогенерированных носителей заряда в изотропном полупроводнике при  $\alpha_0 > 0^\circ$  зависит от  $\theta$ .

Рассмотрим простейший случай плоской границы раздела двух сред, на которую падает пучок ЛПИ под углом  $\alpha_0$  (рис. 1). Электрический  $\mathbf{E}_0$  и магнитный  $\mathbf{H}_0$  векторы падающей волны в ковариантном представлении [31, 32] записываются следующим образом:

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_0^S + \mathbf{E}_0^P = A_0 \mathbf{a}' + B_0 [\mathbf{n}_0 \mathbf{a}'],$$

$$\mathbf{H}_0 = \mathbf{H}_0^S + \mathbf{H}_0^P = A_0 [\mathbf{m}_0 \mathbf{a}'] - B_0 n_0 \mathbf{a}', \quad (1)$$

где  $A_0, B_0$  — скалярные амплитуды падающей волны соответствующих поляризаций,  $\mathbf{a}', \mathbf{b}', \mathbf{q}'$  — базисные орты,  $\mathbf{n}_0$  — вектор волновой нормали падающей волны,  $n_0, n_2$  — показатели преломления воздуха и полупроводника соответственно,  $\mathbf{m}_0, \mathbf{m}_2$  — векторы рефракции падающей и преломленной волн (рис. 1). Тогда интенсивности потоков излучения при наклонном падении ЛПИ через вектор мощности излучения  $\mathbf{P}$  и орт нормали к границе раздела  $\mathbf{q}$  можно представить в виде

$$\begin{aligned} \Phi &= \langle \mathbf{P}; \mathbf{q} \rangle = (C/4\pi) \langle \text{Re} \mathbf{E}_i \rangle^2 \mathbf{m}_i \mathbf{q} \\ &= (C/4\pi) \langle \text{Re} \mathbf{E}_i \rangle^2 \eta_i, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\eta_i = n_i \cos \alpha_i$ ,  $i = 0, 1, 2$ .

Интенсивности падающей волны в этом случае записываются следующим образом:

$$\Phi_0^S = (C/4\pi)A_0^2\eta_0, \quad \Phi_0^P = (C/4\pi)B_0^2\eta_0, \quad (3)$$

а для преломленной волны

$$\Phi_2^S = (C/4\pi)A_2^2\eta_2, \quad \Phi_2^P = (C/4\pi)B_2^2\eta_2. \quad (4)$$

Используя формулы Френеля в ковариантном представлении [32], для преломленных волн получим

$$A_2 = \{(2\eta_0)/(\eta_0 + \eta_2)\}A_0, \\ B_2 = \{(2n_0n_2\eta_0)/(n_2^2\eta_0 + n_0^2\eta_2)\}B_0. \quad (5)$$

Подстановка формул Френеля (5) в (4) показывает, что в случае равной интенсивности падающего ЛПИ с разными азимутами поляризации ( $A_0 = B_0$ ) интенсивности преломленных в полупроводник волн для ортогональных поляризаций  $\Phi_2^S$  и  $\Phi_2^P$  становятся неэквивалентными при всех  $\alpha_0 \neq 0^\circ$ . Поскольку концентрация фотогенерированных пар в ИП определяется интенсивностью поглощаемого излучения, ФЧ для каждой из поляризаций можно записать в виде

$$i^P = C \cdot \Phi_2^P, \quad i^S = C \cdot \Phi_2^S, \quad (6)$$

где константа  $C$  включает все независимые от поляризации ЛПИ вклады в ФЧ, как например коэффициент оптического поглощения, квантовый выход, коэффициент разделения электронно-дырочных пар и т. п.

Тогда коэффициент наведенного фотоплеохроизма

$$P_I = (i^P - i^S)/(i^P + i^S) \cdot 100\% \quad (7)$$

с учетом (4) и (6) преобразуется к виду

$$P_I = (B_2^2 - A_2^2)/(B_2^2 + A_2^2). \quad (8)$$

В простейшем случае равенства амплитуд падающих на границу воздух/ИП разнополяризованных волн ( $A_0 = B_0$ ) и с учетом  $\varepsilon_0 = n_0^2 = 1$  выражение для коэффициента наведенного фотоплеохроизма преобразуется в ковариантном виде

$$P_I = \left\{ (\varepsilon_2 - 1)(\eta_2^2 - \varepsilon_2\eta_0^2) \right\} / \left\{ 4\varepsilon_2\eta_0\eta^2 - (\varepsilon_2 + 1)(\eta_2^2 - \varepsilon_2\eta_0^2) \right\}, \quad (9)$$

тогда как в явном виде оно выражает зависимость НФ от угла падения и показателя преломления полупроводника

$$P_I = \left\{ (\varepsilon_2 - 1) \sin^2 \alpha_0 \right\} / \left\{ (\varepsilon_2 + 1)[2\varepsilon_2 - (\varepsilon_2 + 1) \sin^2 \alpha_0] + 4\varepsilon_2 \cos \alpha_0 (\varepsilon_2 \sin^2 \alpha_0)^{1/2} \right\}. \quad (10)$$

Исследования функциональных зависимостей коэффициента НФ полупроводниковых фотопреобразователей с

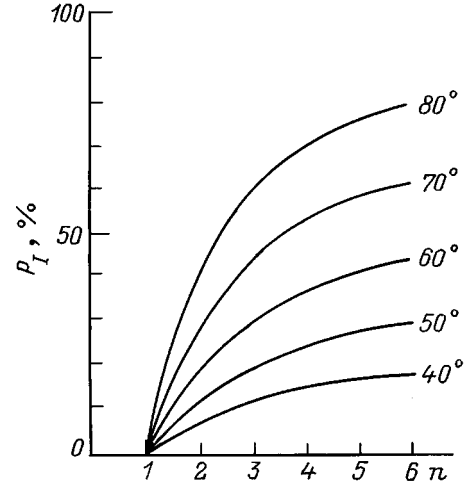


Рис. 2. Расчетные зависимости  $P_I(n)$  при различных углах падения (указаны у кривых).

помощью (10) привели к установлению ряда фундаментальных закономерностей поляризационной фоточувствительности [33, 34].

При освещении ИП вдоль нормали к фронтальной плоскости ( $\alpha_0 = 0^\circ$ ) должно выполняться тождество  $P_I \equiv 0$ , а с увеличением угла  $\alpha_0 > 0^\circ$  при всех  $n > 1$  наступает плавное увеличение НФ (рис. 1) по параболическому закону

$$P_I = \chi \cdot \alpha_0^2, \quad (11)$$

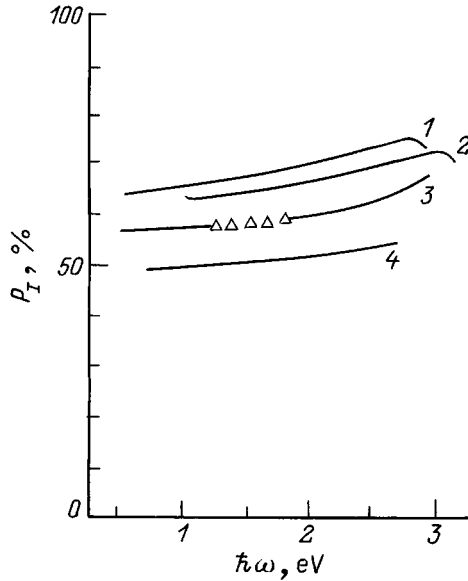
где коэффициент  $\chi$  изменяется в узком интервале от 0.010 до 0.012 при значительных изменениях  $n$  от 2.5 до 5, что охватывает наиболее важные материалы полупроводниковой электроники [35, 36]. Максимальные значения коэффициента НФ

$$P_I^m = \left\{ (\varepsilon_2 - 1)/(\varepsilon_2 + 1) \right\}^2 \quad (12)$$

реализуются с приближением к скользящей геометрии ( $\alpha_0 \rightarrow 90^\circ$ ) освещения поверхности и для известных ИП заполняют диапазон 55–85%. Поскольку при  $\alpha_0 = 90^\circ$  луч ЛПИ скользит вдоль поверхности, фототоки  $i^P$  и  $i^S$  спадают до нуля, а предельная величина  $P_I^m$  оказывается недостижимой.

Наведенный фотоплеохроизм может возникнуть только если  $n_2 > n_0$ , а его рост с увеличением показателя преломления ИП подчиняется сублинейному закону (рис. 2).

Наконец в отличие от ЕФ [9, 10] расчет спектральной зависимости НФ с учетом оптических параметров ИП предсказывает медленный рост  $P_I$  с увеличением энергии фотонов в пределах всей области ФЧ (рис. 3). Эта закономерность определяется относительно низким дихроизмом показателя преломления полупроводников в области их ФЧ [37], преобладанием показателя преломления над показателем экстинкции ( $n \gg k$  [37])



**Рис. 3.** Расчетные зависимости  $P_I(\hbar\omega)$  для фотодетекторов на основе GaAs (1), InP (2), Si (3, точками указаны экспериментальные данные) и ZnS (4) при  $T = 300$  К ( $\alpha_0$ , град: 1, 2, 4 — 80, 3 — 75).

и неравенством  $n^2 \gg 1$ . Основной вклад в рост  $P_I$  обеспечивается увеличением разности диэлектрических проницаемостей контактирующих сред.

## 2.2. Экспериментальная методика исследований наведенного фотоплеохроизма

Схема экспериментальной установки для изучения поляризационной ФЧ, наведенной наклонным падением ЛПИ на плоскую границу воздух/ИП, в основном соответствует развитой при исследованиях ЕФ. Однако для исследований НФ применение методики [10] предусматривает установление иных зависимостей. Прежде всего при фиксированной энергии фотонов производятся измерения ФЧ в зависимости от азимутального угла  $\Theta$  между  $\mathbf{E}$  и плоскостью падения ЛПИ на приемную плоскость однородного ИП или фоточувствительной структуры. Однако если измерения ЕФ проводятся только при угле падения  $\alpha_0 = 0^\circ$ , то в случае НФ такое измерение является недостаточным и требуются подробные измерения азимутальных зависимостей фототока при каждом фиксированном угле падения ЛПИ в диапазоне  $0^\circ \leq \alpha_0 < 90^\circ$  с шагом изменения  $\alpha_0$ , определяемым в каждом конкретном измерении. Полученные азимутальные зависимости фоточувствительности  $i_\Theta$  при сканировании угла падения  $0^\circ \leq \alpha_0 < 90^\circ$  и длины волны ЛПИ в пределах области ФЧ поступают в систему накопления и обработки экспериментальных данных. С помощью системы отображения производится обзор и обработка полученных зависимостей ФЧ, а также со-

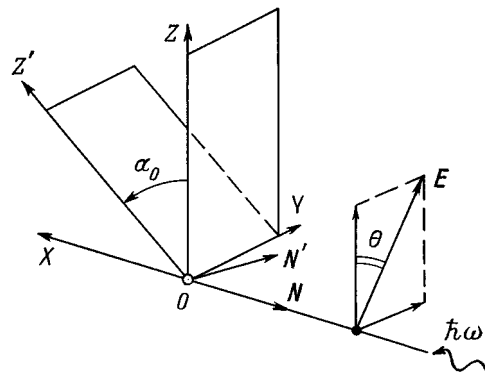
поставление экспериментальных данных с расчетными зависимостями поляризационных параметров [34].

Особое значение приобретает анализ зависимостей ФЧ при совмещении плоскости поляризации с плоскостью падения ЛПИ ( $\mathbf{E} \parallel \text{ПП}$ ) —  $i^P(\alpha_0)$  и  $i^S(\alpha_0)$  в поляризации  $\mathbf{E} \perp \text{ПП}$ . Сопоставление экспериментальных кривых  $i^P(\alpha_0)$  и  $i^S(\alpha_0)$  с ожидаемыми из анализа прохождения световой волной границы воздух/ИП с помощью формул Френеля открывает возможность для экспрессной диагностики качества фронтальной плоскости полупроводника и контроля эффекта просветления. При выполнении поляризационных исследований ФЧ также необходимо тщательно определить соотношение между  $i^P$  и  $i^S$  при  $\alpha_0 = 0^\circ$ . Если при этом  $i^P \equiv i^S$ , тогда есть основания для вывода относительно отсутствия ЕФ, тогда как из факта  $i^P \neq i^S$  в случае  $\alpha_0 = 0^\circ$  следует вывод о совместном проявлении эффектов естественного и наведенного фотоплеохроизма. Разделение вкладов этих различных по своей природе эффектов требует проведения специальных тестовых измерений.

Методика исследований НФ состоит в следующем. Пусть луч ЛПИ падает вдоль  $OX$  на фронтальную плоскость фотоприемника из ИП (рис. 4). Если  $OX \parallel \mathbf{N}$ , где  $\mathbf{N}$  — вектор нормали к фронтальной плоскости полупроводника, то фоточувствительность не будет зависеть от поляризации, поскольку поглощение излучения с произвольной поляризацией равновероятно в отсутствие наведенной анизотропии (например, одноосной деформации). В случае поворотов фронтальной плоскости вокруг оси  $OZ$  (или  $OY$ ) нормаль  $\mathbf{N}'$  становится неколлинеарной с направлением распространения ЛПИ, а угол падения  $\alpha_0 > 0^\circ$ . В результате коэффициент прохождения ЛПИ через границу раздела воздух/ИП, а следовательно, и фоточувствительность изотропной среды становятся зависящими от положения  $\mathbf{E}$  относительно  $OZ$ . Интенсивность потока ЛПИ, прошедшего через регистрирующую плоскость, будет определяться соотношением

$$\Phi_2 = \Phi_0 [\tau_P^2(\alpha_0) \cos^2 \Theta + \tau_S^2(\alpha_0) \sin^2 \Theta], \quad (13)$$

где  $\Phi_0$  — интенсивность падающего потока ЛПИ,  $\Theta$  — азимутальный угол между  $\mathbf{E}$  и осью вращения  $OZ$ ,  $\tau_P$  и



**Рис. 4.** Схема освещения полупроводников при исследовании НФ.

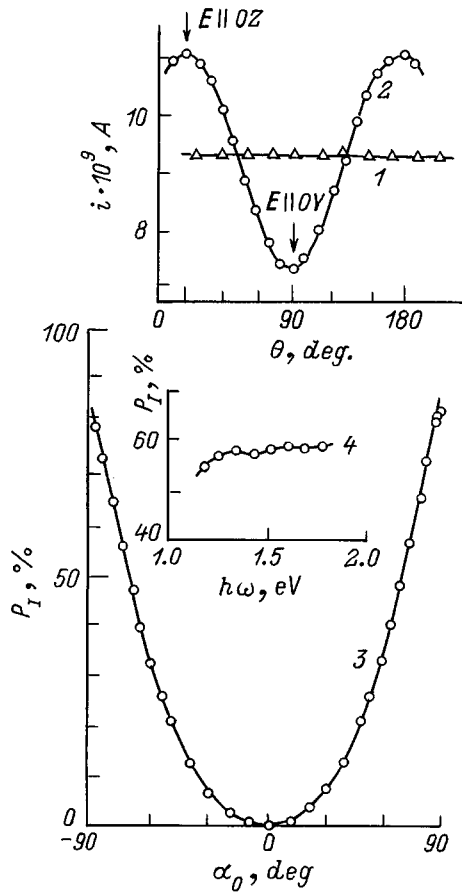


Рис. 5. Поляризационные индикатрисы фототока ( $\alpha_0$ , град. 1 — 0, 2 — 75;  $\lambda = 0.95 \mu\text{м}$ ), зависимости  $P_I(\alpha_0)$  (3 — эксперимент — точки, сплошная кривая — расчет согласно (11)) и  $P_I(\hbar\omega)$  (4,  $\alpha_0 = 75^\circ$ ) для структуры  $n-p\text{-Si}$ .

$\tau_S$  — амплитудные коэффициенты прохождения границы воздух/ИП для  $s$ - и  $p$ -поляризаций. Считая фототок пропорциональным  $\Phi_0$ , получим, что при фиксированном угле падения  $0^\circ \leq \alpha_0 < 90^\circ$  луча ЛПИ фоточувствительность будет следовать периодическому закону

$$i_\Theta = i^p \cos^2 \Theta + i^s \sin^2 \Theta. \quad (14)$$

Следовательно, при наклонном падении ЛПИ на поверхность ИП за счет анизотропии прохождения его регистрирующей поверхности ФЧ обнаруживает такую же азимутальную зависимость, как и для одноосного полупроводника в случае  $\alpha_0 = 0^\circ$  [10]. Это совпадение не случайно и определяется одинаковой симметрией осциллятора поглощения в одноосном кристалле и энергетических потерь на границе воздух/ИП, когда выполняется условие  $\alpha_0 \neq 0^\circ$ . Численной характеристикой НФ, определяемый как отношение разности фоточувствительностей к их сумме при ортогональных  $s$ - и  $p$ -поляризациях ЛПИ [38, 39].

Предсказанный новый механизм поляризационной ФЧ [18] был сразу же продемонстрирован на примере

основных материалов и фотопреобразователей полупроводниковой электроники из кристаллических и стеклообразных полупроводников [39].

Пример типичных поляризационных индикатрис фототока короткого замыкания серийного фотодиода из Si приведен на рис. 5. В случае освещения фронтальной плоскости фототок при  $\alpha_0 = 0^\circ$  не зависит от азимутального угла  $\Theta$  (кривая 1), тогда как при наклонном падении ЛПИ (кривая 2) экспериментальные значения фототока начинают изменяться в соответствии с (14).

Экспериментальные угловые зависимости  $P_I(\alpha_0)$  для фотодиода из Si, приведенные на рис. 5, также демонстрируют правильность предсказанных из анализа оптических процессов на границе воздух/ИП закономерностей. Действительно, при освещении вдоль нормали  $P_I = 0$ , а с ростом  $\alpha_0 > 0^\circ$  возникает и увеличивается в соответствии с (11) наведенный фотоплекроизм. Замечательным свойством НФ оказалась и относительно слабая спектральная зависимость величины  $P_I$  во всей области ФЧ структуры на изотропном полупроводнике.

Отметим, что уже эти первые экспериментальные наблюдения НФ подтвердили высокий потенциал нового фотоэлектрического явления для создания элементной базы поляризационной фотоэлектроники с использованием уже созданных технологий и приборов.

### 3. НФ барьеров Шотки на полупроводниках $A^{III}B^V$ и их твердых растворах

Длительное время известна ФЧ барьеров Шотки на полупроводниках  $A^{III}B^V$  и их твердых растворах к интенсивности излучения [40–42]. Это связано с тем, что поглощение в кристаллах с решеткой сфалерита в связи с вырождением состояний верхней валентной зоны изотропное и поэтому такие материалы вообще не рассматривались на предмет их применения в поляризационной фотоэлектронике. После обнаружения НФ [18] такие структуры фактически оказались первым объектом для всестороннего исследования основных закономерностей нового фотоэлектрического явления [43–51].

Барьеры для поляризационных исследований создавались на пластинах с ориентациями (100) или (111) однородных кристаллов или эпитаксиальных слоев бинарных соединений GaAs и GaP, а также твердых растворов  $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ ,  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  и  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{P}$ . Однослойные из Au и Ni, либо двухслойные Ni–Au покрытия наносились вакуумным напылением или химическим осаждением. Толщины пленок находились обычно в диапазоне 100–200 Å. Пленки наносились как на полированные механически, а затем химически поверхности указанных полупроводников, так и на ростовую поверхность эпитаксиальных слоев без какой-либо дополнительной обработки. Во время поляризационных измерений важно обеспечивать освещение параллельным пучком ЛПИ поверхности барьерного контакта с максимальным приближением  $\alpha_0 \rightarrow 90^\circ$ , когда еще удастся измерять фототок.

**Таблица 1.** Фотоэлектрические свойства барьеров Шотки на основе полупроводников  $A^{III}B^V$  при  $T = 300$  К (освещение со стороны барьерного контакта)

Полупроводник	Барьер	$S_I$ , А/Вт	$\delta_{1/2}$ , эВ	$P_I^m$ , * %	$\Delta\hbar\omega_p$ , эВ	$\Phi_I$ , А/Вт · град
<i>n</i> -GaAs	Ni	0.12	0.6	62(80)	1.4–1.8	0.15
	Au	0.11	0.3	68–74(80)	1.5–2.6	0.14
	Ni+Au	0.16	0.5	70(80)	1.4–1.8	0.22
<i>n</i> -GaP	Au	0.14	0.75	64(80)	2.4–3.6	0.18
	Al	0.14	0.80	68(80)	2.5–3.5	0.19
	Au	0.15	0.70	74(80)	2.3–3.6	0.21
<i>n</i> -Ga <sub>1-x</sub> Al <sub>x</sub> As	Au	0.07	1.1	45(75)	1.8–3.6	0.065
<i>n</i> -Ga <sub>1-x</sub> Al <sub>x</sub> P	Au	0.07	1.0	39(75)	2.0–3.6	0.055
<i>n</i> -GaP <sub>x</sub> As <sub>1-x</sub>	Au	0.14	1.0	74(80)	2.2–3.4	0.2

Примечание. \* В скобках указана величина угла падения.

Для этого особое внимание уделяется устранению виньетирования регистрирующей плоскости барьеров и исключению возможности засветки торцевых плоскостей.

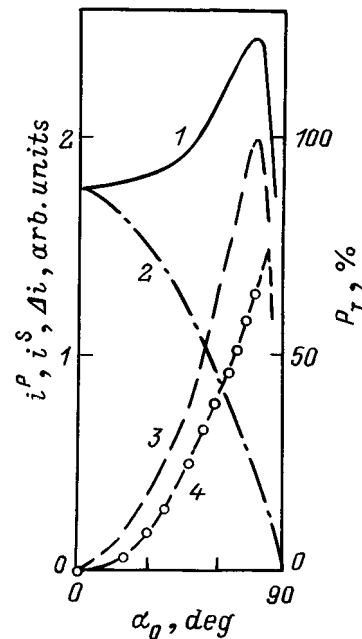
### 3.1. Широкополосный наведенный фотоплетохроизм

Хорошо известен широкополосный эффект ФЧ барьеров Шотки по отношению к естественному излучению [42, 52]. Полученные описанным выше способом структуры обнаружили высокую для такого типа фотопреобразователей фоточувствительность  $S_I$ , а их широкополосный характер иллюстрирован высокими значениями полной ширины спектров на полувысоте  $\delta_{1/2}$  при освещении со стороны барьерного контакта (табл. 1).

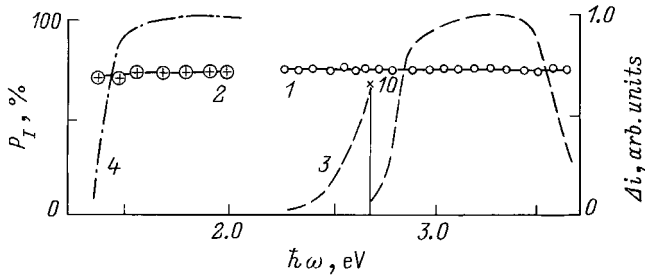
Исследования полученных структур в ЛПИ показали, что поляризационная ФЧ в барьерах Шотки на объемных кристаллах и эпитаксиальных слоях, при позиционном разупорядочении в твердых растворах и независимо от природы использованных металлов, а также метода их осаждения на поверхность изотропных полупроводников  $A^{III}B^V$  (табл. 1) начинает проявляться только при отклонениях направления пучка ЛПИ от нормали к поверхности барьера. Азимутальные зависимости фототока всех барьеров в условиях  $\alpha_0 \neq 0^\circ$  подчиняются периодическому закону (14), причем во всей области ФЧ выполняется неравенство  $i^P > i^S$ , вытекающее из анализа процессов прохождения границы воздух/ИП на основании соотношений Френеля [2, 7, 8].

Типичные для барьеров Шотки с зеркальной приемной плоскостью угловые зависимости фототоков, их поляризационной разности  $\Delta i = i^P - i^S$  и коэффициента  $P_I$  представлены на рис. 6. Главные закономерности состоят в следующем. При совмещении плоскости поляризации с ПП фототок  $i^P$  вначале возрастает, достигает максимума в окрестности угла Брюстера  $\alpha_0^B$ , а далее спадает. В то же время фототок  $i^S$ , как только  $\alpha_0 > 0^\circ$ , монотонно спадает. Это различие  $i^P(\alpha_0)$  и  $i^S(\alpha_0)$  является демонстрацией справедливости классического анализа процессов преодоления границы двух сред, исходя из

соотношений Френеля [2, 7]. Важным параметром для оценки совершенства наружной плоскости барьера можно принять отношение фототоков  $A = i_m^P/i_0^P$ , где  $i_m^P$  и  $i_0^P$  — соответственно значения фототока в максимуме и при  $\alpha_0 = 0^\circ$ . Экспериментальные исследования барьеров Шотки позволяют считать, что в структурах высокого качества величина отношения  $A > 1$  соответствует снижению потерь на отражение. С ухудшением качества приемной плоскости структур величина отношения падает настолько, что может стать  $A < 1$ , как и для *s*-волны в случае даже идеальной поверхности. При  $A < 1$  зависимость  $i^P(\alpha_0)$  становится качественно подобной  $i^S(\alpha_0)$ , хотя и сохраняется неравенство  $i^P > i^S$  при  $\alpha_0 = \text{const}$ . Такой характер  $i^P(\alpha_0)$  не согласуется



**Рис. 6.** Зависимости  $i^P$  (1),  $i^S$  (2),  $\Delta i$  (3) и  $P_I$  (4) структуры Ni/*n*-GaAs от угла падения ЛПИ со стороны Ni ( $\lambda = 0.87$  мкм,  $T = 300$  К).



**Рис. 7.** Зависимости  $P_I(\hbar\omega)$  (1, 2) и  $\Delta i(\hbar\omega)$  (3, 4) для барьеров Шотки Au/n-GaP (1, 3) и Ni/n-GaAs (3, 4) при  $T = 300$  К.

с результатами традиционного анализа оптических процессов при прохождении границы двух сред с помощью формул Френеля [2, 7].

Из рис. 6 также следует важный вывод о том, что поляризационная разность фототоков в барьерах Шотки в окрестности  $\alpha_0^B$  достигает максимального значения. Эта величина также зависит как от оптического качества барьерного контакта, так и от квантовой эффективности фотообразования.

Коэффициент НФ, как следует из рис. 6, равен нулю при  $\alpha_0 = 0^\circ$  и при  $\alpha_0 > 0^\circ$  растет по квадратичному закону (11). При фиксированных углах  $\alpha_0$  значение  $P_I$  определяется используемым в барьерной структуре полупроводником и практически не зависит от способа нанесения и природы металла. Оценки из экспериментальных величин  $P_I$ , согласно (10), значения показателя преломления обычно близки к известным для ИП, что может служить основанием для заключения о том, что анизотропия оптических процессов прежде всего определяется свойствами полупроводника, тогда как полупрозрачный тонкий слой металла оказался в этом отношении нейтральным.

Перейдем, наконец, к анализу дихроизма параметров НФ барьеров Шотки с широкополосной фоточувствительностью в отношении интенсивности излучения. Как видно из рис. 7, на примере барьеров Шотки на GaAs и GaP, коэффициент НФ остается практически постоянным при  $\alpha_0 = \text{const}$  во всей области ФЧ. Следовательно, если ЕФ в анизотропных полупроводниках имеет выраженный селективный характер [9, 10], то НФ постоянен и охватывает всю область фоточувствительности ИП, что согласуется с анализом [34].

Максимальная азимутальная ФЧ барьеров Шотки, определяемая из соотношения [53]

$$\Phi_I = 2S_I P_I, \quad (15)$$

достигает рекордных значений по отношению к структурам из анизотропных полупроводников (табл. 1). Из рис. 7 видно, что поляризационная разность фототоков в структурах металл/ИП в отличие от  $P_I$  проявила селективный характер. Поскольку  $\Phi_I \sim \Delta i$  [9, 10], очевидно, что поляризационная ФЧ барьеров Шотки представляет практический интерес в области их максимальной фоточувствительности. Для барьеров Шотки длинноволновая

граница  $\Delta i$  контролируется традиционными для такого типа структур параметрами. Положение длинноволновой границы в них определяется значением ширины запрещенной зоны  $E_G$ , а коротковолновый спад ФЧ подавляется эффективным барьером. Поэтому управление шириной запрещенной зоны при образовании твердых растворов из соединений  $A^{III}B^V$  дает возможность контролировать длинноволновую границу НФ, а выбором природы барьерного металла и способа его нанесения — величину  $\Phi_I$  и ее протяженность в коротковолновую область.

### 3.2. Селективный наведенный фотоплекроизм

Часто требующийся на практике переход от широкополосного к селективному режиму регистрации ЛПИ был открыт на поверхностно-барьерных структурах вслед за широкополосным [54, 55].

Для этих исследований специально создавались структуры, которые имели доступную для освещения ЛПИ в наклонной геометрии плоскую поверхность полупроводника, на противоположной плоскости которого размещен барьер. В естественном свете спектры фоточувствительности таких структур узкополосные (табл. 2). Это обусловлено влиянием поглощения излучения в толще ИП. Энергетическое положение коротковолновой границы ФЧ при этом определяется толщиной пластины полупроводника и характером межзонных переходов. Например, ширина спектральной полосы ФЧ в барьерах на GaAs оказывается существенно уже, чем в непрямозонном твердом растворе с пологим краем поглощения.

Как видно из рис. 8, угловые зависимости поляризационных характеристик при освещении барьера Шотки со стороны полупроводника оказываются такими же, как и при освещении со стороны слоя металла. Это соответствует выводу об определяющей роли полупроводника и в случае освещения структуры через полупрозрачный контакт. Следует только подчеркнуть, что при освещении одной и той же структуры со стороны ИП величина отношения  $A$  обычно выше, чем при освещении ЛПИ покрытой слоем металла плоскости. Из этого факта следует вывод о более высоком оптическом качестве свободной поверхности по сравнению с покрытой слоем металла. В целом перестроенная кривая  $P_I(\alpha_0)$  показывает, что при освещении барьерных структур со стороны ИП также можно осуществлять переход от поляризационно-

**Таблица 2.** Фотоэлектрические свойства барьеров Шотки на полупроводниках  $A^{III}B^V$  при  $T = 300$  К (освещение со стороны  $A^{III}B^V$ )

Структура	$S_I$ , А/Вт	$\delta_{1/2}$ , мЭВ	$P_I^{m,*}$ , %	$\Delta\hbar\omega_p$ , эВ	$\Phi_I$ , А/Вт · град
Au/n-GaAs	0.13	20–24	45(75)	1.38	0.003
Au/n-GaP <sub>0.7</sub> As <sub>0.3</sub>	0.14	120–130	65(80)	2.18	0.020

*Примечание.* \* В скобках приведено значение угла падения.

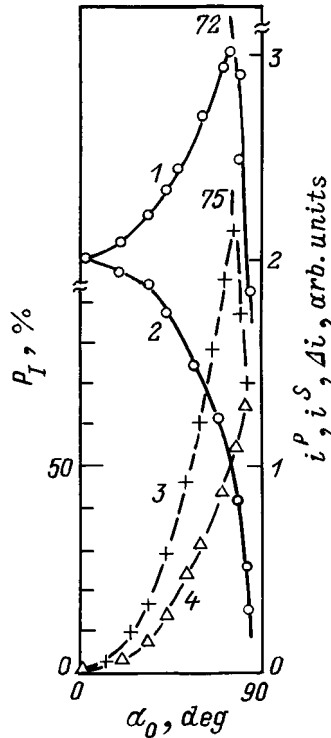


Рис. 8. Зависимости  $i^p$  (1),  $i^s$  (2),  $\Delta i$  (3) и  $P_I$  (4) структуры Au/n-GaP<sub>0.7</sub>As<sub>0.3</sub> от угла падения ЛПИ со стороны GaP<sub>0.7</sub>As<sub>0.3</sub> ( $\lambda = 0.57$  мкм,  $T = 300$  К).

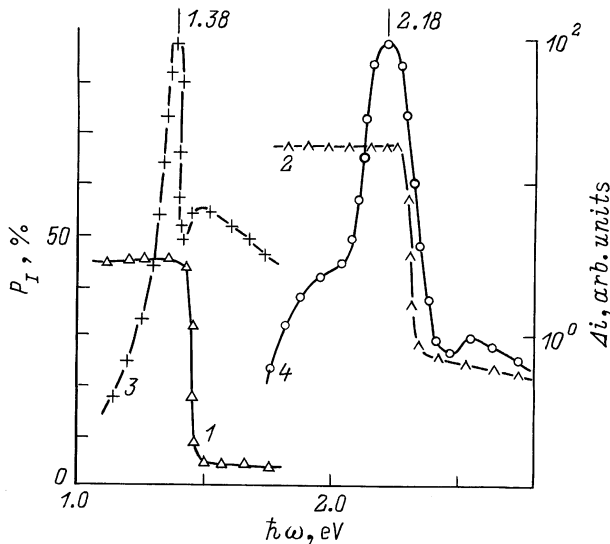


Рис. 9. Спектры  $P_I$  (1, 2) и  $\Delta i$  (3, 4) структур Au/n-GaAs (1, 3) и Au/n-GaP<sub>0.7</sub>As<sub>0.3</sub> (2, 4) при освещении со стороны полупроводника при  $T = 300$  К.

нечувствительного режима ( $P_I \equiv 0$ ) к поляризационному, как и в геометрии освещения этих структур со стороны барьерного контакта.

В спектральной зависимости коэффициента НФ с переходом к геометрии освещения барьеров через толщину полупроводника появляется резкий коротковолновый

спад вблизи  $E_G$ , тогда как в области слабого оптического поглощения свойства НФ сохраняют неселективный характер, а значения  $P_I$  (табл. 2) приводят к величине  $n$ , которая близка к известной для полупроводника. Неселективный характер  $P_I$ , как следует из рис. 9, наблюдается в пределах таких разных механизмов ФЧ, как межзонное поглощение и фотоэмиссия электронов из металла в полупроводник.

С учетом спектрального контура поляризационной разности фототоков с максимумом вблизи  $E_G$  полупроводника (рис. 9, кривые 3 и 4) из (15) следует, что максимальная азимутальная фоточувствительность  $\Phi_I$  барьеров Шотки при их освещении со стороны ИП имеет вид узкой полосы с максимумом вблизи  $E_G$ . Очевидно, что изменением ширины запрещенной зоны за счет выбора атомного состава соединений и их твердых растворов, а также толщины пластин можно управлять спектральным положением максимума азимутальной ФЧ в широкой спектральной области от инфракрасного (ИК) до ультрафиолетового (УФ) диапазона.

Приведенные в табл. 2 значения  $\Phi_I$  и ширины спектральных полос демонстрируют пригодность барьеров Шотки на кристаллах A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> для использования в селективных фотоанализаторах ЛПИ.

#### 4. Наведенный фотоплеохроизм структур ITO/Si(A<sup>III</sup>B<sup>V</sup>)

Широкозонные высокопроводящие окислы, а среди них смесь окислов индия и олова (ИТО), применяются для повышения квантовой эффективности фотопреобразователей естественного излучения [56, 57]. В последние годы были предприняты исследования поляризованной ФЧ таких структур, которые привели к наблюдению ряда интересных особенностей наведенного фотоплеохроизма [58–60].

##### 4.1. Поляризационная фоточувствительность гетеропереходов ITO/GaP(GaP<sub>x</sub>As<sub>1-x</sub>)

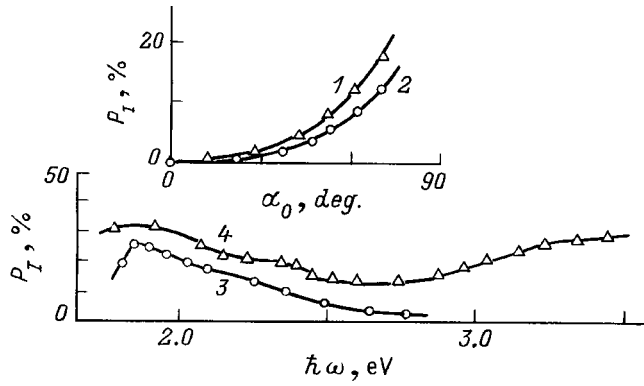
Структуры создавались магнетронным распылением мишени из индия и олова в окислительной среде, состоящей из кислорода и аргона. Пленки осаждались на плоскость (100) монокристаллов GaP и GaP<sub>x</sub>As<sub>1-x</sub>. Все структуры обладали широкополосными спектрами ФЧ

Таблица 3. Фотоэлектрические свойства гетеропереходов ITO/Si(A<sup>III</sup>B<sup>V</sup>) при  $T = 300$  К

Структура	$S_I$ , А/Вт	$\delta_{1/2}$ , эВ	$P_I^{\min, *}$ , %	$\Phi_I$ , А/Вт · град
ИТО/n-Si	0.09	2.0	2(70)	0.08
ИТО/n-GaP	0.1	1.0	15(80)	0.04
ИТО/n-GaP <sub>0.42</sub> As <sub>0.58</sub>	0.1	0.9	2(75)	0.045
ИТО/p <sup>+</sup> -p-InP	0.1	2.0	2(70)	0.08

Примечание. \* В скобках дано значение угла падения.





**Рис. 10.** Зависимости  $P_T(\alpha_0)$  ( $\hbar\omega$ , эВ: 1 — 1.91, 2 — 2.82) и  $P_T(\hbar\omega)$  ( $\alpha_0$ , град: 3 — 75, 4 — 80) ГП ИТО/ $\text{GaP}_{0.42}\text{As}_{0.58}$  (1, 2) и ИТО/ $\text{GaP}$  (3, 4) при  $T = 300\text{ K}$ .

(табл. 3). Угловые зависимости  $P_T(\alpha_0)$  в гетеропереходах (ГП) на основе пластин GaP и твердых растворов  $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$   $n$ -типа проводимости при освещении со стороны ИТО (рис. 10) следуют квадратичному закону (11). Обнаруженное при  $\alpha_0 > 30^\circ$  различие в значениях  $P_T$  для различных ГП с одинаковой входной плоскостью  $n$ -ИТО может быть вызвано колебаниями показателя преломления в зависимости от технологических условий. На основании анализа с помощью (10) экспериментальным зависимостям  $P_T(\alpha_0)$  можно сопоставить значения  $n = 1.4-1.8$ , что удовлетворительно согласуется с известными величинами для ИТО [56].

Типичные спектры  $P_T(\hbar\omega)$  для этого типа ГП (рис. 10, кривые 3 и 4) указывают также на значительное понижение величин НФ по отношению к барьерам Шотки на этих же материалах. Это снижение дает основание для вывода о том, что наведенный фотоплекроизм ГП ИТО/ $\text{GaP}$  ( $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ ) определяется анизотропией оптических процессов на границе воздух/ИТО, тогда как в барьерах Шотки определяющими являлись процессы на границе воздух/ИП. Существенным отличием ГП на основе ИТО по отношению к барьерам Шотки является проявившийся дихроизм  $P_T$ , что противоречит анализу [18]. Эту новую особенность авторы [58] связали с возможным наложением на НФ еще и добавочного селективного фотоплекроизма неизвестной природы.

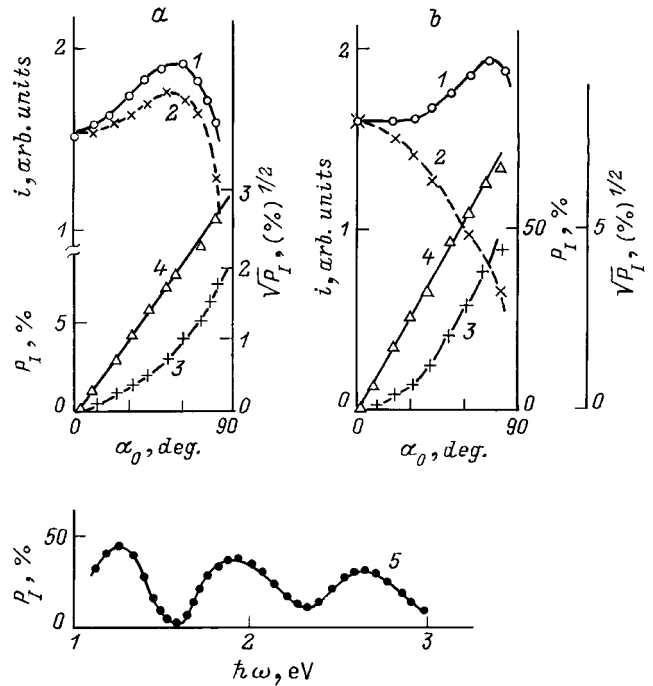
#### 4.2. Поляризационная фоточувствительность солнечных элементов ИТО/ $p$ -Si( $p$ -InP)

Структуры получены методом pulverизации спиртовых растворов смеси хлоридов индия и олова на поверхность нагретых пластин (111) Si и (100) InP. При освещении естественным излучением ГП ИТО/ $p$ -Si и ИТО/ $p$ -InP проявляют широкополосную ФЧ (табл. 3), причем в спектрах фототока четко разрешаются максимумы и минимумы, которые указывают на интерференцию излучения.

Именно в случае таких ГП угловые зависимости фототоков для  $p$ - и  $s$ -волн обретают чувствительность к

энергии падающих фотонов. На рис. 11 приводятся два типа обнаруженных зависимостей фототоков  $i^P(\alpha_0)$  и  $i^S(\alpha_0)$ . В одном из них (рис. 11, а, кривые 1 и 2) угловые зависимости  $i^P(\alpha_0)$  и  $i^S(\alpha_0)$  сходные, что указывает на снижение потерь на отражение как для  $p$ -, так и для  $s$ -волны одновременно. Расстояние между  $i^P(\alpha_0)$  и  $i^S(\alpha_0)$  при одинаковых  $\alpha_0$  зависит от энергии фотонов и отличается для разных ГП. Следует подчеркнуть, что обнаруженное возрастание  $i^S$  с ростом  $\alpha_0$  и достижение максимального значения фототока вблизи угла Брюстера не соответствует результатам анализа прохождения излучением границы воздух/ИТО на основании формул Френеля [2, 7]. Из рис. 11, б (кривые 1 и 2) можно также видеть, что в той же самой структуре имеются спектральные области, где зависимости  $i^P(\alpha_0)$  и  $i^S(\alpha_0)$  находятся в полном соответствии с анализом процессов прохождения световой волновой границы двух сред на основании формул Френеля [2, 7].

Существенно подчеркнуть, что угловая зависимость  $P_T$  в солнечных элементах на основе ИТО описывается квадратичным законом (рис. 11, а и б, кривые 3 и 4). Однако в отличие от барьеров Шотки для ГП ИТО/ $p$ -Si и ИТО/ $p$ -InP величина коэффициента НФ колеблется для разных структур и изменяется в области ФЧ. Типичный пример спектральной зависимости  $P_T(\hbar\omega)$  для таких ГП представлен на рис. 11 (кривая 5). Четко проявляется осциллирующий характер НФ, который авторы [59, 60] связывают с интерференцией ЛПИ во входном окне солнечных элементов. Если обратиться к спектральным зависимостям квантовой эффективности фотопреобразо-



**Рис. 11.** Зависимости  $i^P(\alpha_0)$  (1),  $i^S(\alpha_0)$  (2),  $P_T(\alpha_0)$  (3 —  $P_T$ , 4 —  $P_T^{1/2}$ ,  $\hbar\omega$ , эВ: а — 1.0, б — 1.27) и  $P_T(\hbar\omega)$  ( $\alpha_0 = 70^\circ$ ) (5) СЭ ИТО/ $n$ -Si при  $T = 300\text{ K}$ .

Таблица 4. Фотоэлектрические свойства гетеропереходов  $A^{III}B^V/A^{IV}$  при  $T = 300$  К

Структура	$S_I$ , А/Вт	$\hbar\omega^m$ , эВ	$\delta_{1/2}$ , эВ	$P_I^m$ , * %	$\Delta\hbar\omega_p$ , эВ	$\Phi_I$ , А/Вт · град
$p$ -GaAs/ $n$ -Ge	0.02	1.38	0.025	60(78)	0.7–1.6	0.02
$p$ -GaP/ $n$ -Si	0.16	1.4–1.6	0.6	58(75)	1–2.3	0.18
$p$ - $n$ -GaP/ $n$ -Si	0.04	2.6	0.26	46(75)	2.3–2.7	0.06
$n$ -GaP/ $p$ -Si	0.15	1.8–2.0	0.8–1.9	58–68(75)	1.2–3.1	0.17
$n$ -GaAs/ $p$ -Si	0.015	1.33	0.17	57(75)	1.35–1.45	0.026
$n$ -GaAs <sub>0.3</sub> P <sub>0.7</sub> / $p$ -Si	0.1	1.8–1.9	0.69	60(75)	1.3–2.3	0.11
$p$ - $n$ -GaAs/ $n$ -Si	0.02	1.39	0.06	58–60(75)	1.3–1.45	0.0024

Примечание. \* В скобках приведено значение угла падения ЛПИ.

вания  $p$ - и  $s$ -волн, то можно обнаружить, что осцилляции фототоков  $i^p$  и  $i^s$  противоположны по фазе. В результате максимуму  $i^p$  отвечает минимум  $i^s$  и наоборот. Поэтому с учетом характерного для НФ неравенства  $i^p > i^s$  максимальное значение  $P_I$  достигается в области максимума  $i^p$  и минимума  $i^s$ , а минимум  $P_I$  реализуется вблизи минимума  $i^p$  и максимума  $i^s$ , когда поляризационная разность фототоков становится минимальной. На основании этих исследований выдвинуто новое положение о том, что максимальный эффект просветления соответствует условию

$$P_I = 0, \quad (16)$$

когда  $i^p = i^s$ . В этом плане спектральные зависимости НФ позволяют непосредственно выявить области энергий фотонов, отвечающие максимальному просветлению. Учет этого условия в области максимумов  $P_I$  позволяет сделать важный вывод о том, что максимальная поляризационная разность фототоков отражает случай максимального ослабления эффекта просветления для  $s$ -волны. Поэтому оценка  $n$  из максимума  $P_I$  дает для солнечных элементов ПТО/ $p$ -Si и ПТО/ $p$ -InP практически одинаковое значение  $n = 1.4–1.8$ , что близко к известному для ПТО [56].

В целом рассмотренные работы по исследованиям ГП на основе ПТО с учетом экспериментальных величин азимутальной ФЧ (табл. 3) позволили указать на пригодность применения этих фотопреобразователей в качестве широкополосных фотоанализаторов ЛПИ, а сами поляризационные измерения могут быть использованы для контроля просветляющих свойств и корректировки условий получения солнечных элементов такого типа.

## 5. Наведенный фотоплеохроизм гетеропереходов $A^{III}B^V/Si(Ge)$

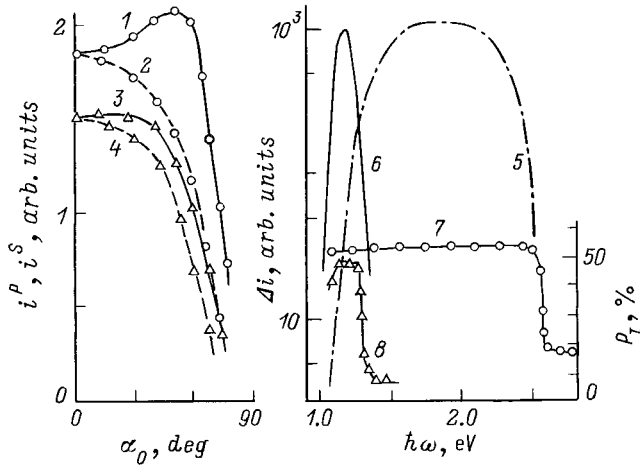
Интерес к эпитаксиальным пленкам полупроводников  $A^{III}B^V$  на кремниевых и германиевых подложках возник относительно давно и исследования в этом направлении непрерывно расширяются [61–67], поскольку они сулят надежду объединить функциональные возможности главных материалов полупроводниковой электроники при разработке оптоэлектронных приборов нового поколения. Фотоэлектрические явления в таких структурах до

недавнего времени изучались только в естественном излучении и только в последние годы развернулись также исследования фоточувствительности с применением поляризационной фотоэлектрической спектроскопии [50, 68–73]. Проведем обзор главных итогов этого цикла.

Объектами поляризационных исследований ФЧ служили структуры, полученные методом газовой фазной эпитаксии в открытой хлоридной системе [73–76]. В качестве подложек использовались пластины (100) Si и Ge с толщинами 0.3–0.4 мм и разориентацией относительно направления [110] около 4–6°. Толщина эпитаксиальных пленок и структур на их основе контролировалась условиями выращивания в пределах 1–25 мкм. Основные типы исследованных структур и их фотоэлектрические параметры указаны в табл. 4. В случае освещения со стороны широкозонной компоненты для всех ГП проявляется широкополосный эффект. Длинноволновая граница ФЧ по отношению к интенсивности излучения определяется  $E_G$  подложек, тогда как коротковолновая граница — поглощением в широкозонной пленке. Область максимальной ФЧ  $\hbar\omega^m$  и значения полной ширины спектров на их полувысоте  $\delta_{1/2}$  зависят от условий легирования и толщин пленок  $A^{III}B^V$ .

При освещении ЛПИ поляризационная фоточувствительность  $i^p > i^s$  возникает только при  $\alpha_0 > 0^\circ$ . В случае совершенных эпитаксиальных слоев во всех ГП зависимости  $i^p$  и  $i^s$  от угла падения соответствуют результатам анализа процесса прохождения ЛПИ через границу воздух/ИП на основании соотношений Френеля [2, 7] и указывают на понижение потерь на отражение только для  $p$ -волны (рис. 12, кривые 1 и 2). В ГП с рельефной поверхностью (рис. 12, кривые 3 и 4) сохраняется соотношение  $i^p > i^s$ , однако наклонное падение уже не вызывает увеличения фототока с ростом  $\alpha_0$  ни для  $p$ -, ни для  $s$ -поляризации. Следовательно, как и в случае барьеров Шотки, поляризационные измерения фототока имеют очевидную связь с качеством образующих ГП пленок.

Путем управления углом падения ЛПИ коэффициент НФ в рассматриваемом типе структур испытывает плавную перестройку в соответствии с законом  $P_I \sim \alpha_0^2$ . Оценка показателя преломления с учетом



**Рис. 12.** Зависимости фототоков (1, 3 —  $i^p$ , 2, 4 —  $i^s$ ,  $\lambda = 0.49$  мкм) от угла падения на поверхность структуры  $p$ - $n$ -GaP/ $n$ -Si (1, 2 — зеркальная поверхность GaP, 3, 4 — рельефная) и спектры  $\Delta i(\hbar\omega)$  (5, 6) и  $P_l(\hbar\omega)$  (7, 8) структуры  $n$ -GaP/ $p$ -Si (1–5, 7 — освещение со стороны GaP; 6, 8 — со стороны Si, 5–8 —  $\alpha_0 = 70^\circ$ ) при  $T = 300$  К.

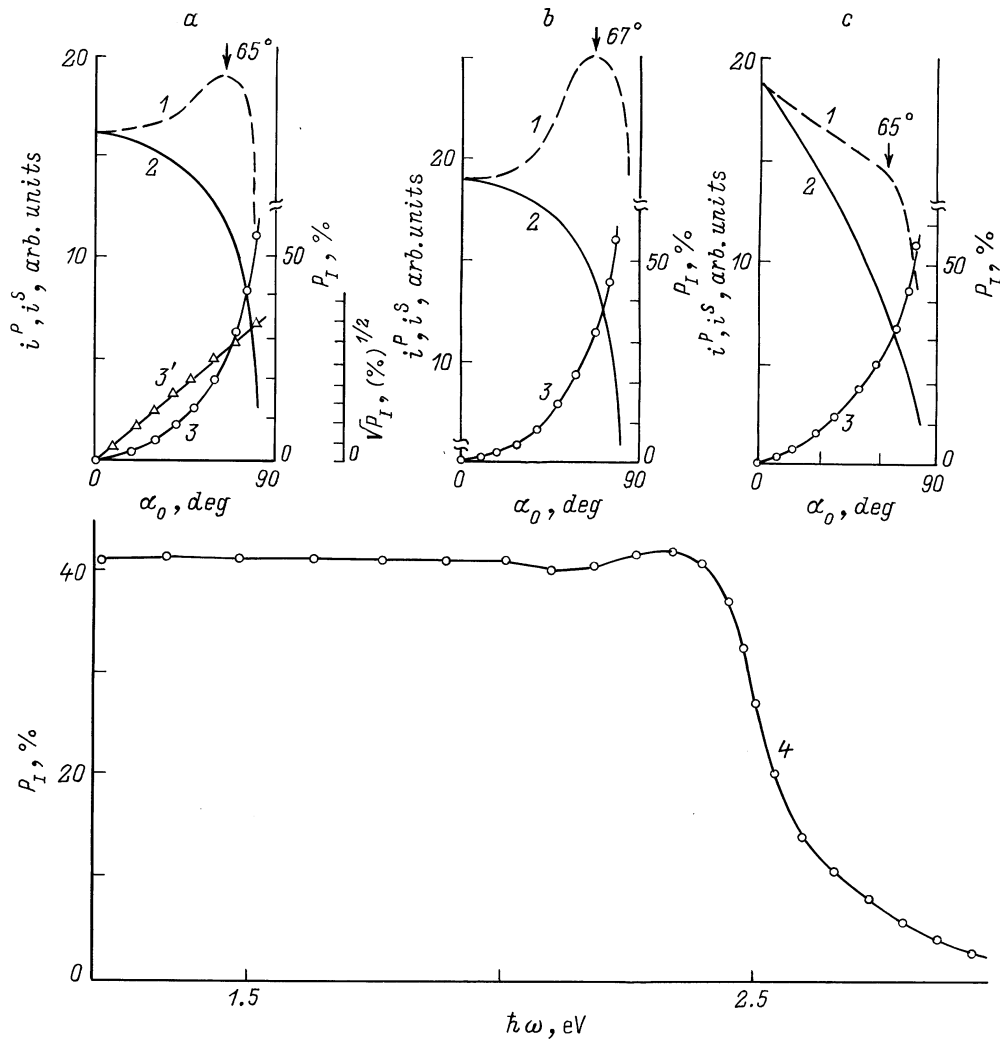
экспериментальных данных  $P_l$  и  $\alpha_0$  (табл. 4) дает близкие к известным значениям  $n$  для полупроводников, через которые ЛПИ поступает в активную область структур. Для одного и того же ГП данного типа в принципе существует две различные перестроечные кривые  $P_l(\alpha_0)$  и их несовпадение обусловлено только различием показателя преломления веществ верхнего эпитаксиального слоя и подложки [71]. Следует подчеркнуть также, что во всех ГП  $P_l(\alpha_0)$  обращается в нуль при  $\alpha_0 = 0$ . Это обстоятельство позволяет считать, что фотоплетохроизм, который может возникнуть, например, из-за направленной деформации тонкой эпитаксиальной пленки при ее наращивании на толстую подложку, в полученных ГП оказывается пренебрежимо низким по сравнению с наведенным наклонным падением ЛПИ фотоплетохроизмом.

Спектральные зависимости поляризационной разности фототоков ГП  $A^{III}B^V/Si(Ge)$  на рис. 12 (кривые 5 и 6) иллюстрируются на примере структуры  $n$ -GaP/Si в двух возможных геометриях фоторегистрации. Спектральный контур  $\Delta i$  полностью воспроизводит спектральную зависимость фототока в неполяризованном излучении, поскольку угол  $\alpha_0$  определяет только величины фототоков  $i^p$  и  $i^s$ . Из рис. 12 (кривые 5 и 6) можно видеть, что при освещении ГП со стороны GaP спектр  $\Delta i$  широкополосный и его величина отличается от нуля в диапазоне между  $E_G$  контактирующих полупроводников. Следовательно, наведенная наклонным падением ЛПИ поляризационная ФЧ обнаруживает поляризационный "эффект окна". При переходе к освещению ГП со стороны Si окно существенно сужается, а спектр  $\Delta i$  становится селективным и ограничивается с коротковолновой стороны поглощением в узкозонной компоненте этого типа структур.

Геометрия фоторегистрации сильно сказывается и на спектральном контуре НФ (рис. 12, кривые 7 и 8). Так, при освещении ГП со стороны GaP коэффициент НФ в широкой спектральной области сохраняет постоянное значение, тогда как при освещении со стороны более толстой подложки из Si спектр  $P_l$  превращается в селективный, сохраняя постоянное значение только в пределах  $\delta_{1/2}$ . Коротковолновая граница  $P_l$  как бы "следит" за спадом  $\Delta i$ . Эта закономерность проявилась при создании ГП с эпитаксиальными пленками  $GaP_xAs_{1-x}$ , когда с ростом  $x$  коротковолновая граница  $P_l$  начинает испытывать закономерное смещение в сторону меньших энергий фотонов из-за снижения  $E_G$  [70]. В случае структур  $n$ -GaP/Si было также установлено, что спектральное положение коротковолновой границы  $P_l$  смещается в длинноволновую область еще и с увеличением толщины пленок GaP [50, 68]. Следовательно, возникновение коротковолновой границы в спектрах  $P_l$  определяется влиянием поглощения ЛПИ в широкозонной компоненте ГП. Справедливость этого положения находит подтверждение в результатах поляризационных исследований ФЧ барьеров Шотки, для которых коротковолновая граница  $P_l$  не проявилась вообще [49, 50]. Что касается длинноволновой границы  $P_l$ , то ее положение соответствует началу межзонных переходов в материале подложек [70].

Важно отметить, что НФ в обеих геометриях фоторегистрации ЛПИ имеет одинаковый положительный знак вследствие  $i^p > i^s$  и в этом плане принципиально отличается от ЕФ, который инвертирует свой знак как только начинает сказываться поглощение в объеме анизотропного полупроводника [9, 10]. В случае же ГП на анизотропных полупроводниках, например GaP/Si, рост оптического поглощения в Si при освещении со стороны подложек и при  $\hbar\omega > 1.2$  эВ вызывает снижение  $P_l$  из-за того, что слой фотогенерированных носителей заряда удаляется от активной области ГП. Аналогичный результат достигается также при  $\hbar\omega > 2.4$  эВ в случае освещения со стороны GaP. Именно с этим связано и появление коротковолновых спадов  $P_l$ . Однако, поскольку поглощение ЛПИ в Si и GaP изотропное, следовательно, и глубина поглощения излучения  $p$ - и  $s$ -поляризаций оказывается одинаковой. Поэтому в результате того, что при прохождении ЛПИ границ воздух/Si и воздух/GaP в наклонной геометрии коэффициенты поглощения подчиняются соотношению  $\alpha^p > \alpha^s$ , что в свою очередь обеспечивает выполнение соотношения  $i^p > i^s$ . Именно по этой причине инверсия знаков  $\Delta i$  и  $P_l$  во всей области фоточувствительности ГП из изотропных полупроводников Si, Ge и  $A^{III}B^V$  не обнаруживается, тогда как изменения атомного состава и толщин эпитаксиальных пленок дают возможность контролировать ширины полюса постоянного значения НФ  $\Delta\hbar\omega_p$ .

Высокая азимутальная ФЧ (табл. 4) и возможности управления ее спектральным диапазоном за счет атомного состава пленок и подложек указывают на перспективы использования полученных ГП в качестве широкополосных и селективных фотоанализаторов ЛПИ.



**Рис. 13.** Зависимости  $i^P(\alpha_0)$  (1),  $i^S(\alpha_0)$  (2),  $P_I(\alpha_0)$  (3, 3') и  $P_I(\hbar\omega)$  (4) ГП CdS/InP при  $T = 300$  К. Освещение структур со стороны CdS; ориентация InP:  $a - (111)B$ ,  $b - (111)A$ ,  $c - (100)$ ; 1, 2, 3, 3' —  $\hbar\omega = 1.33$  эВ; 4 —  $\alpha_0 = 75^\circ$ .

## 6. Наведенный фотоплеохроизм гетеропереходов CdS/InP

Фоточувствительность на основе прямозонных соединений  $A^{II}B^{VI}$  и  $A^{III}B^V$  (в особенности CdS и InP) давно привлекает внимание исследователей в плане достижения высокоэффективного преобразования солнечной энергии в электрическую. Несмотря на невыгодные условия сопряжения веществ с разными типами решеток и их параметрами, удалось решить сложную проблему и получить солнечные элементы с высокой радиационной стойкостью и коэффициентом полезного действия (кпд) до 18% [77–80]. Переход от обычных исследований ФЧ к поляризационным открыл взаимосвязь поляризационных параметров таких ГП с условиями сопряжения их компонент, что может найти применение в диагностике качества структур этого типа [81, 82].

Пленки  $n$ -CdS наносились на монокристаллические пластины  $p$ -InP с ориентациями (100), (111)A и (111)B газозащитным методом в проточной системе с исполь-

зованием водорода. Осаждение велось при температурах 700–750°C. Наиболее фоточувствительные ГП получены, когда на пластинах (100) InP с разориентацией 4–5° в направлении [110] в проточной системе In-PCl<sub>3</sub>-H<sub>2</sub> дополнительно выращивались эпитаксиальные пленки  $p$ -InP с толщинами 2–4 мкм, а только затем на ней выращивались пленки  $n$ -CdS. Максимальная ФЧ таких структур достигает 0.13 А/Вт, а эффект окна по отношению к интенсивности излучения проявляется в диапазоне между ширинами запрещенных зон данных полупроводников. Максимальные значения ширины полосы ФЧ реализуются при выращивании CdS на плоскости (111)B InP [82].

При освещении ЛПИ вдоль нормали к плоскости CdS фототок ГП оказался независимым от положения плоскости поляризации. Это обстоятельство позволяет сделать важный вывод о том, что фотоактивное поглощение в ГП CdS/InP остается изотропным при реализованных изменениях кристаллографической ориентации подложек InP. С переходом к наклонному падению ЛПИ в этих

структурах возникает НФ, который растет в соответствии с законом (11), не обнаруживая чувствительности к изменениям в ориентации подложек (рис. 13, кривые 3 и 3'). На основании экспериментальных зависимостей  $P_I(\alpha_0)$  с помощью (10) для структур CdS/InP  $n \approx 2.5$ , что совпадает с данными для CdS [36]. Этот факт дает основания считать, что индуцируемая наклонным падением ЛПИ фотоэлектрическая анизотропия ГП не зависит от ориентации подложек, а всецело определена только природой пленок CdS.

В то же время, как видно из рис. 13, *a* и *b*, ГП обнаруживают явную чувствительность к ориентации подложек InP. Для пленок CdS с зеркальной наружной поверхностью, которые удастся воспроизводимо выращивать на подложках InP с ориентациями (111)A и (111)B, экспериментальные кривые  $i^P(\alpha_0)$  и  $i^S(\alpha_0)$  находятся в соответствии с анализом на основании соотношений Френеля для амплитудных коэффициентов прохождения ЛПИ через границу воздух/CdS [2, 7]. При этом фототок  $i^S$  монотонно спадает с ростом  $\alpha_0$ , тогда как для  $i^P$  проявляется четкий максимум вблизи угла псевдобрюстеровского отражения, а отношение  $A$  достигает значений 1.2–1.3, что свидетельствует о значительном подавлении потерь на отражение в поляризации  $E \parallel$  ГП. Это снижение оказывается максимальным в ГП с кристаллографической ориентацией подложек (111)B, что опять-таки указывает на более высокое качество пленок CdS, выращиваемых на плоскости (111)B InP.

В случае ГП, созданных на пластинах (100) InP (рис. 13, кривые 1 и 2), фототоки  $i^P$  и  $i^S$ , сохраняя зависимость от поляризации  $i^P > i^S$ , проявили монотонный спад с ростом  $\alpha_0 > 0^\circ$ . Такое явление уже наблюдалось при поляризационных измерениях барьеров Шотки и ГП с ухудшенным качеством приемной плоскости. На этом основании характер зависимостей  $i^P(\alpha_0)$  в ГП на подложках (100) InP также можно приписать ухудшению оптического качества пленок CdS при такой ориентации InP. Следовательно, поляризационные измерения фототока позволяют определить показатель преломления и качество вещества входного окна в готовых структурах.

Поляризационная разность фототоков ГП CdS/InP проявилась в диапазоне энергий между  $E_G$  контактирующих сред. Изменения в ориентации InP дают возможности контролировать спектральный контур азимутальной ФЧ, поскольку в области максимальной поляризационной разности фототоков  $P_I$  остается практически постоянным (рис. 13, кривая 4) в соответствии с [18], тогда как его величина выбирается из зависимости от угла падения ЛПИ. При этом важно отметить, что величина НФ в ГП CdS/InP "не чувствует" изменений в ориентации подложек InP. Спад коэффициента НФ в коротковолновой области, как и в ГП  $A^{III}B^V/Si(Ge)$ , отвечает началу межзонного поглощения в широкозонной компоненте гетероперехода CdS. Максимальная азимутальная фоточувствительность ГП CdS/InP  $\Phi = 0.13 \text{ А/Вт} \cdot \text{град}$  при  $T = 300 \text{ К}$ , что сравнимо с возможностями фотоанализаторов на барьерах Шотки. Широкополосный

характер квантовой эффективности фотопреобразования и коэффициента НФ позволяют считать, что солнечные элементы (СЭ) CdS/InP могут использоваться и в качестве широкодиапазонных (1.2–2.4 эВ) высокочувствительных фотоанализаторов ЛПИ. Важно также иметь в виду, что улучшение оптического качества наружной поверхности пленок CdS, контролируемое посредством поляризационных измерений фототока, может обеспечить дополнительное увеличение квантовой эффективности фотопреобразования вблизи псевдобрюстеровского угла и, следовательно, поднять еще на  $\approx 30\%$  достигнутый в [82] уровень азимутальной фоточувствительности.

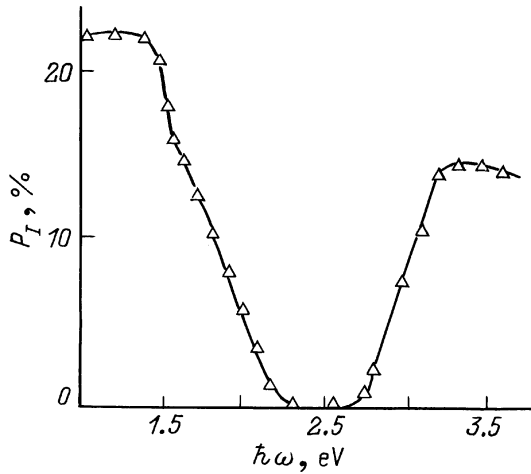
## 7. Наведенный фотоплетохроизм гетеропереходов GaAlAs/GaAs

Открытие и создание в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе под руководством академика Ж.И. Алфёрова первых идеальных ГП в системе GaAlAs/GaAs в свое время было озаменовано разработкой приборов нового поколения: полупроводниковых лазеров, высокоэффективных СЭ и т.д. [83–86]. В солнечных элементах на основе подобных структур уже реализован кпд 24.6% (АМО, 100 Солнц) и 27.5% (АМ 1.5, 100 Солнц) [87]. Только недавно для изучения этого типа ГП применен метод поляризационной спектроскопии фоточувствительности, позволивший наблюдать взаимосвязь поляризационной ФЧ с эффектом просветления [88, 89].

Фотопреобразовательные структуры для поляризационных измерений получены методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема раствора-расплава Ga–Al–As на пластины (100) *n*-GaAs. Эпитаксиальные пленки  $Ga_{0.3}Al_{0.7}As$  с толщинами до 2 мкм покрывались пленкой анодного окисла толщиной  $\approx 1.5$  мкм. Во всех ГП проявляется широкополосная спектральная характеристика ФЧ ( $\delta_{1/2} = 1.7–1.8 \text{ эВ}$ ), а кпд достигает 20%.

При освещении ЛПИ вдоль нормали к плоскости анодного окисла поляризационная ФЧ не обнаруживается. Это обусловлено изотропными свойствами поглощающей среды, а также отсутствием направленных деформаций в пленке  $Ga_{0.3}Al_{0.7}As$  из-за совпадения параметров кристаллической решетки. Поэтому ЕФ для таких структур оказался пренебрежимо низким во всей области фоточувствительности.

В условиях наклонного падения ЛПИ  $\alpha_0 > 0^\circ$  возникает неравенство  $i^P > i^S$  и наведенная поляризационная ФЧ, которая следует закону  $P_I \sim \alpha_0^2$ . Если этот закон выполняется во всем спектральном диапазоне ФЧ, то величина  $P_I$  оказалась зависимой от энергии фотонов (рис. 14). Это вызвано изменениями в характере угловых зависимостей фототока в пределах всей области фоточувствительности ГП. Если при  $\hbar\omega < 1.5 \text{ эВ}$  зависимости  $i^P(\alpha_0)$  и  $i^S(\alpha_0)$  обычные и описываются формулами Френеля [7, 8], то при  $\hbar\omega > 1.5 \text{ эВ}$  они становятся подобными  $i^P(\alpha_0)$ , что позволяет трактовать их снижением потерь на отражение для излучения *p*- и *s*-поляризаций



**Рис. 14.** Спектры  $P_I$  структуры окисел/ $\text{GaAl}_{0.7}\text{As}_{0.3}$ / $\text{GaAs}$  ( $T = 300\text{ K}$ ,  $\alpha_0 = 75^\circ$ , освещение со стороны окисла).

вследствие проявления интерференционных эффектов. Наличие максимума в угловых зависимостях  $i^p$  указывает на высокое оптическое качество фронтальной плоскости фотопреобразователей окисел/ $\text{GaAlAs}$ / $\text{GaAs}$ .

Отличительной особенностью НФ изученных в [88, 89] структур является сильный дихроизм  $P_I$  (рис. 14). Только в длинноволновой спектральной области ( $\hbar\omega < 1.4\text{ эВ}$ ) коэффициент НФ постоянен, как в барьерах Шоттки во всей области ФЧ [50, 51]. Оценка на основании (10) из экспериментальных значений  $P_I \approx 20\text{--}22\%$  (рис. 14) дает величину  $n \approx 1.8$ , что совпадает с данными для анодного окисла  $\text{GaAlAs}$  [90]. На этом основании НФ изученных ГП в длинноволновой области может быть связан с оптическими процессами на границе воздух/окисел. Обнаруженный в диапазоне энергий от 1.5 до 3 эВ "провал" в спектре  $P_I$  соответствует области максимального просветления структур, совпадающей с результатами измерения оптического отражения  $R$  на этих же ГП. Когда с ростом угла падения ЛПИ начинают снижаться потери на отражение для  $p$ - и  $s$ -поляризаций, в угловых зависимостях фототоков наблюдается сближение  $i^p(\alpha_0) \rightarrow i^s(\alpha_0)$ , что и сопровождается снижением  $P_I$ . Согласно этой идеологии, эффект просветления максимален при условии  $i^p = i^s$ . Как видно из рис. 14, максимальное просветление в изученных ГП обеспечивается в диапазоне от 2.2 до 2.8 эВ, когда  $P_I \approx 0$ . Очевидно, что такой поляризационный контроль области просветления в ГП может применяться для корректировки технологических условий.

В отсутствие просветляющих покрытий в ГП  $\text{GaAlAs}/\text{GaAs}$  максимальная азимутальная ФЧ  $\Phi \approx 0.1\text{ А/Вт} \cdot \text{град}$  ( $T = 300\text{ K}$ ,  $\alpha_0 = 75^\circ$ ) достигается в широком спектральном диапазоне от 1 до 3 эВ из-за исчезновения интерференционного просветления, что стимулирует применения таких ГП в новой для них области — поляризационной фотоэлектронике.

## 8. Наведенный фотоплеохроизм тонкопленочных структур на основе $\text{CuInSe}_2$

Тройные полупроводниковые соединения и их твердые растворы все более интенсивно вовлекаются в исследования как материалы для высокоэффективных радиационно стойких фотовольтаических систем [91–95]. Наиболее высокоэффективные тонкопленочные солнечные элементы (ТСЭ) созданы из поликристаллических пленок  $\text{Cu}(\text{In}, \text{Ga})\text{Se}_2$  (МИГС) [92]. Рассмотрим результаты исследований тонкопленочных структур на основе  $\text{CuInSe}_2$  (МИС) и МИГС посредством поляризационной фотоэлектрической спектроскопии [95–98].

### 8.1. Поляризационная фоточувствительность тонкопленочных структур $n\text{-CdS}/p\text{-CuInSe}_2$

Пленки МИС с толщинами 2–5 мкм осаждались методом магнетронного распыления мишени МИС на поверхность стекла [99]. На постростовую поверхность МИС методом вакуумной сублимации наносились пленки  $\text{CdS} < \text{In} >$  с толщинами 2–5 мкм. Фоточувствительность лучших ГП достигла 0.5 мА/Вт и при освещении со стороны  $\text{CdS}$  наблюдалась в диапазоне между ширинами запрещенных зон компонент ГП.

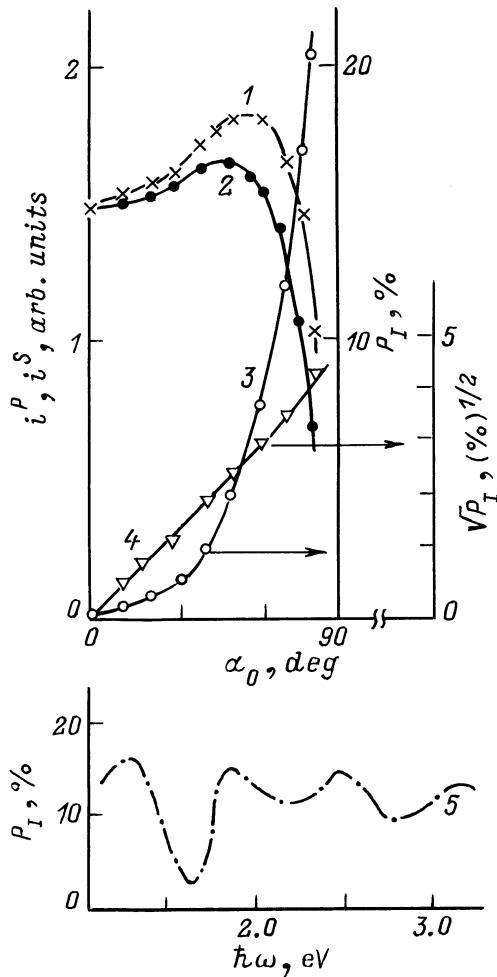
Угловые зависимости фототока описываются формулами Френеля и показывают, что в полученных ГП фотоплеохроизм возникает только при  $\alpha_0 > 0^\circ$  и подчиняется закону (11). Экспериментальное значение  $P_I \approx 64\%$  при  $\alpha_0 = 80^\circ$ , согласно (10), соответствует  $n \approx 3.1$ , что выше известного показателя преломления  $n = 2.5$  для  $\text{CdS}$  [100] и ближе к величине  $n = 3.0$  для МИС [36]. Это обстоятельство дает основания полагать, что анизотропия ФЧ тонкопленочных ГП при их освещении со стороны  $\text{CdS}$  определяется в основном процессами прохождения излучением гетерограницы и последующего поглощения в узкозонной компоненте. Обнаруженное повышение  $i^p$  с ростом  $\alpha_0$  указывает на понижение потерь на отражение без нанесения просветляющего покрытия и одновременно также свидетельствует о высоком качестве пленок сульфида кадмия.

Коэффициент НФ структур  $\text{CdS}/\text{МИС}$  при  $\alpha_0 = \text{const}$  во всей области фоточувствительности сохраняется на высоком уровне и слабо зависит от энергии фотонов, что находится в соответствии с анализом [34].

Максимальная азимутальная ФЧ в этом типе ГП  $\Phi = 5\text{ мА/Вт} \cdot \text{град}$  ( $T = 300\text{ K}$ ,  $\alpha_0 = 80^\circ$ ) и характеризует их как широкодиапазонные (0.8–2.5 эВ) фотоанализаторы ЛПИ, которые при  $\alpha_0 = 0^\circ$  теряют эту способность и становятся чувствительными только к интенсивности излучения [96, 97].

### 8.2. Поляризационная фоточувствительность тонкопленочных СЭ $\text{ZnO}/\text{CdS}/\text{Cu}(\text{In}, \text{Ga})\text{Se}_2$

Пленки МИГС осаждались на покрытые молибденом стеклянные пластины вакуумным термическим испарением из индивидуальных источников, а состав отвечал



**Рис. 15.** Зависимости  $i^p(\alpha_0)$  (1),  $i^s(\alpha_0)$  (2),  $P_I(\alpha_0)$  (3 —  $P_I$ , 4 —  $P_I^{1/2}$ ,  $\hbar\omega = 2.0$  эВ) и  $P_I(\hbar\omega)$  ( $\alpha_0 = 70^\circ$ ) (5) ТСЭ ZnO/CdS/Cu(In, Ga)Se<sub>2</sub> при  $T = 300$  К.

отношению  $\text{In}/(\text{In} + \text{Ga}) = 0.25$ . На поверхность МИГС наносилась пленка CdS, а затем магнетронным распылением мишени ZnO осаждалась пленка ZnO. Общая толщина структур составляет 3–5 мкм. В условиях освещения АМ-1.5 кпд лучших структур составляет 15%.

Длинноволновый край фоточувствительности ТСЭ определяется прямыми переходами в МИГС, а с коротковолновой стороны в спектре ФЧ проявляются два порога из-за влияния поглощения в CdS, а затем еще и в ZnO. Ширина спектральных полос фоточувствительности ТСЭ  $\delta_{1/2} \approx 1.3\text{--}1.6$  эВ при  $T = 300$  К и зависит от толщин широкозонных пленок. В спектрах ФЧ лучших ТСЭ авторы [95, 98] впервые наблюдали эквидистантные пики, которые могут быть обусловлены интерференцией в пленке ZnO.

В поляризованном свете для ТСЭ характерен только НФ. Как следует из рис. 15 (кривые 1 и 2), неравенство между фототоками  $i^p > i^s$  возникает при условии  $\alpha_0 > 0^\circ$ , а сами угловые зависимости  $i^p$  и  $i^s$  обнаруживают сходное поведение. Эти зависимости

свидетельствуют о высоком совершенстве фронтальной плоскости, с одной стороны, и об одновременном снижении потерь на отражение для  $p$ - и  $s$ -волн, с другой стороны. Следовательно, в этих ТСЭ достигается просветление для обеих поляризаций. Коэффициент НФ ТСЭ плавно возрастает в соответствии с законом  $P_I \sim \alpha_0^2$  (рис. 15, кривые 3 и 4). Характерно, что значения  $P_I$  при  $\alpha_0 = \text{const}$  для разных ТСЭ несколько отличались между собой и располагались в диапазоне 10–20%. Оценка  $n$  из (10) по экспериментальным значениям  $P_I$  дает величину показателя преломления  $n \approx 1.2\text{--}1.7$ , что ниже известного для ZnO значения [36]. Отмеченное понижение экспериментальных величин  $P_I$  относительно оцененных из (10) с использованием показателя преломления для ZnO может быть следствием интерференции ЛПИ в пленках ZnO.

В ГП с максимальным кпд в спектре  $P_I$  возникают четкие осцилляции (рис. 15, кривая 5), сопутствующие интерференционным особенностям в спектре фоточувствительности. С понижением кпд осцилляции ослабевают настолько, что спектр  $P_I$  в достаточно широком спектральном диапазоне теряет дихроизм, хотя величина  $P_I$  остается ниже оцениваемой на основании показателя преломления. Колебания в экспериментальных значениях  $P_I$  и их слабая спектральная зависимость могут быть объяснены антиотражающими эффектами в пленке ZnO. Приняв за меру просветления условие  $P_I \approx 0$ , авторы [101] пришли к выводу, что наиболее высокое просветление в ТСЭ достигнуто при толщинах пленки ZnO около 1000 нм.

Следовательно, ТСЭ на основе МИГС могут применяться как широкополосные фотоанализаторы, а поляризационная спектроскопия их фоточувствительности — для корректировки технологии ТСЭ.

## 9. Наведенный фотоплекроизм гетеропереходов $\text{MnIn}_2\text{Te}_4/\text{Si}$

Создание фоточувствительных структур с использованием полумагнитных полупроводников вызывает интерес в связи с возможностями расширения функционального диапазона оптоэлектронных устройств [102, 103]. После решения достаточно сложной проблемы получения тонких пленок одного из таких полупроводников  $\text{MnIn}_2\text{Te}_4$  был исследован наведенный фотоплекроизм структур на их основе [104, 105].

Пленки  $p\text{-MnIn}_2\text{Te}_4$  толщиной 0.1–0.3 мкм наносились методом вакуумного термического напыления на пластины (111) Si. Спектры ФЧ этих ГП при освещении со стороны  $\text{MnIn}_2\text{Te}_4$ , как правило, широкополосные ( $\delta_{1/2} \approx 2.2$  эВ) с максимальной фоточувствительностью 0.1 мА/Вт при  $T = 300$  К.

Обнаруженный фотоплекроизм в таких структурах по своей природе наведенный и подчиняется закону  $P_I \sim \alpha_0^2$  (рис. 16). При достижении  $\alpha_0 = 75^\circ$  коэффициент  $P_I \approx 55\%$ , что реализует возможности метода для оцен-

ки  $n \approx 3.0$  для тройного соединения в пленочном исполнении. Авторы [105] считают, что простые в получении ГП могут применяться как фотоанализаторы ЛПИ с азимутальной фоточувствительностью  $\Phi \approx 0.2 \text{ мА/Вт} \cdot \text{град}$  при  $T = 300 \text{ К}$ , которая может плавно контролироваться углом падения ЛПИ (рис. 16).

## 10. НФ гетероконтакта пористого и монокристаллического кремния

В последние годы активно развивается новый подход в управлении фундаментальными свойствами полупроводников, основанный на формировании в полупроводниковой матрице наноразмерных кластеров [86, 106, 107]. Понижение размерности в полупроводниках приобретает все более широкое распространение [108, 109]. Рассмотрим проявление поляризационной ФЧ в структурах на основе пористого кремния [110–113].

Для получения ГП применялось анодное травление пластин [108, 110], что позволило формировать пленки пористого кремния (ПК) с толщинами от единиц до десятков микрометров. При освещении со стороны ПК в этих ГП, как правило, реализуется широкополосная ФЧ. Энергетическое положение длинноволнового края ФЧ определяется межзонным поглощением в Si, а полная ширина полосы  $\delta_{1/2} \approx 1.3 \text{ эВ}$  при толщинах пленок ПК около  $10 \text{ мкм}$  и возрастает с ее понижением. Так, например, в ГП с толщиной пленки ПК  $\approx 1 \text{ мкм}$  спад фототока до  $3 \text{ эВ}$  вообще не проявляется. Спектры фоточувствительности ГП обычно содержат до 20 эквидистантных пиков, которые с учетом показателя пре-

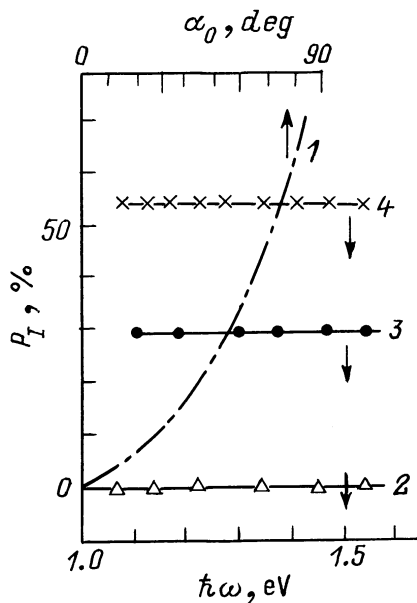


Рис. 16. Зависимости  $P_I(\alpha_0)$  (1,  $\hbar\omega = 1.15 \text{ эВ}$ ) и  $P_I(\hbar\omega)$  ( $\alpha_0$ , град: 2 — 0, 3 — 50, 4 — 75) ГП  $n\text{-MnIn}_2\text{Te}_4/p\text{-Si}$  при  $T = 300 \text{ К}$ . (Освещение со стороны  $\text{MnIn}_2\text{Te}_4$ ).

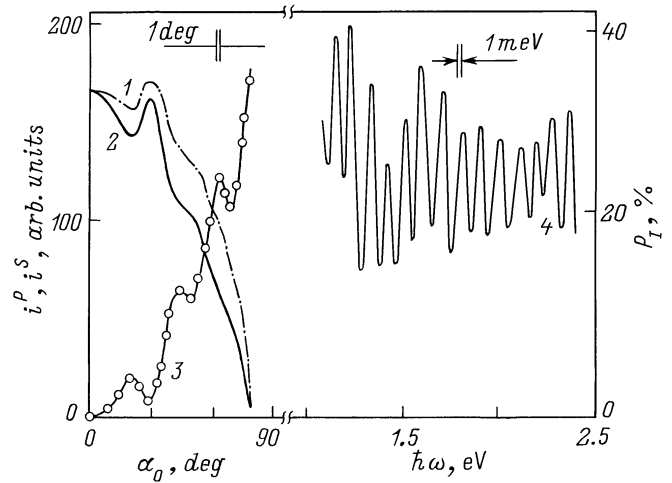


Рис. 17. Зависимости  $i^P(\alpha_0)$  (1),  $i^S(\alpha_0)$  (2),  $P_I(\alpha_0)$  (3) при  $\hbar\omega = 1.4 \text{ эВ}$  и  $P_I(\hbar\omega)$  (4,  $\alpha_0 = 75^\circ$ ) структуры ПК/Si при  $T = 300 \text{ К}$ .

ломления ПК [114] позволяют оценить толщины пленок, совпадающие с данными прямого определения. Сам факт наблюдения богатой интерференционной картины указывает на очень высокое совершенство пленок ПК [110–112].

Из поляризационных исследований фоточувствительности ГП ПК/Si следует, что в таких структурах проявился только НФ, поскольку фотопроводимость в обоих компонентах изотропна. Зависимости фототоков  $i^P$  и  $i^S$  даже в ГП с зеркальной наружной плоскостью ПК обнаружили немонотонный спад при  $\alpha_0 > 0^\circ$  (рис. 17, кривые 1 и 2) и отличаются от ожидаемых из анализа прохождения ЛПИ через границу воздух/ПК на основании соотношений Френеля [2, 7]. В угловых зависимостях  $P_I$  таких ГП авторы [111] впервые обнаружили осцилляции, которые, по их мнению, являются следствием интерференции ЛПИ в пленках ПК (рис. 17, кривая 3). Приблизительно рост НФ при увеличении  $\alpha_0$  подчиняется также квадратичному закону (11), а оценки, согласно (10), по экспериментальным значениям  $P_I = 20\text{--}25\%$  ( $\alpha_0 = 70^\circ$ ) приводят к величинам  $n \approx 1.7$ , отличающимся от известных значений  $n$  для кристаллического Si и позволяющим связывать поляризационную фоточувствительность ГП с явлениями на границе воздух/ПК. Спектральные зависимости  $P_I$  ГП ПК/Si обнаруживают осциллирующий характер (рис. 17, кривая 4), обусловленный интерференцией ЛПИ в пленке ПК.

Обнаруженные осцилляции НФ в ГП ПК/Si [111] имеют принципиальное значение и могут найти применение при создании селективных фотоанализаторов ЛПИ, а также демонстрируют новые возможности поляризационной фотоэлектрической анизотропии в целях экспрессной диагностики качества наноструктурных пленок.



## 11. Наведенный фотоплетохроизм гетеропереходов на основе нитрида галлия

Нитрид галлия входит в круг полупроводниковых материалов, которые в настоящий период изучаются наиболее интенсивно. Благодаря существенному прогрессу в технологии этого широкозонного полупроводника определены перспективы его использования в коротковолновой и высокотемпературной оптоэлектронике, фотопреобразователях и т.д. [115–118]. Особый интерес представляет решение проблем интеграции GaN с Si и полупроводниками  $A^{III}B^V$ , что может вскрыть возможности применений уже освоенных электронной промышленностью материалов не только для выращивания на них пластин GaN большой площади, но и для реальной интеграции уникальных функциональных характеристик таких полупроводников. Отметим, что подавляющий объем исследований фотоэлектрических явлений в GaN и структурах на его основе выполнен с применением неполяризованного излучения. Рассмотрим некоторые итоги начатых исследований GaN с помощью поляризационной фотоэлектрической спектроскопии [119, 120].

При выращивании слоев GaN использован метод химического осаждения из паровой фазы в открытой газотранспортной системе на плоскости (111) и (100) пластин Si и GaP *n*- и *p*-типа проводимости. В случае структур GaN/Si было установлено, что ФЧ достигает  $\approx 0.15$  А/Вт при использовании подложек (111) Si, тогда как переход к ориентации (100) Si вызывает снижение фоточувствительности ГП на 2–4 порядка. Толщина слоев GaN на подложках Si составила 10–20 мкм, тогда как на GaP всего 0.5 мкм. В обоих типах структур спектры ФЧ оказались широкополосными ( $\delta_{1/2} \approx 1.8$  эВ в GaN/Si и  $\delta_{1/2} \approx 0.7$  эВ в GaN/GaP).

При освещении таких ГП вдоль нормали к пленкам GaN фотоактивное поглощение носит изотропный характер, тогда как в условиях наклонного падения ЛПИ реализуется неравенство  $i^P > i^S$  во всей области ФЧ. Характер угловых зависимостей фототоков  $i^P$  и  $i^S$  зависит и в случае ГП на основе GaN от качества пленок. В ГП GaN/Si с шероховатой наружной поверхностью пленок GaN фототоки для *p*- и *s*-поляризации спадали с ростом угла падения, тогда как в ГП GaN/Si и GaN/GaP с зеркальными поверхностями пленок GaN фототоки  $i^P$  и  $i^S$  возрастали с увеличением  $\alpha_0$ . Эта закономерность определяется снижением потерь на отражение и обусловлена интерференцией ЛПИ в широкозонной пленке. Увеличение угла падения ЛПИ на поверхность GaN в обоих типах ГП сопровождается нарастанием  $P_I$  по квадратичному закону (11), т.е. как и в отсутствие интерференционных явлений.

Выполненные исследования спектров НФ в ГП GaN/Si и GaN/GaP (рис. 18) показывают, что его величина изменяется от образца к образцу и в большинстве случаев испытывает осцилляции, изменяясь в пределах области ФЧ. Оценки на основании (10) с учетом известного

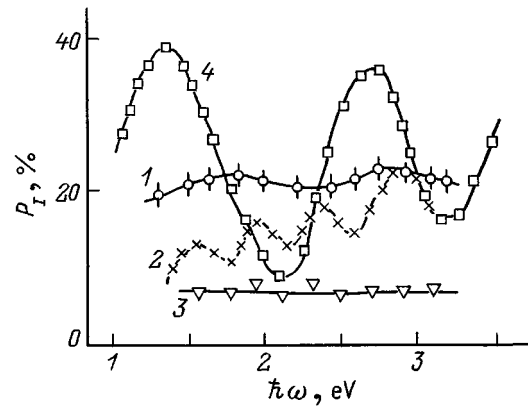


Рис. 18. Спектры  $P_I$  ГП *n*-GaN/*p*-Si (1 — образец 59.1.1, 2 — 60.1.2.1, 3 — 60.1.2) и *n*-GaN/*p*-GaP (4 — образец 106-1р) при  $T = 300$  К и  $\alpha_0 = 75^\circ$ .

для GaN показателя преломления [36] приводят к величине  $P_I \approx 35\text{--}40\%$ . Такое значение  $P_I$  достигается в максимумах спектральной зависимости НФ только для одной из структур и при вполне определенной энергии фотонов (рис. 18, кривая 4). Отклонения от этой энергии в данном образце, а также переход к другим структурам вызывает падение величины НФ относительно расчетного значения  $P_I \approx 35\text{--}40\%$ . Такое понижение фотоплетохроизма можно связывать с изменениями параметров пленок GaN, что и вызывает изменение эффекта просветления.

Обнаруженный авторами [119,120] наведенный фотоплетохроизм ГП на основе пленок нитрида галлия демонстрирует возможности их применений в качестве селективных (рис. 18, кривая 4) фотоанализаторов ЛПИ с максимальной азимутальной фоточувствительностью  $\Phi = 10$  мА/Вт · град ( $T = 300$  К,  $\alpha_0 = 75^\circ$ ), тогда как установленные зависимости величины и спектрального контура  $P_I$  могут быть использованы при диагностике качества пленок GaN.

## 12. Гигантский наведенный фотоплетохроизм

Одной из центральных проблем в создании фотодетекторов ЛПИ является обеспечение высоких значений коэффициента фотоплетохроизма [9]. Из выражения (12) следует, что максимальная величина коэффициента НФ для однородного ИП определяется величиной *n* и для известных полупроводников не может выйти за пределы 55–85%. Рассмотренные выше экспериментальные данные для  $P_I$  самых разнообразных диодных структур в изотропных полупроводниках и многослойных системах на их основе также демонстрируют, что  $P_I^m < 100\%$ . В Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе в 1993 г. был осуществлен качественный прорыв в этой проблеме и экспериментально реализован новый фотоэлектрический эффект — эффект гигантского наведенного

фотоплетохроизма, обеспечивающий резкое увеличение  $P_I \rightarrow \pm\infty$  [50, 121–123].

Принципиальная идея состоит в том, чтобы обеспечить смену знака фототока при переходе от  $p$ - к  $s$ -поляризации, и тогда из уравнения (7) легко видеть, что величина  $P_I$  преодолевает рубеж 100%. Как следует из проведенного выше рассмотрения, ни один из типов структур не дал такой возможности. Для обеспечения эффекта ГНФ в работах [121–123] на основе изотропных полупроводников были разработаны структуры с двумя различными по направлению электрических полей активными областями.

Рассмотрим закономерности ГНФ на примере структуры с двумя  $n$ - $p$ -переходами на Si-подложке. Для получения такой структуры вначале на Si-подложке выращивалась эпитаксиальная пленка  $n$ -GaP толщиной 3–4 мкм, а затем пленка  $p$ -GaP близкой толщины. В результате структура, включающая ГП  $n$ -GaP/ $p$ -Si и гомопереход  $p$ - $n$ -GaP, обеспечила инверсию знака фототока при освещении естественным излучением. Инверсия обусловлена тем, что в длинноволновой относительно точки инверсии  $\hbar\omega_I$  области ФЧ определяется ГП  $p$ -Si/ $n$ -GaP, в то время как в коротковолновой знак суммарного фототока уже определяется верхним относительно пучка ЛПИ гомопереходом  $p$ - $n$ -GaP.

При освещении ЛПИ инвертирующий знак фототока структур со стороны GaP фотоплетохроизм возникает как только  $\alpha_0 > 0^\circ$ , как и в неинвертирующих структурах. При этом независимо от полярности фототока знак НФ оставался положительным и его угловая зависимость следовала периодическому закону (11).

Новые закономерности возникают в окрестности длины волны, при которой наступает инверсия знаков фототока и НФ вследствие изменения  $\alpha_0$  (рис. 19). Для каждого из фототоков  $i^P$  и  $i^S$  появляется свой угол падения, при котором изменяется знак, а сами угловые зависимости уже не могут быть описаны формулами Френеля [2, 7]. Это происходит из-за того, что на анизотропию прохождения светом границы воздух/ИП накладывается еще и конкуренция фототоков от каждого из  $n$ - $p$ -переходов. В соответствии с (7) из-за инверсии знаков  $i^P$  и  $i^S$  в угловой зависимости  $P_I(\alpha_0)$  появляется точка разрыва и фотоплетохроизм устремляется на бесконечность  $P_I \rightarrow \pm\infty$ , тогда как экспериментальные величины были на уровне  $\pm(400\text{--}700\%)$ .

Следовательно, инверсия полярности фототоков при определенном угле падения ЛПИ вызывает эффект ГНФ, при котором  $P_I \rightarrow \pm\infty$  (рис. 19, кривая 3).

Интересная закономерность обнаружена и в азимутальных зависимостях фототоков, когда соотношение между  $i^P$  и  $i^S$ , а также инверсия их полярности при определенных  $\alpha_0$  и  $\hbar\omega$  контролируется азимутальным углом  $\Theta$ .

В спектральных зависимостях  $i^P$  и  $i^S$  таких структур для  $p$ - и  $s$ -поляризаций инверсия полярности фототоков реализуется при различных энергиях фотонов, а в диапазоне между этими точками имеется такая энергия, при

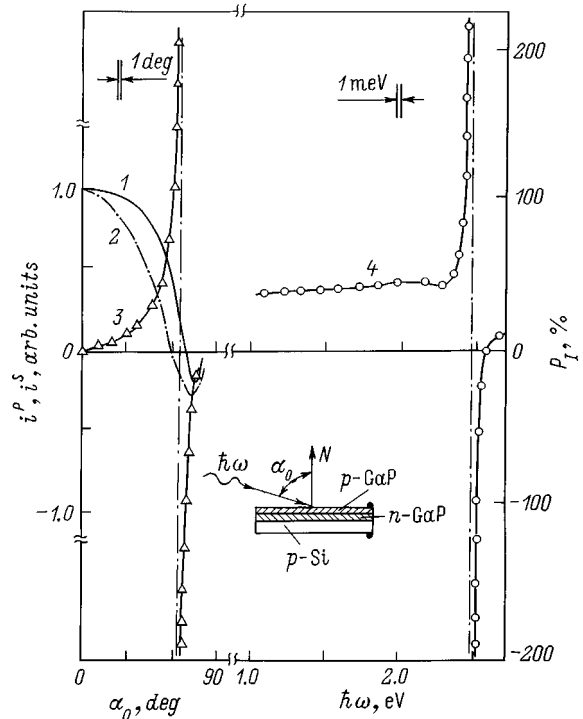


Рис. 19. Зависимости  $i^P(\alpha_0)$  (1),  $i^S(\alpha_0)$  (2),  $P_I(\alpha_0)$  (3) и  $P_I(\hbar\omega)$  (4,  $\alpha_0 = 75^\circ$ ) структуры  $p$ - $n$ -GaP/ $p$ -Si при  $T = 300$  К. Освещение со стороны GaP, 1–3 —  $\lambda = 0.500$  мкм. На вставке — схема освещения структуры.

которой фототоки оказываются равными между собой по амплитуде, но различными по полярности. Как раз в этих условиях, согласно (7), и возникает эффект ГНФ  $P_I \rightarrow \pm\infty$ . Пример спектральной зависимости  $P_I$  для одной из структур  $p$ - $n$ -GaP/ $p$ -Si представлен на рис. 19 (кривая 4). Спектральная зависимость  $P_I$  имеет вид гиперболы, энергетическое положение асимптоты которой определяется из условия равенства амплитуд разнонаправленных фототоков  $i^P$  и  $i^S$ . Вблизи асимптоты как раз и возникает эффект ГНФ  $P_I \rightarrow \pm\infty$ , причем энергетическое положение асимптоты можно плавно смещать посредством внешнего электрического напряжения, осуществляя тем самым экспрессную перестройку спектрального положения узкоселективного эффекта ГНФ.

Эффект гигантского НФ был реализован также и на двухбарьерных структурах другого типа-Au/ $n$ -GaAs/Au Au/ $n$ -Ga<sub>x</sub>As<sub>1-x</sub>/Au, причем возможность управления составом твердого раствора служит дополнительным каналом контроля спектрального диапазона, в котором проявляется ГНФ [50, 122, 123].

Таким образом, предсказанный, а затем обнаруженный новый фотоэлектрический эффект ГНФ открывает возможности применений двухбарьерных структур на изотропных полупроводниках в качестве высокочувствительных перестраиваемых узкоселективных фотоанализаторов ЛПИ.

### 13. Совместное проявление естественного и наведенного фотоплетохроизма

В связи с тем что в изотропных полупроводниках физические причины для проявления ЕФ отсутствуют [9, 10], во всех рассмотренных выше вариантах регистрации ЛПИ поляризационная ФЧ определялась в первую очередь процессами прохождения излучением границы двух сред. Очевидно, что для фотодетекторов на анизотропных полупроводниках, как только начинает реализовываться наклонное падение ЛПИ, фотоплетохроизм становится результатом наложения на естественный фотоплетохроизм наведенного наклонным падением. Проблема суммирования вклада этих различных по своей природе фотоэлектрических явлений в анизотропной среде рассматривалась в работах [9, 124–126] и главные итоги этого анализа сводятся к следующему.

Пусть на освещаемую плоскость структуры ZY вдоль OX падает световая волна с плоскостью поляризации E, параллельной или перпендикулярной плоскости падения XZ (рис. 4). При наклонном падении ЛПИ на плоскость ZY амплитуда преломленной волны определяется формулами Френеля [2]. В предположении, что изменением состояния поляризации падающего излучения в результате его преломления можно пренебречь, коэффициент фотоплетохроизма для одноосной анизотропной среды при ориентации тетрагональной оси c || XZ будет иметь вид

$$P^{\parallel} = \frac{[i_{\psi} - i^O \cos^2(\alpha_0 - \psi)]}{[i_{\psi} + i^O \cos^2(\alpha_0 - \psi)]}, \quad (17)$$

а в ориентации c || YZ

$$P^{\perp} = \frac{[i_{\psi} \cos^2(\alpha_0 - \psi) - i^O]}{[i_{\psi} \cos^2(\alpha_0 - \psi) + i^O]}, \quad (18)$$

где  $i_{\psi} = i^E \cos^2 \psi + i^O \sin^2 \psi$ ,  $\psi = \arcsin(\sin \alpha_0 / n)$ ,  $i^O$  и  $i^E$  — фототоки, наблюдаемые при освещении полупроводника обыкновенной ( $E \perp c$ ) и необыкновенной ( $E \parallel c$ ) световой волной. Из (17) и (18) вытекает известное соотношение для ЕФ при освещении анизотропной среды вдоль нормали к приемной плоскости ( $\alpha_0 = 0^\circ$ ) пучком ЛПИ [9, 10]:

$$P_N = (i^O - i^E) / (i^O + i^E), \quad (19)$$

которое для изотропной среды ( $i^O \equiv i^E$ ) приводит к  $P_N \equiv 0$ .

Типичные экспериментальные угловые зависимости фотоплетохроизма, полученные при освещении структур n-p-CdGeP<sub>2</sub> ЛПИ при нескольких энергиях фотонов из области fotocувствительности, сопоставлены с рассчитанными согласно (17) и (18) на рис. 20 (кривые 1–6). Значения фотоплетохроизма при  $\alpha_0 = 0^\circ$  определяются только ЕФ, который зависит от фундаментальных свойств данного полупроводника. Важно отметить, что при  $\alpha_0 > 0^\circ$  экспериментальные значения фотоплетохроизма начинают отличаться от  $P_N$ , а экспериментальные

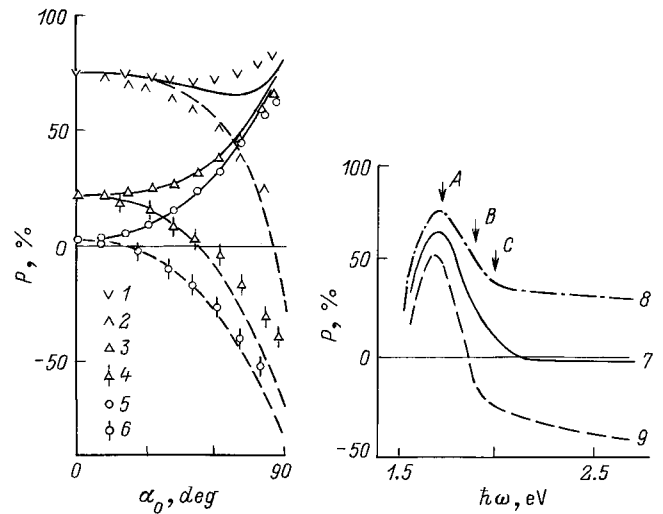


Рис. 20. Экспериментальные зависимости  $P_I(\alpha_0)$  ( $\hbar\omega$ , эВ: 1, 2 — 1.60, 3, 4 — 1.91, 5, 6 — 2.00; 1, 3, 5 — c || XZ, 2, 4, 6 — c || YZ, сплошные кривые — расчет (17), штриховые — расчет (18)) и  $P_I(\hbar\omega)$  ( $\alpha_0$ , град: 7 — 0, 8, 9 — 70; 8 — c || XZ, 9 — c || YZ, стрелками A, B, C указаны энергии межзонных переходов для CdGeP<sub>2</sub> [127]).

угловые зависимости  $P^{\parallel}$  и  $P^{\perp}$  удовлетворительно коррелируют с расчетными кривыми, полученными согласно (17) и (18).

Следующей важной закономерностью наложения на естественный фотоплетохроизм наведенного является то, что при совмещении ПП с тетрагональной осью c CdGeP<sub>2</sub> рост  $\alpha_0$  вызывает плавное увеличение фотоплетохроизма относительно положительного ЕФ. Так, например, характерное для структур при  $\hbar\omega = 1.91$  эВ значение  $P_N = 21\%$  удается плавно довести до 63% ( $\alpha_0 = 80^\circ$ ), т.е. увеличить в 3 раза. Характерно, что предельное значение  $P^{\parallel}$  при  $\alpha_0 \rightarrow 90^\circ$  не зависит от естественной анизотропии CdGeP<sub>2</sub> и всецело определяется только значением показателя преломления полупроводника.

Увеличение  $\alpha_0$  в ориентации c || YZ, напротив, вызывает понижение  $P^{\perp}$  относительно  $P_N$  с инверсией знака  $P^{\perp}$  на отрицательный. Из рис. 20 можно также видеть, что по мере увеличения  $P_N$  значение  $\alpha_0$ , при котором fotocувствительность структуры теряет естественную анизотропию и становится фотоизотропной ( $P = 0$ ), смещается в направлении больших углов падения ЛПИ. Это происходит потому, что НФ в такой геометрии освещения имеет противоположный  $P_N$  знак, а в точке инверсии  $P^{\perp}$  естественная и наведенная компоненты фотоплетохроизма сравниваются по амплитуде ( $P_N = P_I$ ). Обнаруженное в ходе этих измерений различное влияние на фотоплетохроизм взаимной ориентации плоскости падения ЛПИ относительно тетрагональной оси в анизотропном кристалле связано с тем, что при c || XZ сильнее отражается слабо поглощаемая в CdGeP<sub>2</sub> световая волна  $E \perp c$ , тогда как при ориентации c || YZ доминирует уже отражение сильно поглощаемой в CdGeP<sub>2</sub> волны  $E \parallel c$ .

Спектральный контур фотоплекроизма структур на анизотропных полупроводниках при  $\alpha_0 = 0^\circ$  всецело определяется ЕФ [9, 50]. Максимум положительного фотоплекроизма этих структур достигается в области прямых А-переходов, а с включением доминирующих в поляризации  $\mathbf{E} \perp \mathbf{c}$  В- и С-переходов электронов из отщепленных кристаллическим полем и спин-орбитальным взаимодействием подзон валентной зоны в зону проводимости положительный фотоплекроизм  $P_N$  спадает практически до нуля в области  $\hbar\omega > 2.1$  эВ [9, 127] (рис. 20, кривая 7). В условиях наклонного падения ЛПИ (рис. 20, кривые 8 и 9) фотоплекроизм во всей области фоточувствительности при  $\mathbf{c} \parallel XZ$  растет и при  $\alpha_0 = 70^\circ$  в коротковолновой области достигает 30–40%.

Сохранение формы спектров  $P$  в условиях наклонного освещения структур связано с тем, что спектральный контур фотоплекроизма определяется энергетическим спектром и правилами отбора межзонных оптических переходов в анизотропном полупроводнике, тогда как наблюдаемые изменения величины фотоплекроизма вплоть до инверсии знака определяются процессами прохождения ЛПИ через границу воздух/полупроводник. Поскольку эти процессы не изменяют спектральный контур  $P_N$ , есть основания считать, что они неселективные. Такой вывод согласуется с анализом [34].

Рассмотренные для структур  $n-p\text{-CdGeP}_2$  закономерности формирования фотоплекроизма подтвердились и при исследованиях фотопроводимости одноосных кристаллов CdSe с иным, чем в халькопирите, типом позиционного упорядочения атомов [125].

Следовательно, совмещение ЕФ с НФ открывает новые возможности экспрессного управления величиной и спектральным контуром поляризационной фоточувствительности фотопреобразователей на анизотропных полупроводниках.

## 14. Практические следствия обнаружения наведенного фотоплекроизма

Главным практическим следствием нового фотоэлектрического явления — наведенного фотоплекроизма и последовавшего вслед за этим подробного экспериментального изучения закономерностей этого явления на разнообразных типах фотопреобразователей, которые создавались в лабораторных условиях под конкретную задачу, безусловно следует считать поляризационное очувствление изотропных полупроводников и структур на их основе. В результате этого качественного прорыва была снята возникшая после открытия ЕФ [9] проблема дефицита анизотропных полупроводников с удовлетворяющим требованиям полупроводниковой электроники уровнем технологической оснащенности. Иными словами, широкое практическое применение анизотропных полупроводников в качестве материалов поляризационной фотоэлектроники оставались заторможенными в связи с тем, что их технологическая база еще не вышла

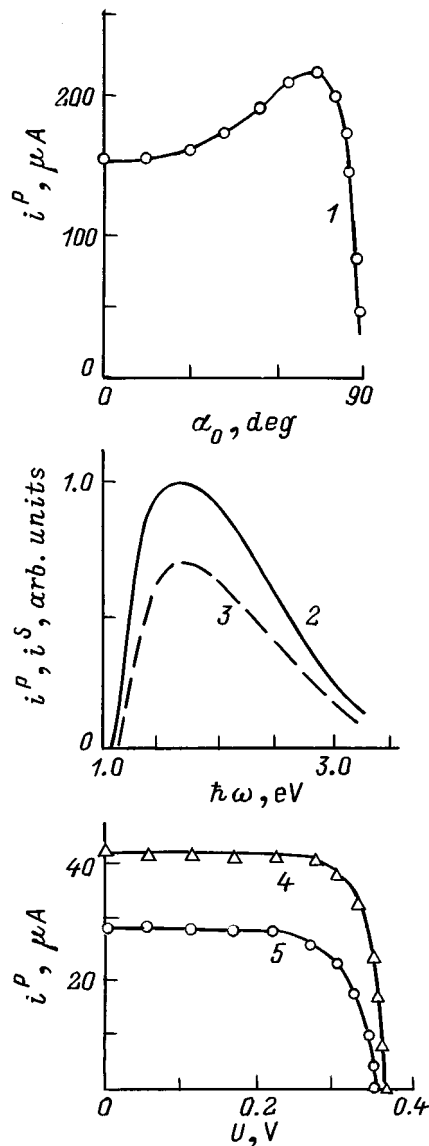
за пределы исследовательских лабораторий. Поэтому привлечение для нужд поляризационной фотоэлектроники изотропных полупроводников с хорошо развитой на промышленном уровне технологической базой было весьма заманчивым. Реализация этих надежд впервые анализируется в полном виде в настоящем обзоре. НФ представляет собой универсальное фотоэлектрическое явление, которое наблюдается практически в любом полупроводнике. Поэтому в фотопреобразователях на основе главных материалов полупроводниковой электроники — кремния и соединений  $A^{III}B^V$  уже получены рекордные для полупроводниковых фотоанализаторов величины азимутальной фоточувствительности, например  $0.22$  А/Вт · град в структурах Ni/n-GaAs.

Произошедшее после открытия НФ оснащение поляризационной фотоэлектроники известными полупроводниками позволяет считать, что проблемы дефицита материалов в этой области позади. Поэтому перспективы перевода полупроводниковой фотоэлектроники на поляризационный уровень теперь стали вполне реальными.

К числу важнейших практических следствий выполненного цикла исследований НФ необходимо также отнести и разработки физических принципов обеспечения плавной перестройки величины и спектрального диапазона проявления НФ. Вслед за открытием эффекта ГНФ в структурах на основе ИП последовала реализация неизвестной ранее возможности превзойти ограниченное показателем преломления полупроводника и считавшееся ранее предельным и непоколебимым значение  $P_T < 100\%$ , обеспечив селективный режим фотоанализатора с гигантским наведенным фотоплекроизмом.

В результате развития метода поляризационной фотоэлектрической спектроскопии были также вскрыты новые возможности для диагностики оптического качества фотопреобразовательных структур и тем самым оптимизации технологии их получения.

Наконец, следует указать и на то, что поляризационная диагностика эффекта просветления ведется в области высокой ФЧ, что позволяет устанавливать факт равенства  $i^P$  и  $i^S$  с очень высокой надежностью. Если принять в учет, что общепринятый метод выявления области просветления по измерениям оптического отражения ведется в области низких значений коэффициента отражения ( $R \rightarrow 0$ ), то преимущества поляризационного фотоэлектрического метода (ПФМ) представляются более чем очевидными. В случае готовых структур, когда фронтальная плоскость фотопреобразователя снабжается контактной сеткой, метод отражения становится неприемлемым и диагностика, как правило, проводится до нанесения контактов, в то время как ПФМ [9, 50] применим и при наличии контактной сетки. Следует также учесть, что измерения отражения в условиях  $R \rightarrow 0$  требуют для своей реализации достаточно больших площадей, тогда как ПФМ пригоден и для площадей порядка  $0.1 \times 0.1$  мм. По этой же причине ПФМ позволяет обеспечить диагностику при размерах светового зонда диаметром около  $0.2$  мм и тем самым получить сведения о локальной однородности просветленных областей, что недостижимо



**Рис. 21.** Зависимость  $i^P(\alpha_0)$  (1), спектры  $i^P(\hbar\omega)$  (2) и  $i^S(\hbar\omega)$  (3) и нагрузочные характеристики (4,5) Si-фотодиода при  $T = 300\text{ К}$  (1, 4, 5 —  $\lambda = 0.63\text{ мкм}$ ;  $P$ ,  $\text{мВт/см}^2$ : 1 — 0.9, 4, 5 — 0.2;  $\alpha_0$ , град: 3, 5 — 0, 2, 4 —  $75^\circ$ ).

на основании измерений отражения. Наконец, в случае рельефных поверхностей из-за диффузного рассеяния обычная методика измерений  $R$  непригодна и нуждается в усложнении. Для ПФМ структура поверхности не создает каких-либо ограничений в диагностике.

Поляризационные исследования фоточувствительности привели также к формированию нового подхода в решении проблемы повышения КПД фотодетекторов ЛПИ, который дает основания отказаться от сложной и дорогостоящей технологии создания просветляющих покрытий [128]. Суть этого подхода основывается на том, что при совмещении плоскости поляризации ЛПИ с плоскостью падения фототок короткого замыкания при хорошем оптическом качестве приемной плоскости

с ростом  $\alpha_0$  обнаруживает максимум, как в случае Si-фотодиода (рис. 21, кривая 1). Фототок  $i^P$  достигает максимума вблизи угла Брюстера, когда  $R \rightarrow 0$  [2]. Плавный переход от  $p$ - к  $s$ -поляризации вызывает ослабление и исчезновение эффекта увеличения фототока с ростом  $\alpha_0$ . Поэтому обнаруженный эффект увеличения  $i^P$  с ростом угла падения на зеркальную фронтальную поверхность Si-фотодиода объясняется устранением потерь на отражение. Рост фототока  $i^P$  при угле Брюстера достигается во всей области фоточувствительности (рис. 21, кривые 2 и 3), а КПД возрастает при  $\alpha_0 = 75^\circ$  на 47% по отношению к  $\alpha_0 = 0^\circ$ . Такое увеличение отвечает полному устранению потерь на отражение во всей области фоточувствительности. Это явление, как видно из представленного выше анализа, наблюдается во всех фотопреобразователях с совершенной фронтальной плоскостью, тогда как с ухудшением ее качества возрастание КПД исчезло.

Следовательно, наклонное падение ЛПИ позволяет устранять потери на отражение во всей области фоточувствительности фотопреобразователя. Существенно, что это явление позволяет отказаться от поиска и сложной технологии создания, как правило, многослойных просветляющих покрытий и тем самым снизить стоимость и упростить процесс получения фотопреобразователей. Следует подчеркнуть пригодность явления для всех полупроводников, что особенно ценно для новых материалов, для которых просветляющие покрытия вообще не разработаны.

## 15. Заключение

Из представленного обзора следует, что за прошедшие со времени первого наблюдения наведенного фотоплетохроизма [18] годы обеспечен впечатляющий прогресс как в области физико-технологических исследований явления, так и в разнообразных направлениях его реализации, управления параметрами фоточувствительных структур на изотропных полупроводниковых материалах и установления областей актуальных практических применений. Достигнутый уровень поляризационных параметров на барьерах Шотки и гетеропереходах из полупроводниковых соединений  $A^{III}B^V$  и их твердых растворов в фотодетекторах, обладающих узкоселективным эффектом ГНФ, позволяет уже сейчас использовать эти структуры при разработках полупроводниковых оптоэлектронных систем, в которых наряду с интенсивностью излучения в качестве носителя информации применяется и ориентация плоскости поляризации ЛПИ. Принципиальные успехи достигнуты в использовании изотропных полупроводников  $A^{III}B^V$  и их твердых растворов в фотодетекторах с узкоселективным эффектом ГНФ. Дальнейший прогресс в области фотодетекторов линейно поляризованного излучения с наведенным фотоплетохроизмом связан с развитием теоретических моделей явления, что позволит улучшить понимание физики явления и перейти к этапу компьютерного моделирования поляриметрических структур нового поколения.

В целом исследования наведенного фотоплетохроизма и его реализацию в различных фотопреобразователях следует отнести, с нашей точки зрения, к одному из наиболее продуктивных направлений современной физики и технологии полупроводниковых структур.

Ряд оригинальных работ, цитируемых в данном обзоре, был поддержан Российским фондом фундаментальных исследований, Министерством науки Российской Федерации и INTAS.

Мы признательны акад. РАН Б.П. Захарчене и проф. В.Ф. Мастерову за поддержку данного направления и полезные обсуждения, а также проф. H.W. Schock (Universitat Stuttgart, Germany), А.А. Лебедеву, В.М. Андриееву и Ю.В. Жилияеву за плодотворное сотрудничество.

## Список литературы

- [1] М. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики* (М., Наука, 1970).
- [2] Г.С. Ландсберг. *Оптика* (М., Наука, 1976).
- [3] Ф. Крауфорд. *Волны* (М., Наука, 1976).
- [4] Р. Дитчберн. *Физическая оптика* (М., Наука, 1965).
- [5] У. Шерклиф. *Поляризованный свет* (М., Наука, 1970).
- [6] Н.Д. Жевандров. *Применение линейно поляризованного света* (М., Наука, 1978).
- [7] Р. Аззам, Н. Башара. *Эллипсометрия и поляризованный свет* (М., Мир, 1981).
- [8] Ю.И. Уханов. *Оптические свойства полупроводников* (М., Наука, 1977).
- [9] Ю.В. Рудь. Изв. вузов СССР. Физика, № 8, 68 (1986).
- [10] Ф.П. Кесаманлы, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь. ФТП, **30**, 1921 (1996).
- [11] Э.Э. Годик, В.И. Досов, О.В. Ламыкин, В.П. Синис. ПТЭ, № 5, 199 (1977).
- [12] П.М. Валов. Докт. дис. (Л., ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР, 1980) с. 470.
- [13] В.М. Аснин, А.А. Бакун, А.М. Данишевский, Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус. Письма ЖЭТФ, **28**, 80 (1978).
- [14] М.П. Петров, А.И. Грачев. Письма ЖЭТФ, **30**, 18 (1979).
- [15] В.М. Белиничер, В.К. Малиновский, Б.И. Стурман. ЖЭТФ, **73**, 692 (1977).
- [16] A.M. Glass, D. von Linde, N.T. Negran. Appl. Phys. Lett., **25**, 233 (1974).
- [17] Э.Д. Панков, В.В. Коротаяев. *Поляризационные угломеры* (М., Недра, 1991).
- [18] Ю.В. Рудь, Г.А. Медведкин. А.с. СССР № 671634. [Бюл. изобрет., № 41 (1980)].
- [19] Р. Бьюб. *Фотопроводимость твердых тел* (М., ИИЛ, 1962).
- [20] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., ГИФМЛ, 1963).
- [21] Дж. Шайв. *Физические свойства и конструкции полупроводниковых приборов* (М.; Л., ГЭИ, 1963).
- [22] В.И. Фистуль. *Введение в физику полупроводников* (М., Высш.шк., 1975).
- [23] Сб. ст.: *Полупроводники с узкой запрещенной зоной и их применение* (М., Мир, 1969).
- [24] Т. Мосс, Г. Баррел, Б. Эллис. *Полупроводниковая оптоэлектроника* (М., Мир, 1976).
- [25] Л.В. Тарасов. *Физические основы квантовой электроники* (М., Сов. радио, 1976).
- [26] Ю.П. Сафонов, Ю.Г. Андрианов. *Инфракрасная техника и космос* (М., Сов. радио, 1978).
- [27] Ж. Шоль, И. Морфан, М. Мюнш, П. Торель, П. Комбет. *Приемники инфракрасного излучения* (М., Мир, 1969).
- [28] Б.Л. Шарма, Р.К. Пурохит. *Полупроводниковые гетеропереходы* (М., Сов. радио, 1978).
- [29] *Полупроводниковые фотоприемники: Ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра*, под ред. В.И. Стафеева (М., Радио и связь, 1984).
- [30] В.А. Зуев, В.Г. Попов. *Фотоэлектрические МДП приборы* (М., Радио и связь, 1983).
- [31] В.И. Федоров. *Оптика анизотропных сред* (Минск, Изд-во АН БССР, 1958).
- [32] В.И. Федоров, В.В. Филиппов. *Отражение и преломление света прозрачными кристаллами* (Минск, Наука и техника, 1976).
- [33] Г.А. Медведкин. Автореф. канд. дис. (Л., ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР, 1980).
- [34] G.A. Medvedkin, Yu.V. Rud'. Phys. St. Sol. (a), **67**, 333 (1981).
- [35] П.И. Баранский, В.П. Ключков, И.В. Потыкевич. *Полупроводниковая электроника. Справочник* (Киев, Наук. думка, 1975).
- [36] *Физико-химические свойства полупроводниковых веществ. Справочник* (М., Наука, 1979).
- [37] В.В. Соболев. *Оптические фундаментальные спектры соединений A<sup>III</sup>B<sup>V</sup>* (Кишинев, Штиинца, 1979).
- [38] Ю.В. Рудь, К. Овезов. ФТП, **10**, 951 (1976).
- [39] Г.А. Медведкин, Ю.В. Рудь. Письма ЖТФ, **6**, вып. 16, 986 (1980).
- [40] А. Милнс, Д. Фойхт. *Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник* (М., Мир, 1975).
- [41] Ж. Панков. *Оптические процессы в полупроводниках* (М., Мир, 1973).
- [42] Е.В. Бузанева. *Микроструктуры интегральной электроники* (М., Сов. радио, 1990).
- [43] С.Г. Конников, Д. Мелебаев, В.Ю. Рудь, М. Сергинов. Письма ЖТФ, **18**, вып. 18, 39 (1992).
- [44] С.Г. Конников, Г.Д. Мелебаева, В.Ю. Рудь, М. Сергинов. Письма ЖТФ, **18**, вып. 24, 32 (1992).
- [45] С.Г. Конников, Д. Мелебаев, В.Ю. Рудь. Письма ЖТФ, **18**, вып. 12, 11 (1992).
- [46] А. Беркелиев, Л.М. Капитонова, Д. Мелебаев, В.Ю. Рудь, М. Сергинов, С. Тилевов. Письма ЖТФ, **18**, вып. 15, 50 (1992).
- [47] С.Г. Конников, Д. Мелебаев, В.Ю. Рудь, А. Беркелиев, О.В. Корнякова, М.Х. Розыева. Письма ЖТФ, **19**, вып. 2, 8 (1993).
- [48] С.Г. Конников, Д. Мелебаев, В.Ю. Рудь, А. Беркелиев, М.Г. Дурдымурадова, О.В. Корнякова. Письма ЖТФ, **19**, вып. 4, 57 (1993).
- [49] С.Г. Конников, Д. Мелебаев, Ю.В. Рудь. ФТП, **27**, 761 (1993).
- [50] В.Ю. Рудь. Автореф. канд. дис. (Л., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 1995).
- [51] S.G. Konnikov, V.Yu. Rud', Yu.V. Rud', D. Melebaev, A. Berkeliev, M. Serginov, S. Tilevov. Jpn. J. Appl. Phys., **32**, 515 (1993).

- [52] А. Беркелиев, Ю.А. Гольдберг, Д. Мелебаев, Б.В. Царенков. *ФТП*, **10**, 1532 (1976).
- [53] G.A. Medvedkin, Yu.V. Rud', M.A. Tairov. *Phys. St. Sol. (a)*, **115**, 11 (1989).
- [54] С.Г. Конников, Г.Д. Мелебаева, Д. Мелебаев, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь, М. Сергинов. *Письма ЖТФ*, **19**, вып. 2, 1 (1993).
- [55] С.Г. Конников, Д. Мелебаев, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь, А. Беркелиев, С. Тилевов, Н.Н. Фалеев. *Письма ЖТФ*, **19**, вып. 3, 63 (1993).
- [56] М.М. Колтун. *Оптика и метрология солнечного излучения* (М., Наука, 1985).
- [57] О.П. Агнихатри, Б.К. Гупта. *Селективные поверхности в солнечных элементах* (М., Мир, 1984).
- [58] С.Г. Конников, Д. Мелебаев, В.Ю. Рудь, М. Сергинов, С. Тилевов, Ж. Ханов. *Письма ЖТФ*, **18**, вып. 24, 11 (1992).
- [59] В.М. Ботнарюк, А.В. Коваль, А.И. Симашкевич, Д.А. Щербань, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь. *ФТП*, **31**, 800 (1997).
- [60] В.М. Ботнарюк, Л.В. Горчак, С.Д. Раевский, Д.А. Щербань, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь. *ЖТФ*, **68**, 72 (1998).
- [61] В.М. Тучкевич. *ФТП*, **11**, 2065 (1977).
- [62] J.S. Kasperis, R.S. Yatsko, P.A. Newman. Technical Report Ecom-2471. VS Army Electronics Command (New Jersey, Fort Monmouth, 1964).
- [63] Y. Huber, G.H. Wintstel. *Siemens Forsch.-Entwick.Bericht.*, **2**, 171 (1973).
- [64] S. Gonda, Y. Matsushima, S. Mukai, Y. Makita, O. Igarashi. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **17**, 1043 (1978).
- [65] H. Mori, M. Ogasawara, M. Yamamoto, S. Tachigawa. *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 1245 (1987).
- [66] Н.Н. Герасименко, Л.В. Лежейко, Е.В. Любопитнова, Л.В. Шаронова, А.Г. Шаршунов, А.Я. Шик, Ю.В. Шмарцев. *ФТП*, **15**, 1088 (1981).
- [67] Л.В. Карлина, Е.И. Леонов, Л.В. Шаронова, Ю.В. Шмарцев. *ФТП*, **15**, 1202 (1981).
- [68] Ю.В. Жилиев, Н. Назаров, Ю.В. Рудь. *Письма ЖТФ*, **19**, вып. 8, 44 (1993).
- [69] Ю.В. Жилиев, Н. Назаров, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь, Л.М. Федоров. *ФТП*, **27**, 1610 (1993).
- [70] Ю.В. Жилиев, А. Беркелиев, Н. Назаров, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь, Л.М. Федоров. *Письма ЖТФ*, **19**, вып. 8, 53 (1993).
- [71] А. Беркелиев, Ю.В. Жилиев, Н. Назаров, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь. *ФТП*, **28**, 14 (1994).
- [72] Ю.В. Жилиев, Н. Назаров, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь, Л.М. Федоров. *ФТП*, **28**, 1820 (1994).
- [73] Н. Назаров. Автореф. докт. дис. (Ашгабат, ФТИ АНТ, 1994).
- [74] Ю.В. Жилиев, В.В. Криволапчук, Н. Назаров, И.П. Никитина, Н.К. Полетаев, Д.В. Сергеев, В.В. Травников, Л.М. Федоров. *ФТП*, **24**, 1303 (1990).
- [75] В.В. Евстропов, Ю.В. Жилиев, Н. Назаров, Д.В. Сергеев, Л.М. Федоров. *ФТП*, **27**, 668 (1993).
- [76] *Current Topics in Materials Science*, ed. by E. Kaldis (Elsevier, North-Holland, 1982).
- [77] S. Wagner, J.L. Shay, K.J. Bachmann, E. Buehler. *Appl. Phys. Lett.*, **20**, 220 (1976).
- [78] A. Yoshikawa, Y. Sakai. *Sol. St. Electron.*, **20**, 133 (1977).
- [79] K. Ito, T. Ohsawa. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **14**, 1259 (1975).
- [80] V.M. Botnaryuk, L.V. Gorchak, G.N. Grigoreva, M.B. Kagan, T.A. Kozireva, T.L. Lybasherskaya, E.V. Russu, A.V. Simashkevich. *Sol. Energy Mater.*, **20**, 359 (1990).
- [81] В.М. Ботнарюк, Л.В. Горчак, В.Н. Плешка, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь. *ФТП*, **31**, 241 (1997).
- [82] В.М. Ботнарюк, Л.В. Горчак, И.И. Диакону, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь. *ФТП*, **32**, 72 (1998).
- [83] Ж.И. Алфёров. *ФТП*, **11**, 2072 (1977).
- [84] Ж.И. Алфёров, В.Н. Андреев, Е.Л. Портной, Н.И. Протасов. *ФТП*, **3**, 1324 (1969).
- [85] Ж.И. Алфёров, В.Н. Андреев, Н.С. Зимогорова, Д.Н. Третьяков. *ФТП*, **3**, 1633 (1969).
- [86] Ж.И. Алфёров. *ФТП*, **32**, 2 (1998).
- [87] V.M. Andreev, A.B. Kazantsev, V.P. Chvostikov, E.V. Paleeva, V.D. Rumyantsev, M.Z. Shvarts. *Proc. of the first WCPEC, Hawaii, Dec. 5-9, 1994, 2096* (1994).
- [88] А. Бердинобаев, Н. Назаров, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь, В.М. Саркисова. *ФТП*, **32**, 714 (1998).
- [89] В.Ю. Рудь. *Международный семинар по оптоэлектронике* (Санкт-Петербург, 1998) с. 36.
- [90] И.Н. Сорокин, В.З. Петрова, Ю.Д. Чистяков, Н.Р. Ангина, Л.Е. Гатъко. *Зарубеж. электрон. техн.*, **14**, вып. 209, 64 (1979).
- [91] A.M. Gabor, J.R. Tuttle, D.S. Albin, M.A. Contreras, R. Noufi, A.M. Hermann. *J. Appl. Phys.*, **65**, 198 (1994).
- [92] L. Stolt, J. Hodstrom, J. Kessler, M. Ruch, K.-O. Velthaus, H.W. Schock. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 597 (1993).
- [93] J. Hodstrom, H. Olsen, M. Bodegard, A. Kylvner, L. Stolt, D. Hariskos, M. Ruch, H.W. Schock. *Proc. 23<sup>rd</sup> Photovoltaic Specialists Conf.*, Lonisville (1993).
- [94] M. Hornung, K.W. Benz, L. Morgulis, D. Schmid, H.W. Schock. *J. Cryst. Growth.*, **154**, 315 (1995).
- [95] Т. Вальтер, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь, Г.В. Шок. *ФТП*, **31**, 806 (1997).
- [96] Н.Н. Константинова, М.А. Магомедов, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь. *ФТП*, **26**, 1861 (1992).
- [97] N.N. Konstantinova, M.A. Magomedov, V.Yu. Rud', Yu.V. Rud'. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **32**, 106 (1993).
- [98] V.Yu. Rud', Yu.V. Rud', T. Walter, H.W. Schock. *Inst. Phys. Conf. Ser. No 152. Paper presented on the ICTMC-11, Salford, Sept. 8-12, 1997, 1998 IOP Publish. Ltd.*, 971 (1998).
- [99] J.A. Thornton, T.C. Lomasson. *Solar. Cells.*, **16**, 165 (1986).
- [100] L.L. Kazmerskii, M. Hallerst, P.J. Ireland, R.A. Mickelsen, W.S. Chen. *J. Vac. Sci. Techn.*, **1**, 395 (1983).
- [101] V.Yu. Rud', Yu.V. Rud', H.W. Schock. *Int. Conf. Polycryst. Semicond. (Schwäbische Gmünd, Germany, 1998)* p. 37.
- [102] Э.Л. Нараев. *Физика магнитных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [103] Сб. ст.: *Магнитные полупроводники* (М., Тр. ФИ АН СССР, 1982) **139**, 172 (1982).
- [104] Р.Н. Бекимбетов, В.Д. Прочухан, Ю.В. Рудь, М.А. Таиров. *ФТП*, **21**, 1916 (1987).
- [105] Р.Н. Бекимбетов, В.Д. Прочухан, Ю.В. Рудь, М.А. Таиров. *ЖТФ*, **57**, 2403 (1987).
- [106] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Шукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. *ФТП*, **32**, 385 (1998).
- [107] М.Г. Мильвидский, В.В. Чалдышев. *ФТП*, **32**, 513 (1998).
- [108] L.T. Canham. *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 1046 (1990).
- [109] M.S. Brandt, H.D. Fuchs, M. Stutzmann. *Sol. St. Commun.*, **81**, 307 (1992).

- [110] E.V. Astrova, A.A. Lebedev, A.D. Remenyuk, V.Yu. Rud', Yu.V. Rud'. ФТП, **31**, 223 (1997).
- [111] В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь. ФТП, **31**, 245 (1997).
- [112] E.V. Astrova, A.A. Lebedev, A.D. Remenyuk, V.Yu. Rud', Yu.V. Rud'. Thin Sol. Films, **297**, 129 (1997).
- [113] A.A. Lebedev, V.Yu. Rud', Yu.V. Rud', S. Iida. Inst. Phys. Conf. Ser. № 152, 425 (1998).
- [114] S.M. Prokes. Appl. Phys. Lett., **62**, 3224 (1993).
- [115] X.H. Yang, T.J. Schmidt, W. Shan, J.J. Song, B. Goldendery. Appl. Phys. Lett., **66**, 1 (1995).
- [116] S.J. Pearton, C. Kuo. MRS Bulletin (Febr., 1997) p. 17.
- [117] S. Nakamura. MRS Bulletin (Febr., 1997) p. 29.
- [118] M.S. Shur, M.A. Khun. MRS Bulletin (Febr., 1997) p. 44.
- [119] В.М. Ботнарюк, В.В. Бельков, Ю.В. Жилияев, С.Д. Раевский, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь, Л.М. Федоров. ФТП, **32**, 1206 (1998).
- [120] В.Ф. Агекян, В.И. Иванов-Омский, В.Н. Князевский, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь. ФТП, **32**, 1203 (1998).
- [121] А. Беркелиев, Ю.В. Жилияев, Н. Назаров, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь, Л.М. Федоров. ФТП, **27**, 1623 (1993)
- [122] С.Г. Конников, Г.Д. Мелебаева, Д. Мелебаев, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь. Письма ЖТФ, **19**, вып. 8, 18 (1993).
- [123] D. Melebaev, V.Yu. Rud', Yu.V. Rud'. Cryst. Res. Technol., **31S**, 269 (1996).
- [124] А.А. Абдурахимов, Ю.В. Рудь. Письма ЖТФ, **8**, вып. 4, 227 (1982).
- [125] А.А. Абдурахимов, Ю.В. Рудь, В.Е. Скорюкин, Ю.К. Ундалов. ЖПС, **37**, 463 (1982).
- [126] Yu.V. Rud'. Jpn. Appl. Phys., **32**, 512 (1993).
- [127] J.L. Shay, J.H. Wernick. *Ternary Chalcopyrite Semiconductors: Growth, Electronic Properties, and Applications* (Oxford, Pergamon Press, 1975).
- [128] Г.А. Медведкин, Ю.В. Рудь, В.Е. Скорюкин. ЖТФ, **52**, 2418 (1982).

Редактор В.В. Чалдышев

## Induced Photopletochroism of semiconductors

F.P. Kesamanly\*, V.Yu. Rud'\*, Yu.V. Rud'

A.F. Ioffe Physikotechnical Institute  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

\*St. Petersburg State Technical University,  
195251 St. Petersburg, Russia

E-mail: rudvas@uniys.hop.stu.neva.ru