

УДК 621.315.592

ЕСТЕСТВЕННЫЙ ФОТОПЛЕОХРОИЗМ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

О б з о р

© Ф.П.Кесаманлы, В.Ю.Рудь, Ю.В.Рудь*

Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

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

(Получена 12 октября 1995 г. Принята к печати 9 ноября 1995 г.)

Собраны, систематизированы и обобщены опубликованные в литературе результаты экспериментальных исследований естественного фотоплеохроизма в однородных кристаллах полупроводников, относящихся к различным кристаллографическим классам. Проанализируем особенности проявления естественного фотоплеохроизма в полупроводниках с различной структурой энергетических зон. Рассмотрены возможные направления исследования и практических применений поляризационной фоточувствительности анизотропных полупроводников.

1. Введение

Успехи твердотельной электроники всецело связаны с достижениями физики и техники полупроводников. Развитие физики и техники полупроводников происходит по четырем направлениям: 1) открытие новых физических явлений в полупроводниках и детальное изучение механизма протекания этих явлений в различных условиях; 2) синтез новых полупроводниковых материалов с заранее заданными свойствами; 3) разработка новых и совершенствование имеющихся технологий выращивания, очистки и легирования полупроводников; 4) создание новых и совершенствование существующих полупроводниковых приборов. Эти четыре направления развиваются параллельно, и тем не менее сильно влияют друг на друга. Так открытие нового физического явления практически приводит к созданию нового типа полупроводникового прибора. Это в свою очередь приводит к поиску полупроводника, в котором явление проявляется наиболее ярко. Взаимное влияние их друг на друга можно проследить на примере фотоплеохроизма, который сродни оптическому плеохроизму, открытому П.Кордье в 1809 г. на минерале, названном впоследствии кордиеритом.

Фотоплеохроизм — это явление, характерное для анизотропных полупроводников при воздействии поляризованным светом вдоль нормали к поверхности, состоящее в зависимости амплитуды фототока от ориентации электрического вектора световой волны относительно выделенной оси и обусловленное изменением концентрации фотогенерированных носителей заряда. Оно было открыто в 60-х годов нашего века на гексагональных кристаллах теллура и полупроводников II-VI [1-4].

Фотоплеохроизм, как и оптический плеохроизм, можно наблюдать и в изотропных полупроводниковых кристаллах. Для этого в них предварительно нужно вызвать искусственную анизотропию с помощью механического сжатия или растяжения, внешнего электрического или магнитного поля. Поэтому в литературе установились два самостоятельных понятия: естественный фотоплеохроизм и наведенный фотоплеохроизм. Наведенный фотоплеохроизм можно вызвать и изменением стереометрической ориентации границы раздела полупроводник-окружающая среда относительно направления распространения падающего на кристалл света [5,6]. Наведенный фотоплеохроизм возникает и в анизотропных кристаллах. При этом он накладывается на естественный, усиливая или ослабляя его.

К настоящему времени накопилось значительное число публикаций, посвященных изучению фотоплеохроизма в различных анизотропных, изотропных полупроводниках и структурах на их основе. Большое внимание, уделяемое изучению фотоплеохроизма в различных кристаллах, обусловлено не только стремлением установить общие закономерности его протекания, но и тем, что на этом явлении созданы лабораторные образцы высокочувствительных поляриметрических фотодетекторов, которые могут найти широкое применение в науке и практике.

В настоящей обзорной статье из-за ограниченности ее объема собраны, систематизированы и обобщены опубликованные в литературе результаты экспериментальных исследований только естественного фотоплеохроизма в однородных анизотропных полупроводниках, относящихся к различным кристаллографическим классам. Рассмотрены также возможные направления исследований и практических применений поляризационной фоточувствительности анизотропных полупроводников.

2. Методика поляризационной фотоэлектрической спектроскопии

Принципиальная схема экспериментальной установки для поляризационных измерений фоточувствительности полупроводников изображена на рис. 1. Основу методики составляют измерения поляризационных индикатрис фототока i_{φ} в зависимости от длины волны падающего на однородный полупроводник вдоль нормали к освещаемой плоскости линейно поляризованного излучения. Для постановки таких измерений используется источник монохроматического излучения 1 со степенью линейной поляризации $\approx 100\%$. Эти требования обычно удовлетворяются с помощью монохроматора 2 и поляризующего элемента 4 с постоянной степенью поляризации в изучаемом спектральном

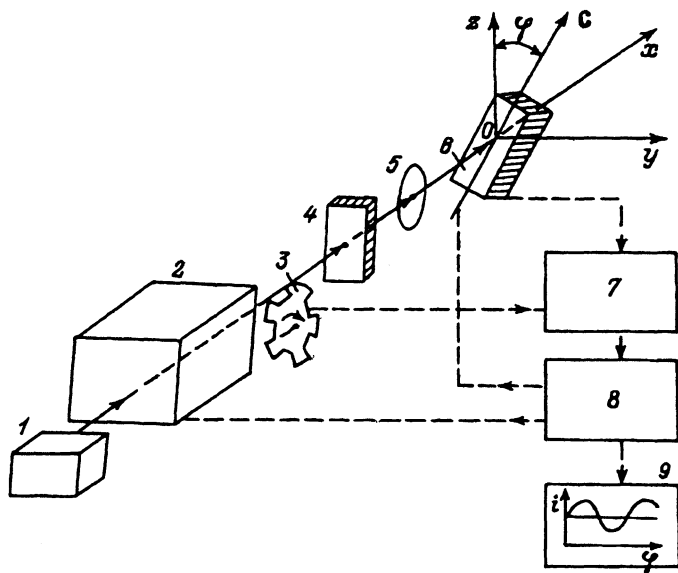


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования поляризационной фоточувствительности полупроводников: 1 — источник естественного (неполяризованного) излучения (лампа ПЖ-24); 2 — монохроматор (SPM-2); 3 — модулятор интенсивности монохроматического излучения, частота 40 Гц; 4 — поляризационный фильтр (ПФ-42); 5 — объектив; 6 — юстировочное устройство (СТФ-1) с ориентированной полупроводниковой пластиной, снабженной омическими контактами; 7 — схема синхронного детектирования; 8 — система управления экспериментом на базе мини-ЭВМ (сканирование по длине волны λ , по азимутальному углу φ , локализация области фотовозбуждения и т.д.), измерения, накопления и обработки экспериментальных данных; 9 — система отображения (спектральные зависимости $i^{\parallel}(\hbar\omega)$ и $i^{\perp}(\hbar\omega)$, поляризационные индикатрисы фототока i_{φ} , спектры коэффициента естественного фотоплеохроизма $P_i^N(\hbar\omega)$ и т.п.); C — тетрагональная ось кристалла, φ — азимутальный угол между электрическим вектором световой волны E и осью C .

диапазоне, причем поляризующий элемент 4 размещается после монохроматора 1, а изменение положения плоскости поляризации относительно осей кристалла достигается за счет поворотов образца вокруг оси пучка линейно поляризованного излучения. Последнее позволяет исключить влияние на степень поляризации излучения оптического тракта измерительной системы. В результате накопленного опыта поляризационных измерений фотопроводимости [5,7,8] уже выработана и сложилась последовательность операций по исследованиям естественного фотоплеохроизма. 1) Пучок сфокусированного линейно поляризованного излучения (ЛПИ) направляется на приемную поверхность образца таким образом, что направления оси пучка ЛПИ и нормали к приемной поверхности в ходе измерений сохраняют коллинеарность. 2) Длина волны ЛПИ изменяется дискретно, и при этом для каждой из длин волн производится регистрация поляризационной индикатрисы, представляющей собой зависимость фототока от азимутального угла φ между электрическим вектором световой волны E и кристаллографической осью образца C . Например, при освещении плоскости (100) кристалла с решеткой халькопирита это угол между направлени-

ем [001], вдоль которого ориентирована ось C , и электрическим вектором E . Поляризационные индикатрисы фототока i_φ измеряются с помощью селективного усилителя и синхронного детектора γ , а сигнал, пропорциональный фототоку, как функция азимутального угла φ при фиксированном значении длины волны вводится в систему сбора и обработки информации δ на базе мини-ЭВМ. 3) Измерение поляризационных индикатрис фототока осуществляется во всей области фоточувствительности полупроводника в зависимости от геометрии освещения и с необходимым для полной характеристики исследуемого кристалла набором ориентаций образцов, который определяется исходя из сингонии кристалла и количества независимых компонент тензора фототока. 4) На основании анализа поляризационных индикатрис фототока i_φ делается вывод об их соответствии или несоответствии сингонии кристалла, а по экстремальным значениям фототока согласно выражению

$$P_i^N = \frac{(i^{\parallel} - i^{\perp})}{(i^{\parallel} + i^{\perp})} \quad (1)$$

вычисляются значения и определяется при этом знак коэффициента естественного фотоплеохроизма. Здесь i^{\parallel} и i^{\perp} — значения фототоков в поляризациях $E \parallel C$ и $E \perp C$ соответственно.

Следует подчеркнуть, что выражение для коэффициента естественного плеохроизма, характеризующего процесс оптического поглощения,

$$P_\alpha^N = \frac{(\alpha^{\parallel} - \alpha^{\perp})}{(\alpha^{\parallel} + \alpha^{\perp})} \quad (2)$$

(α^{\parallel} и α^{\perp} — компоненты коэффициента поглощения α в поляризациях $E \parallel C$ и $E \perp C$ соответственно), внешне подобно (1), и отличие заключается в том, что в значения i^{\parallel} и i^{\perp} вносят вклад два существенно различных процесса — фотоактивное поглощение и перенос фотогенерированных носителей заряда в электрическом поле. Очевидно, что для использования естественного фотоплеохроизма с целью определения фундаментальных параметров полупроводника необходимо, как показывает анализ результатов применения фотоэлектрической поляризационной спектроскопии к тройным полупроводникам [5,8], обеспечить эквивалентность поляризационных индикатрис фототока i_φ и оптического поглощения α_φ . Это достигается при следующих условиях: при освещении полупроводниковой пластины со стороны плоскости с омическими и нейтральными по отношению к свету контактами и низкой скорости поверхностной рекомбинации, что особенно важно в области сильного поглощения. При этих условиях обычно наблюдается достаточно хорошее соответствие поляризационных индикатрис i_φ и α_φ . В этом случае измерения фотоплеохроизма позволяют избежать трудностей изготовления тонких пластин полупроводников достаточной площади, возникающих в связи с измерениями коэффициента поглощения, открывают возможность по данным измерения P_i^N выявить анизотропию оптоэлектронных процессов в области сильного и слабого поглощения ЛПИ в кристаллах анизотропных полупроводников.

3. Фотоплекроизм в полупроводниках II-IV-V₂ с решеткой халькопирита

Именно на кристаллах II-IV-V₂ был впервые и в полном объеме выполнен цикл поляризационных измерений фотопроводимости, которые привели к формированию самого понятия естественного фотоплекроизма как такового [5].

Естественный фотоплекроизм в области фундаментального поглощения полупроводников II-IV-V₂, как установлено, сильно зависит от характера межзонных переходов [5,8].

Для прямозонных соединений в отсутствие легирования естественный фотоплекроизм, как правило, имеет положительный знак и максимален в области энергий $\hbar\omega_A$ прямых A-переходов, соответствующих наименьшему энергетическому зазору E_A [5,9]. На рис. 2 в качестве примера приводится спектральная зависимость \mathcal{P}_i^N для нелегированного монокристалла $p\text{-CdSiAs}_2$. Положительный знак отвечает межзонным переходам $\Gamma_7 \rightarrow \Gamma_6$, которые наиболее сильно проявляются в поляризации $E \parallel C$. Спад \mathcal{P}_i^N на длинноволновом крыле может указывать на низкую анизотропию примесного фотоактивного поглощения в относительно чистых кристаллах $p\text{-CdSiAs}_2$. Коротковолновый спад \mathcal{P}_i^N в области $\hbar\omega > \hbar\omega_A$ обусловлен включением переходов $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_6$, разрешенных в поляризации $E \perp C$. С понижением температуры до 80 К спектральный контур \mathcal{P}_i^N не претерпевает существенных изменений и только происходит его параллельное смещение в коротковолновую область со скоростью, отвечающей уменьшению ширины запрещенной зоны CdSiAs_2 .

Для псевдопрямозонных полупроводников, как например $p\text{-ZnGeP}_2$, естественный фотоплекроизм оказывается по амплитуде меньше, чем для прямозонных [10]. Когда тетрагональное сжатие в решетке исчезает, естественный фотоплекроизм не наблюдается [5]. Однако последнее еще требует своего доказательства, так как возможная анизотропия фотоактивного поглощения в таких кристаллах (ZnSnP_2) может маскироваться доменностью структуры. Для окончательного суждения по этому вопросу необходимо получить монокристалл, что до сих пор остается все еще нерешенной проблемой в технологии таких веществ.

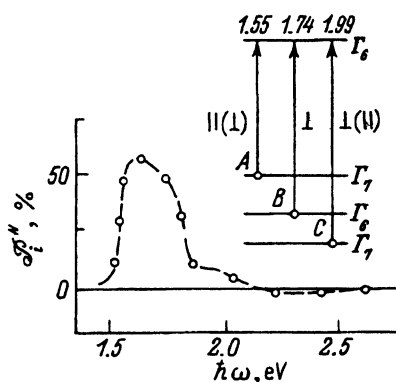


Рис. 2. Спектры естественного фотоплекроизма кристаллов $p\text{-CdSiAs}_2$ при $T = 300$ К. На вставке даны схема и энергии (в эВ) межзонных оптических A-, B-, C-переходов.

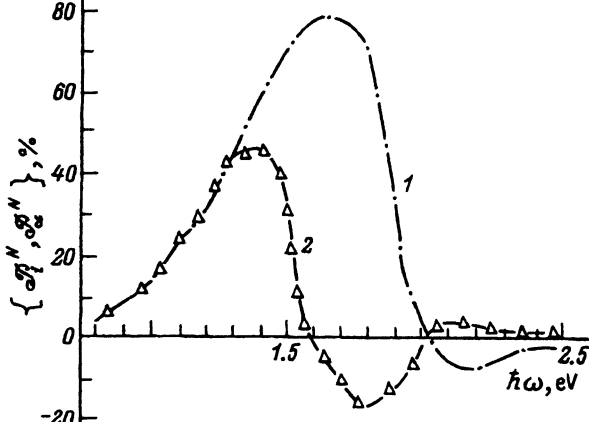


Рис. 3. Экспериментальные спектральные зависимости дихроизма оптического поглощения P_{α}^N (1) и естественного фотоплекроизма P_i^N при $d = 0.2$ мм, $s = 2 \cdot 10^4$ см/с (2) кристаллов $p\text{-CdGeP}_2(\text{Cu})$. $T = 300$ К.

В ходе поляризационных измерений фотопроводимости однородных монокристаллов II-IV-V₂ приблизительно одного уровня совершенства была замечена зависимость спектрального контура фотоплекроизма от некоторых характеристических параметров образцов, как, например, толщины пластин d и скорости поверхностной рекомбинации s [11]. Результаты анализа сопоставлялись с данными экспериментальных измерений P_i^N в легированных медью кристаллах $p\text{-CdGeP}_2$ с ориентацией пластин (100). На рис. 3 приведены спектральные зависимости дихроизма оптического поглощения и фотоплекроизма сильно компенсированных монокристаллов $p\text{-CdGeP}_2(\text{Cu})$. Положительный знак дихроизма оптического поглощения вблизи $\hbar\omega = 1.60$ эВ соответствует правилам отбора для А-переходов, тогда как коротковолновый спад P_i^N свидетельствует о влиянии разрешенных в поляризации $E \perp C$ В-переходов. Характерным в этом случае явилось совпадение кривых P_{α}^N с P_i^N в длинноволновой спектральной области и спад естественного фотоплекроизма относительно дихроизма оптического поглощения вплоть до инверсии знака на отрицательный ($P_i^N < 0$) при $\hbar\omega > \hbar\omega_A$ (рис. 3). Для сильного поглощения $\alpha d \geq 1$ и высокой скорости поверхностной рекомбинации $\eta \gg \alpha L$ ($\eta = \tau s/L$, τ — время жизни, L — длина



Рис. 4. Расчетные зависимости коэффициента естественного фотоплекроизма от скорости поверхностной рекомбинации в кристаллах $p\text{-CdGeP}_2(\text{Cu})$ при 300 К. αL : 1 — 0.1, 2 — 1.1, 3, 5 — 11, 4 — 100; $\alpha^{\parallel}/\alpha^{\perp}$: (1-4) — 10, 5 — 4.

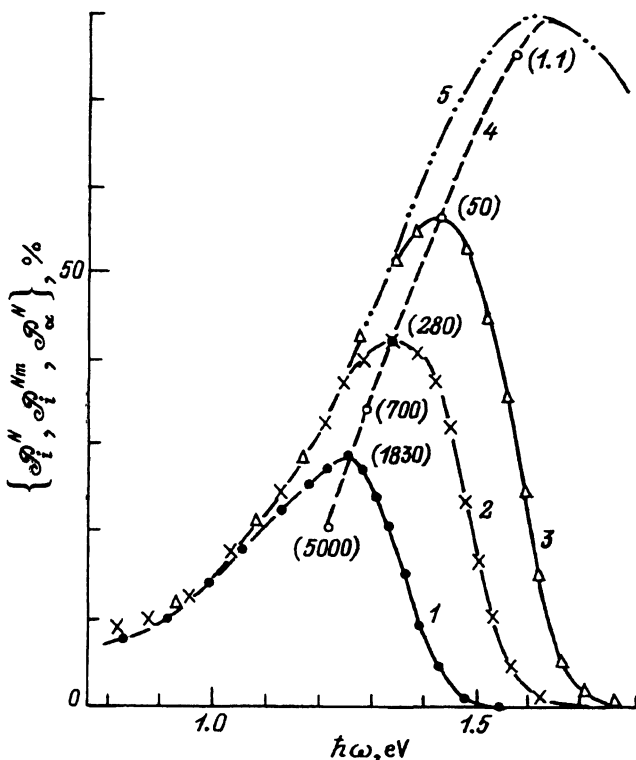


Рис. 5. Спектральные зависимости коэффициентов естественного фотоплекроизма P_i^N (1-3), максимального значения P_i^{Nm} (4) и дихроизма поглощения P_α^N (5) кристаллов $CdGeP_2$. Числами в скобках у точек кривой 4 указана толщина d (в мкм) пластин с ориентацией (100).

диффузионного смещения фотогенерированных носителей заряда) коэффициент естественного фотоплекроизма подчиняется соотношению [5]

$$P_i^N = \frac{L(\alpha^\perp - \alpha^\parallel)}{2 + L(\alpha^\perp + \alpha^\parallel)}. \quad (3)$$

Из (3) видно, что с ростом скорости поверхностной рекомбинации в кристалле с $\alpha^\parallel > \alpha^\perp$ P_i^N становится отрицательным, что находится в соответствии с данными эксперимента рис. 3. Из анализа расчетных зависимостей естественного фотоплекроизма от скорости поверхностной рекомбинации и коэффициента поглощения (рис. 4) вытекает важный вывод о том, что путем легко достигаемого увеличения s можно обеспечить значительное увеличение амплитуды P_i^N — до $\approx 100\%$.

Расчеты коэффициента естественного фотоплекроизма в зависимости от толщины пластины показали (рис. 5), что уменьшение d позволяет поднять для $CdGeP_2$ величину P_i^N до 75% и плавно смещать спектральное положение максимума фотоплекроизма в диапазоне от 1.2 до 1.6 эВ, т.е. в направлении энергии межзонных A -переходов $\hbar\omega_A$. Экспериментальные исследования поведения P_i^N в зависимости от толщины

ориентированных в плоскости (100) пластин $p\text{-CdGeP}_2\langle\text{Cu}\rangle$ подтвердили справедливость приведенного в [11] расчета. По этой причине имеющиеся в литературе данные экспериментальных исследований естественного фотоплекроизма однородных анизотропных полупроводников обычно обнаруживают разброс по значениям \mathcal{P}_i^N и спектральному положению максимума даже в условиях, когда есть основания пренебречь поверхностной рекомбинацией. Следует подчеркнуть, что одним из необходимых условий достижения $\mathcal{P}_i^N = \mathcal{P}_\alpha^N$ является проведение поляризационных измерений фотопроводимости на достаточно тонких образцах. На это обстоятельство, а также на геометрию освещения образцов при поляризационных измерениях фотопроводимости авторы часто не обращают внимания [4], из-за чего их результаты не могут быть взяты за основу при анализе оптической анизотропии полупроводников.

Сравнение теоретических спектральных зависимостей \mathcal{P}_i^N и \mathcal{P}_α^N (рис. 5) показывает в соответствии с экспериментами, что анизотропия оптического и фотоактивного поглощения близка только в длинноволновом диапазоне при $\alpha d < 1$. В области межзонных переходов с ростом коэффициента оптического поглощения $\alpha d \geq 1$ фотоплекроизм резко уменьшается относительно дихроизма поглощения. Это вызвано тем, что излучение обеих поляризаций полностью поглощается кристаллом и при $s = 0$ поляризационная разность фототоков $i^{\parallel} - i^{\perp} \rightarrow 0$, из-за чего происходит уменьшение \mathcal{P}_i^N .

4. Фотоплекроизм полупроводников II-VI

Несмотря на то что первые наблюдения влияния линейно поляризованного излучения на фотопроводимость полупроводников с анизотропной кристаллической решеткой были осуществлены именно на кристаллах II-VI [1], естественный фотоплекроизм как эффект стал предметом изучения лишь 20 лет спустя [6], когда уже сложился метод поляризационной спектроскопии фотопроводимости как таковой [5].

Типичные спектральные зависимости естественного фотоплекроизма ряда кристаллов II-VI с гексагональной структурой кристаллической решетки приведены на рис. 6 [12,13]. При освещении плоскости полупроводника с контактами параллельно гексагональной оси спектральный контур \mathcal{P}_i^N имеет обычно вид узкой полосы (полуширина пика на его полувысоте $\delta_{1/2} = 20 \div 40$ мэВ) с максимумом, который локализован при энергии, несколько меньшей ширины запрещенной зоны E_g . Знак фотоплекроизма всех кристаллов II-VI в области этого пика отрицательный, что свидетельствует об определяющем вкладе в его формирование межзонных переходов $\Gamma_9 \rightarrow \Gamma_7$. Резкий длинноволновый спад естественного фотоплекроизма связан, по-видимому, с низкой концентрацией или анизотропией примесных центров, тогда как коротковолновый спад при $\hbar\omega > E_g$ вызван включением разрешенных в поляризации $\mathbf{E} \perp \mathbf{C}$ межзонных B - и C -переходов. Максимальное значение амплитуды естественного фотоплекроизма наблюдается обычно в кристаллах со свежеосколотой зеркальной поверхностью. Например, для CdSe оно достигает -63%. С увеличением роли поверхност-

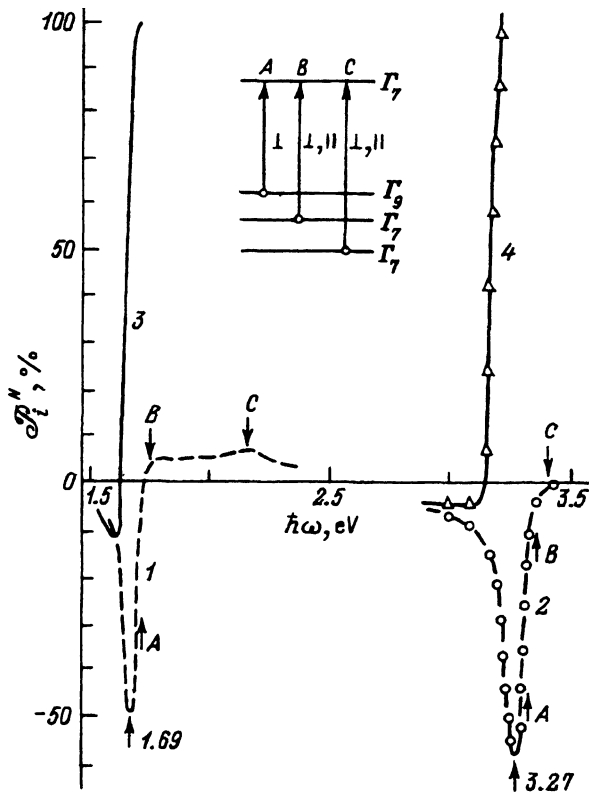


Рис. 6. Спектры естественного фотоплекроизма кристаллов CdSe (1, 3) и ZnO (2, 4) при 300 К. На вставке — зонная структура и правила отбора межзонных переходов. Освещение — вдоль нормали к плоскости (1000) со стороны контактов (1, 2) и с противоположной стороны (3, 4). Указаны энергии максимумов (в эВ).

ной рекомбинации амплитуда P_i^N обычно спадает до $30 \div 50\%$. Оптические переходы из отщепленной спин-орбитальным взаимодействием валентной зоны Γ_7 в зону проводимости Γ_7 проявились в спектрах P_i^N в виде излома, причем амплитуда фотоплекроизма в глубине полосы фундаментального поглощения оказывается существенно меньше, чем в максимуме, и определяется состоянием поверхности.

При освещении гексагональных кристаллов вдоль оси симметрии С фотоплекроизм отсутствует, как и следовало ожидать.

На основании установленного сходства спектральных контуров фотоплекроизма и дихроизма поглощения наблюдаемое количественное расхождение между ними обычно связывается с рекомбинационными процессами на поверхности кристаллов II-VI [12].

При освещении кристаллов II-VI со стороны, противоположной плоскости с контактами, для толстого образца ($d \gg L$) в области сильного поглощения, $\alpha L \gg 1$, реализуется случай, когда фототок для более сильно поглощаемого света $E \perp C$ еще отсутствует, тогда как генерированные проникающим более глубоко светом $E \parallel C$ носители уже дают вклад в фототок. В таком случае фотоплекроизм имеет противоположный по отношению к рассмотренной ранее геометрии положи-

тельный знак, а его амплитуда достигает 100% (рис. 6). С понижением энергии фотонов в области $\hbar\omega < E_g$ коэффициент фотоплекроизма быстро падает с энергией, а по знаку и значению в длинноволновой области соответствует \mathcal{P}_i^N , измеренному при освещении пластин со стороны поверхности с контактами. Последнее связано с объемным характером поглощения ($1/\alpha^{\parallel} > 1/\alpha^{\perp} \leq d$).

Узкий пик отрицательного фотоплекроизма свидетельствует о возможности применения гексагональных полупроводников II-VI в качестве селективных фотоанализаторов ЛПИ. В результате конкуренции двух энергетически близко расположенных осцилляторов $\Gamma_9 \rightarrow \Gamma_7$ и $\Gamma_7 \rightarrow \Gamma_7$ с противоположной анизотропией пик естественного фотоплекроизма \mathcal{P}_i^N в кристаллах II-VI оказывается существенно уже, чем в прямозонных кристаллах II-IV-V₂ с решеткой халькопирита. С учетом наличия непрерывного ряда твердых растворов полупроводников II-VI следует указать на возможности их применения в качестве селективных фотоанализаторов с плавно контролируемым за счет состава спектральным диапазоном.

5. Фотоплекроизм при фазовом переходе халькопирит \rightarrow ромбическая структура в кристаллах I-III-VI₂

Среди тройных соединений известно в настоящее время одно вещество, в котором удается при фиксированном атомном составе получить два вида позиционного упорядочения атомов. Это тетрагональная (*ch*) и ромбическая (*r*) фазы AgInS_2 [14,15]. Рассмотрим закономерности естественного фотоплекроизма, возникающего при таком фазовом переходе первого рода.

Коэффициент естественного фотоплекроизма для *ch*- AgInS_2 , с халькопиритной решеткой, характеризуется теми же закономерностями, что и для кристаллов II-IV-V₂ с тетрагональным сжатием (рис. 7). Действительно, фотоплекроизм максимален вблизи прямых межзонных переходов с наименьшей энергией $\Gamma_4(z) \rightarrow \Gamma_1(s)$ (см. [14,15]), а его положительный знак позволяет считать, что валентная зона $\Gamma_4(z)$ является верхней и A-переход разрешен преимущественно в поляризации $\mathbf{E} \parallel \mathbf{C}$. Снижение \mathcal{P}_i^N в коротковолновой области указывает на то, что переходы электронов из отщепленной тетрагональным кристаллическим полем симметрии D_{2d}^{12} валентной зоны в зону проводимости



Рис. 7. Спектр естественного фотоплекроизма для кристалла с решеткой халькопирита *ch*- AgInS_2 при $T = 300$ К. На вставке — зонная структура при $k = 0$, энергии переходов (в эВ) и правила отбора.

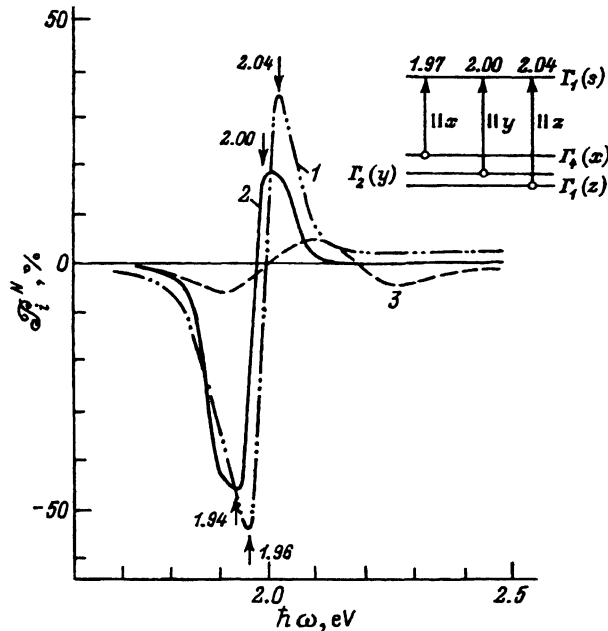


Рис. 8. Спектры естественного фотоплекроизма кристаллов ромбической модификации $r\text{-AgInS}_2$ при $T = 300$ К. 1 — \mathcal{P}_{22}^N , 2 — \mathcal{P}_{11}^N , 3 — \mathcal{P}_{33}^N . Указаны энергии максимумов (в эВ). На вставке — энергии межзонных переходов (в эВ) и правила отбора; x , y , z соответствуют основным кристаллографическим направлениям.

$\Gamma_1(x, y) \rightarrow \Gamma_1(s)$ разрешены в поляризации $\mathbf{E} \perp \mathbf{C}$. В глубине области собственного поглощения при $\hbar\omega > 2$ эВ фотоактивное поглощение становится практически изотропным, а отсутствие инверсии знака \mathcal{P}_i^N (положительного в отрицательный) указывает на низкую скорость поверхностной рекомбинации, что согласуется также и с отсутствием выраженного коротковолнового спада фотопроводимости в образцах с поверхностями естественного скола или подвергнутых обработке в полирующем травителе [14].

Изменение симметрии кристалла AgInS_2 находит яркое проявление и в спектрах естественного фотоплекроизма [15]. Анизотропное кристаллическое поле с симметрией D_{2h}^{25} вызывает расщепление валентной зоны на три подзоны $\Gamma_4(x)$, $\Gamma_2(y)$ и $\Gamma_1(z)$ с верхней подзоной $\Gamma_4(x)$. Полученная из поляризационных измерений фотопроводимости структура зонного спектра кристалла ромбической модификации $r\text{-AgInS}_2$ в центре зоны Бриллюэна и соответствующие правила отбора для межзонных переходов приведены на рис. 8. Там же даны типичные спектральные зависимости коэффициента естественного фотоплекроизма при освещении ориентированных параллельно главным кристаллографическим плоскостям пластин AgInS_2 . Коэффициент естественного фотоплекроизма в области межзонных переходов находится в соответствии с анизотропной оптического пропускания и различен в ориентированных по трем главным кристаллографическим плоскостям пластинах. Это определяется понижением симметрии в результате фазового перехода $ch \rightarrow r$, что и приводит к неравенству компонент тензора фо-

топлекроизма $\mathcal{P}_{11}^N \neq \mathcal{P}_{22}^N \neq \mathcal{P}_{33}^N$ (см. [15]). Действительно, если для одноосного кристалла $ch\text{-AgInS}_2$ имеем $\mathcal{P}_{11}^N = \mathcal{P}_{22}^N$, а $\mathcal{P}_{33}^N = 0$, то для двуосного кристалла $r\text{-AgInS}_2$ вблизи энергии прямых переходов имеет место соотношение $\mathcal{P}_{11}^N < \mathcal{P}_{22}^N \simeq \mathcal{P}_{33}^N$. С ростом энергии фотонов в области $\hbar\omega > E_g$ при освещении каждой из главных кристаллографических плоскостей $r\text{-AgInS}_2$ происходит спад амплитуды отрицательных фотоплекроизма и смена знака на положительный в результате вклада более высокоэнергетичных оптических переходов $\Gamma_2(y) \rightarrow \Gamma_1$ и $\Gamma_4(z) \rightarrow \Gamma_1$, которые разрешены в поляризациях $\mathbf{E} \parallel y$ и $\mathbf{E} \parallel z$ соответственно. За инверсию знака \mathcal{P}_i^N может быть ответственна и поверхностная рекомбинация. В работе [15] была установлена связь спектрального контура естественного фотоплекроизма со скоростью поверхностной рекомбинации для кристаллов AgInS_2 . В случае низкой скорости поверхностной рекомбинации ($s \simeq 0$) компонента \mathcal{P}_{33}^N во всей спектральной области отрицательна и достигает максимума 55% в окрестности ширины запрещенной зоны E_x (в направлении x). С увеличением s амплитуда \mathcal{P}_{33}^N падает, с коротковолновой стороны знак изменяется на положительный и поэтому точка инверсии \mathcal{P}_{33}^N смещается в длинноволновую область, амплитуда положительного фотоплекроизма непрерывно возрастает так, что при $\eta \simeq 10$ во всей спектральной области $\mathcal{P}_{33}^N > 0$ и достигает 100%. Эти изменения вызваны тем, что усиление поверхностной рекомбинации нивелирует вклад в фотопроводимость сильно поглощаемого излучения, из-за чего растет относительный вклад в фотопроводимость слабо поглощаемого излучения с противоположной поляризацией.

На основании рассмотрения полученных в [15] зависимостей можно высказать гипотезу о возможности управления спектральным контуром фотоплекроизма посредством изменения скорости поверхностной рекомбинации, а, с другой стороны, установленную зависимость $\mathcal{P}^N(\eta)$ можно использовать для оценки состояния поверхности кристаллов исходя из данных поляризационных измерений фотопроводимости.

6. Фотоплекроизм кристаллов II-V_2 тетрагональной модификации

Анизотропия энергетического спектра одноосных кристаллов II-V_2 (CdP_2 , ZnP_2) с симметрией D_4^8 освещалась в ряде работ [16–18], следуя которым можно было ожидать в таких кристаллах выраженную анизотропию фотоактивного поглощения. Однако приводимые в [16,18,19] данные оказались в прямом противоречии между собой. Ясность в этом вопросе была внесена в результате комплексных исследований естественного фотоплекроизма электрически однородных монокристаллов ZnP_2 и CdP_2 в ЛПИ [20,21].

Типичные спектры естественного фотоплекроизма кристаллов CdP_2 приведены на рис. 9 в сравнении с данными для их тройных аналогов CdGeP_2 . Видно, что в области слабого оптического поглощения и низкой фотопроводимости ($\hbar\omega < 2 \text{ эВ}$) коэффициент фотоплекроизма отрицателен, причем величина и спектральный контур \mathcal{P}_i^N изменяются от образца к образцу. Наблюдаемый характер изменения анизотропии

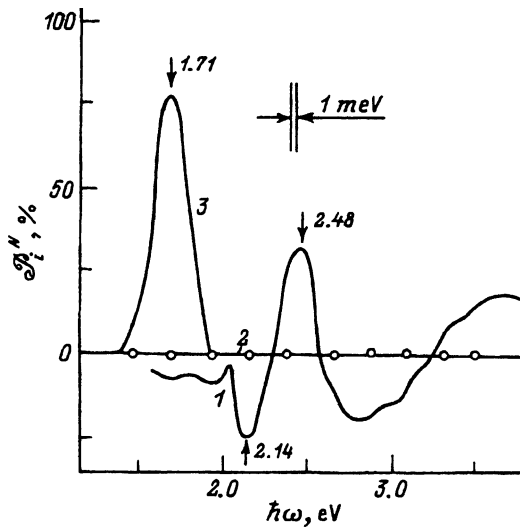


Рис. 9. Спектры естественного фотоплекроизма тетрагональных полупроводников CdP_2 (1, 2) и CdGeP_2 (3) p -типа проводимости при $T = 300$ К. Освещение со стороны контактов вдоль нормали к плоскости (100) (1, 3) и вдоль нормали к плоскости (001) (2). Указаны энергии максимумов (в эВ).

фотоактивного поглощения в длинноволновой области, вероятно, можно связать с различиями в концентрации и природе дефектов решетки, определяющих само поглощение. Отрицательный знак P_i^N в области $\hbar\omega < 2$ эВ соответствует знаку оптического дихроизма CdP_2 , который согласно [16] снижается по мере приближения по шкале энергий к ширине запрещенной зоны.

Спектральный ход P_i^N в интервале энергий $2.0 \div 2.6$ эВ оказывается достаточно хорошо воспроизводимым при переходе от образца к образцу CdP_2 и поэтому может быть отнесен на счет анизотропии фундаментального поглощения. Основные ее закономерности состоят в следующем. Вблизи $\hbar\omega = 2.04$ эВ в спектре фотоплекроизма имеется резкий спад, $P_i^N \rightarrow 0$, и поэтому прямые переходы с наименьшей энергией в CdP_2 следует считать практически изотропными. Четкий максимум отрицательного фотоплекроизма вблизи 2.14 эВ с амплитудой $25 \div 30\%$ можно отнести к переходам электронов из отщепленной кристаллическим полем валентной зоны в зону проводимости. Этот переход, судя по знаку P_i^N , разрешен преимущественно в поляризации $\mathbf{E} \perp \mathbf{C}$. Поэтому наблюдаемый при $\hbar\omega \simeq 2.14$ эВ спад P_i^N с инверсией знака на положительный означает, что более высокоэнергетичные переходы в CdP_2 , определившие выполнение неравенства $i^{\parallel} > i^{\perp}$, разрешены преимущественно в поляризации $\mathbf{E} \parallel \mathbf{C}$. Следует отметить, что изменения в характере спектральных зависимостей фотопроводимости в глубине области фундаментального поглощения приводят к смещению изотропной точки фототока ($i^{\parallel} = i^{\perp}$) и максимума положительного фотоплекроизма от образца к образцу. Это обстоятельство обусловлено различным влиянием поверхностной рекомбинации на поляризационную фоточувствительность.

Максимум положительного естественного фотоплетохроизма в кристаллах CdP_2 (рис. 9) достигает обычно $30 \div 40\%$ в области энергий фотонов $\hbar\omega = 2.44 \div 2.48 \text{ эВ}$. С ростом энергии при $\hbar\omega > 2.5 \text{ эВ}$ фотоплетохроизм спадает и его спектральный ход определяется в основном поверхностной рекомбинацией.

При освещении тетрагональных кристаллов II-V_2 вдоль оси симметрии C коэффициент фотоплетохроизма вырождается в нуль, что отвечает симметрии кристаллического поля D_4^8 (рис. 9, кривая 2).

Рассмотренные выше особенности фотоплетохроизма для CdP_2 воспроизводятся и в случае ZnP_2 [20], что указывает на определяющий вклад симметрии кристалла D_4^8 в формирование анизотропии фотопроводимости. Наряду с этим необходимо подчеркнуть, что фотоплетохроизм тетрагональных полупроводников II-IV-V_2 , как, например, CdGeP_2 (рис. 9, кривая 3) с симметрией поля D_{2d}^{12} в окрестности прямых переходов с наименьшей энергией положителен и вдвое выше ($P_i^N \simeq 70 \div 80\%$), чем в CdP_2 . Отсюда вытекает важный вывод о том, что усложнение атомного состава анизотропной среды не препятствует достижению высокой анизотропии фотопроводимости, что и имеет место в случае CdGeP_2 .

7. Фотоплетохроизм слоистых кристаллов III-VI

Среди полупроводников имеются также кристаллы с предельно анизотропной слоистой структурой — полупроводники группы III-VI, которые обладают высокой фоточувствительностью.

Рассмотрим особенности фотоплетохроизма для столь анизотропных материалов, что они легко скальваются и образуют зеркальные плоскости, к которым гексагональная ось направлена перпендикулярно. Поляризационные индикатрисы фототока при освещении вдоль нормали к плоскости скола свидетельствуют об изотропном характере фотоактивного поглощения, тогда как при отклонении от этого направления всегда реализуется соотношение $i^{\parallel} > i^{\perp}$. Характер поляризационных индикатрис фототока находится в соответствии с симметрией D_{6h}^4 кристаллов III-VI [22].

На рис. 10 приведена типичная для слоистых полупроводников спектральная зависимость фототока. Как и для тетрагональных полупроводников II-IV-V_2 , коэффициент естественного фотоплетохроизма во всей области фоточувствительности кристаллов III-VI положителен и максимальное значение его достигается обычно вблизи E_g . Для кристаллов GaSe спектральная зависимость коэффициента естественного фотоплетохроизма в области фундаментального поглощения слабо зависит от энергии фотонов [22]. Коротковолновый спад P_i^N в образцах GaSe и InSe проявлялся в глубине полосы собственного поглощения, если существенно сказывалась роль поверхностной рекомбинации. Это служит основанием для предположения о том, что разрешенные в поляризации $\text{E} \perp \text{C}$ оптические переходы в области $\hbar\omega > E_g$ если и встречаются, то они намного слабее определяющих краевое поглощение переходов при $\text{E} \parallel \text{C}$. Фотоактивное поглощение в примесной области слоистых кристаллов III-VI оказывается также анизотропным, причем знак фотоплетохроизма оказывается таким же, как в области фундаментального поглощения (рис. 10).

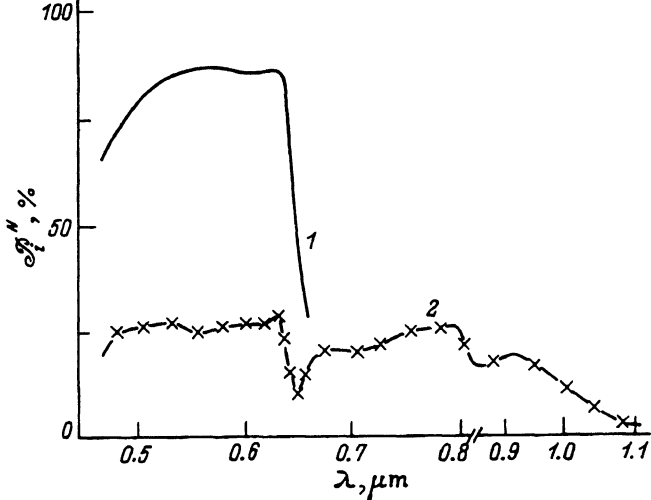


Рис. 10. Спектры естественного фотоплекроизма кристаллов GaSe при $T = 300 \text{ K}$. 1 — образец легирован Sn в концентрации 0.5 ат%, 2 — образец специально не легирован.

Максимум коэффициента естественного фотоплекроизма в слоистых полупроводниках обычно изменяется в довольно широком диапазоне: GaSe — от 20 до 85%, InSe — от 30 до 40% [22]. Такой разброс P_i^N можно объяснить значительными колебаниями в степени совершенства структуры кристаллов и проявлением поверхностной рекомбинации. На основании изучения спектров фотоплекроизма в слоистых полупроводниках можно также отметить, что поляризационная фоточувствительность этих веществ, несмотря на предельный характер анизотропии кристаллического строения, не превышает таковую для тетрагональных кристаллов II-IV-V₂ с решеткой халькопирита.

8. Фотоплекроизм в кристаллах II-III₂-VI₄

Полупроводники класса II-III₂-VI₄ могут кристаллизоваться в различных структурах, которые определяются конкретным набором образующих решетку атомов и, соответственно, межатомными силами. Преимущественно эти соединения кристаллизуются в тетрагональной решетке с пространственной группой симметрии S_4^2 , которая впервые наблюдалась для тиогаллата кадмия и получила название тиогаллатной. Основное отличие от халькопиритной структуры состоит в том, что в тиогаллатной решетке часть позиций в катионной подрешетке становятся вакантными. Упорядоченное расположение вакансий является одной из компонент некубического потенциала и, таким образом, может привести к особенностям в спектре естественного фотоплекроизма по отношению к полупроводникам II-IV-V₂ с решеткой халькопирита. Теоретические расчеты показывают, что зонная структура полупроводников II-III₂-VI₄ подобна характерной для одноосных кристаллов II-IV-V₂.

Типичные для полупроводников с тиогаллатной структурой спектры естественного фотоплекроизма представлены на рис. 11. Спектральный контур фотоплекроизма в области межзонных переходов коррелирует со спектральными зависимостями оптического поглоще-

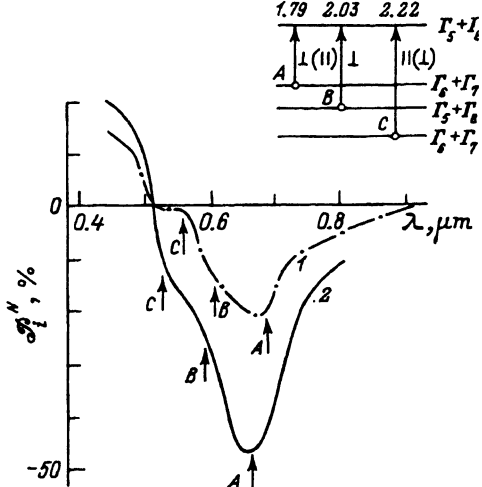


Рис. 11. Спектры фотоплекроизма кристаллов $n\text{-CdIn}_2\text{Se}_4$. T, K : 1 — 300, 2 — 77. Приемная плоскость имеет ориентацию (112). На вставке — энергетический спектр и оптические переходы в центре зоны Бриллюэна при 300 К; значения энергии даны в эВ.

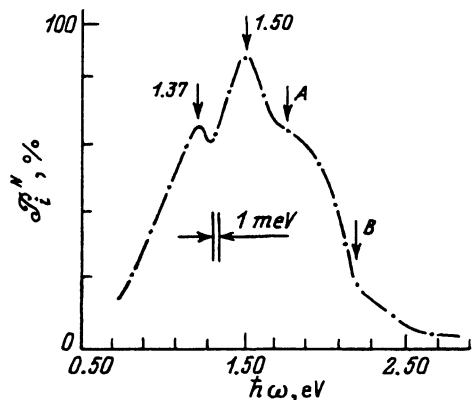


Рис. 12. Спектр естественного фотоплекроизма кристалла $p\text{-CdSiAs}_2$, однородно легированного примесью селена. $T = 77 \text{ K}$. Стрелки А и В указывают положения межзонных переходов. Указаны энергии максимумов (в эВ).

ния. Коэффициент фотоплекроизма отрицателен, а его максимальное значение приходится на область экспоненциального увеличения фотопроводимости, сопутствующую наступлению А-переходов (рис. 11). Этот факт указывает на то, что межзонные А-переходы в тройных соединениях $\text{II-III}_2\text{-VI}_4$ наиболее сильно проявляются в поляризации $\mathbf{E} \perp \mathbf{C}$ [23]. Снижение амплитуды \mathcal{P}_i^N в глубине области фундаментального поглощения свидетельствует о влиянии С-переходов, преимущественно разрешенных в поляризации $\mathbf{E} \parallel \mathbf{C}$. Плавное падение амплитуды \mathcal{P}_i^N при энергиях фотонов ниже $\hbar\omega_A$ можно связать с проявлением анизотропии примесного фотоактивного поглощения. В целом особенности спектров фотоплекроизма кристаллов с тригаллатной структурой подобны установленным для полупроводников II-IV-V_2 .

9. Фотоплекроизм в гексагональных кристаллах теллура и селена

В монокристаллах теллура, а впоследствии и селена также изучались спектры фотопроводимости при их освещении линейно поляризованным излучением [1,24]. Спектральные зависимости фотоактивного поглощения в основном соответствуют аналогичным зависимостям полного поглощения. Межзонные переходы с наименьшими энергиями, например в Te [1], наиболее сильно проявляются в поляризации $\mathbf{E} \perp \mathbf{C}$, как и в монокристаллах соединений II-VI с аналогичной симметрией кристаллического поля. Поэтому естественный фотоплекроизм в элементарных полупроводниках VI группы имеет отрицательный знак в области низкоэнергетических межзонных переходов (см. таблицу). В глубине области фундаментального поглощения амплитуда фотоплекроизма спадает, и в некоторых случаях \mathcal{P}_i^N изменяет знак

Класс	Химическая формула	Пространственная группа	$\mathcal{P}_i^{N_m}, \%$	$\hbar\omega^m, \text{эВ}$	Источник
II-IV-V ₂	CdSiAs ₂	D_{2d}^{12}	60	1.55	[9]
	CdGeP ₂	"	56	1.42	[11]
	CdSnP ₂	"	60	1.17	[26]
	ZnGeP ₂	"	55	2.34	[10]
I-III-VI ₂	AgInS ₂	D_{2d}^{12}	45	1.88	[14]
	AgInS ₂	D_{2h}^{25}	-55	1.96	[15]
	AgGaSe ₂	D_{2d}^{12}	35	1.78	[27]
	AgGaTe ₂	"	25	1.32	[28]
	CuInSe ₂	"	10	1.02	[29]
II-VI	CdSe	C_{6v}^4	-63	1.69	[12]
	CdS	"	-35	2.39	[12]
	ZnO	"	-60	3.27	[13]
II-V ₂	CdP ₂	D_4^8	30	2.48	[20]
	ZnP ₂	"	25	2.70	[21]
III-VI	InSe	C_{3v}^5	40	1.15	[22]
	GaSe	"	85	1.91	[22]
II-III ₂ -VI ₄	ZnIn ₂ Se ₄	S_4^2	-40	1.93	[30]
	CdIn ₂ Se ₄	"	-20	1.79	[23]
	HgGe ₂ Se ₄	"	50	2.1	[31]
VI	Te	D_3^4	-33(77 K)	0.33	[1]

Примечание. В таблице указаны максимальные значения $\mathcal{P}_i^{N_m}$ и энергетическое положение $\hbar\omega^m$ максимума фотоплетрохризма при освещении образцов со стороны приемной плоскости с контактами.

на положительный [25], что может отражать усиление переходов в поляризации $E \parallel C$ с участием отщепленных кристаллическим полем и спин-орбитальным взаимодействием подзон валентной зоны. Влияние условий термообработки на амплитуду и знак \mathcal{P}_i^N в области фундаментального поглощения теллура [25] может также служить свидетельством усиления влияния рекомбинации фотогенерированных пар. Однако для более однозначных заключений относительно естественного фотоплетрохризма в кристаллах теллура и селена требуются дополнительные исследования с применением методики поляризационной фотоэлектрической спектроскопии [5].

10. Фотоплетрохризм в примесной области

Введение примесных и собственных дефектов решетки в полупроводниковые кристаллы приводит к появлению в спектрах фотопроводимости дополнительных полос, а чаще всего только слабо выраженных особенностей в виде изломов или перегибов. Рассмотрим закономер-

ности естественного фотоплетохроизма в примесной области спектра на примере однородно легированных примесью селена монокристаллов $p\text{-CdSiAs}_2$ с решеткой халькопирита.

В нелегированных и достаточно совершенных монокристаллах естественный фотоплетохроизм быстро спадает практически до нуля, как только энергия фотонов становится меньше ширины запрещенной зоны (рис. 2). С появлением в решетке CdSiAs_2 растворенных атомов селена спектр фотопроводимости сильно уширяется в его длинноволновой части, однако при этом четких пиков не наблюдается. Как видно из рис. 12, естественный фотоплетохроизм в легированных кристаллах $\text{CdSiAs}_2(\text{Cu})$ с понижением энергии фотонов при $\hbar\omega < \hbar\omega_A$ не спадает, что указывает на возникновение по отношению к нелегированному веществу заметной анизотропии примесного фотоактивного поглощения [5]. Поскольку в области примесной фотопроводимости знак \mathcal{P}_i^N остается положительным, есть основания считать, что оптические переходы с участием примесных уровней в анизотропных кристаллах подчиняются тем же самым правилам отбора, которые ответственны за межзонные A -переходы с наименьшей энергией. В таком случае можно считать, что примесные уровни сформированы из волновых функций ближайшей из свободных зон. Как видно из рис. 12, в спектре коэффициента естественного фотоплетохроизма $p\text{-CdSiAs}_2(\text{Se})$ четко проявляются два максимума, тогда как в спектре примесной фотопроводимости на фоне широкой бесструктурной полосы наблюдается лишь выраженный перегиб. Это обстоятельство позволяет в дальнейшем применить спектры $\mathcal{P}_i^N(\hbar\omega)$ для определения энергетического положения уровней вводимых в анизотропный кристалл примесных атомов или других видов статических дефектов решетки. Установленное расширение спектрального диапазона естественного фотоплетохроизма в длинноволновую область (рис. 2 и 12) открывает в материаловедении полупроводников новую сферу применения примесного легирования — управление поляризационными параметрами полупроводников.

При изучении легирования кристаллов GaSe различными примесями замещения в работе [32] было обнаружено возрастание естественного фотоплетохроизма в области экситонного поглощения до 90%, наступающее при концентрации атомов примеси олова в диапазоне от 10^{18} до 10^{19} см^{-3} . Если концентрация примеси была за пределами указанного диапазона, увеличение \mathcal{P}_i^N не наблюдалось. Возрастание фотоплетохроизма связывается с залечиванием структурных дефектов в кристаллах селенида галлия.

11. Перспективы практического применения естественного фотоплетохроизма

Одно из очевидных применений поляризационной фоточувствительности в анизотропных полупроводниках сводится к использованию измерений фотопроводимости для ориентации кристаллов при воздействии линейно поляризованным излучением с известным положением электрического вектора световой волны. Этот метод представляется особенно удобным в случае непрозрачных кристаллов без естественной огранки или кристаллов без выраженной спайности, которая

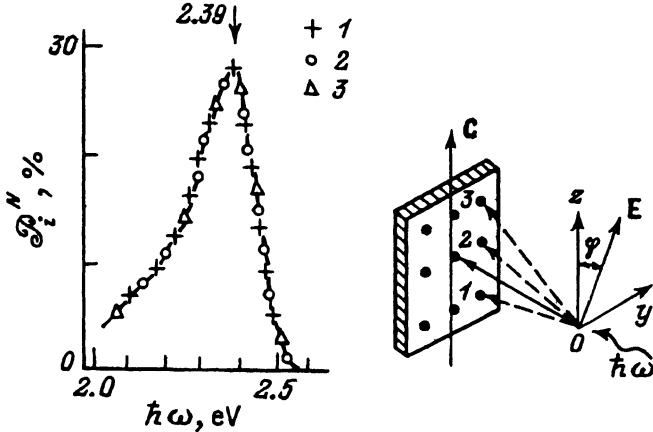


Рис. 13. Спектр естественного фотоплекроизма, полученный из измерений фотопроводимости слоя $n\text{-ZnGeP}_2$. (1-3) — различные точки возбуждения фотопроводимости в слое на подложке $p\text{-ZnGeP}_2$ с ориентацией (100) при $T = 300$ К. На вставке — схема метода диагностики разупорядочения кристаллической структуры слоев. Указана энергия максимума в эВ.

обычно несет информацию об ориентации кристалла. В предлагаемой методике [33] однородный монокристалл с омическими контактами закрепляют в юстировочном устройстве и при воздействии ЛПИ из области, где фотоплекроизм максимален ($\hbar\omega = \text{const}$), снимают поляризационные индикатрисы фототока. При этом отыскивается такая пространственная ориентация кристалла, когда глубина модуляции фототока i^{\parallel}/i^{\perp} максимальна: в одноосных кристаллах, например $p\text{-CdGeP}_2(\text{Cu})$, при условии выполнения закона Малюса [33] это отвечает случаю, когда тетрагональная ось C лежит в перпендикулярной пучку ЛПИ плоскости. Само положение оси C при этом оказывается коллинеарным E . Если необходимо выявить плоскость (001), кристалл вращают таким образом, чтобы выявить его пространственное расположение, при котором поляризационная индикатриса вырождается в прямую и фототок перестает зависеть от ориентации E в пространстве. В этом случае тетрагональная ось C коллинеарна оси пучка ЛПИ и плоскость (001), соответственно, ориентирована перпендикулярно оси пучка.

Использование поляризационной зависимости фотопроводимости для ориентации фоточувствительных кристаллов имеет ряд преимуществ перед известными методами [33], а именно: исключается ошибка, связанная с возможными недостатками зрения экспериментатора или усталостью глаза; повышается точность ориентации, так как измерение сигнала фотоответа и измерения ориентации кристалла могут быть осуществлены с применением приборов и устройств, обеспечивающих максимальную точность; способ допускает полную автоматизацию процесса ориентации — головка юстировочного устройства может управляться с помощью системы шаговых электродвигателей, а регистрация фотоответа осуществляется блоком измерения, «наводящим» кристалл на максимальную величину коэффициента фотоплекроизма посредством управляющего сигнала, поступающего из блока измерения.

Другим важным применением поляризационной фотоэлектрической анизотропии является открытая в [34] возможность диагностики совершенства тонких слоев анизотропных полупроводников. Новый метод основан на сканировании поверхности слоя сфокусированным пучком линейно поляризованного излучения и измерения поляризационных индикатрис фототока в разных точках слоя и при различных энергиях фотонов. В случае совершенных слоев поляризационные индикатрисы фототока совпадают между собой по фазе с точностью до погрешности измерений и следуют закону Малюса [5], а спектры фотолюминесценции также совпадают между собой (рис. 13). При сканировании пучком ЛПИ поверхности слоев по топограмме значений азимутального угла, отвечающего максимуму фотопроводимости при $\hbar\omega = \text{const}$, (φ^m), а также по топограмме P_i^N , легко контролируется разупорядочение в различных участках слоя. На основании таких измерений, например, было показано, что путем контролируемой твердофазной реакции на подложках $p\text{-ZnGeP}_2$ можно получить эпитаксиальные слои n -типа проводимости, воспроизведившие ориентацию подложки [34].

Очевидно, что главным итогом исследований естественного фотолюминесценции в различных классах анизотропных однородных монокристаллов полупроводников является определение возможности их применения в качестве материалов для устройств поляризационной фотоэлектроники на различные спектральные диапазоны (см. таблицу). Следует при этом также подчеркнуть, что при регистрации падающего излучения вдоль оси симметрии фотоприемники на анизотропных полупроводниках в полной мере обнаруживают характерную для изотропных полупроводников фоточувствительность только по отношению к интенсивности света. На основании полученных данных по фотолюминесценции анизотропные полупроводники могут быть использованы при конструировании различного типа сенсоров, позволяющих контролировать угловые параметры объектов на расстоянии от них и т.д.

12. Заключение

Приведенный в обзоре материал свидетельствует о больших возможностях, открываемых перед поляризационной фотоэлектроникой свойствами анизотропных полупроводников разных кристаллических классов с естественным фотолюминесценцией. Полученные сведения при изучении полупроводников различного атомного состава и с разным характером их позиционного упорядочения позволяют глубже выявить обусловленность естественной фотоэлектрической анизотропии кристаллохимическими особенностями структуры и создают более надежную базу для прогнозирования поисковых исследований в этом направлении. Эти успехи стали реальными несмотря на отсутствие микроскопической теории естественного фотолюминесценции, что препятствует проведению количественных расчетов.

В настоящее время основные закономерности фотолюминесценции в полупроводниках можно считать установленными. Однако, как и во всяком развивающемся и достаточно «молодом» направлении исследований, здесь имеется и возникает целый ряд физических проблем, еще требующих своего теоретического и экспериментального решения.

Время показывается, что по мере развития исследований происходит смещение центра тяжести. Как представляется, в ближайшее время наиболее актуальным в рассматриваемом круге проблем становится изучение физики фотоплекроизма, анизотропии процессов переноса носителей заряда и фотоактивного поглощения в неоднородных системах. Эти исследования, на наш взгляд, расширят существующее понимание и прикладные возможности естественного фотоплекроизма.

Работа выполнена при частичной поддержке программы INTAS-94-3998.

Список литературы

- [1] Р. Бьюб. *Фотопроводимость твердых тел* (М., ИИЛ, 1962).
- [2] H. Gobrecht, A. Bartschat. *Z. Phys.*, **136**, 214 (1953).
- [3] А.А. Каплянский. Автореф. канд. дис. (Л., ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР, 1957).
- [4] R.L. Kelly. *Bull. Am. Phys. Soc.*, **2**, 387 (1957).
- [5] Ю.В. Рудь. *Изв. вузов. Физика*, № 8, 68 (1986).
- [6] Yu.V. Rud'. *Tagungsbericht des Kolloquims 4 «Verbindungshalbleiter»* (Bergakademie, Freiberg/Sa, 1977) s. 15.
- [7] Г.А. Медведкин, Ю.В. Рудь, М.А. Таиров. Препринт № 1185 (Л., ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР, 1987).
- [8] Г.А. Медведкин, Ю.В. Рудь, М.А. Таиров. *Полупроводниковые кристаллы фотоприемников люминополяризованного излучения* (Ташкент, Фан, 1992).
- [9] А.А. Лебедев, К. Овезов, В.Д. Прочухан, Ю.В. Рудь, М. Сергинов. *Письма ЖТФ*, **2**, 385 (1976).
- [10] Г.К. Аверкиева, Р.В. Масагутова, В.Д. Прочухан, Ю.В. Рудь. *Письма ЖТФ*, **3**, 907 (1977).
- [11] Ю.В. Рудь, В.Е. Скорюкин. *ФТП*, **17**, 426 (1983).
- [12] А.А. Абдурахимов, Ю.В. Рудь. *ФТП*, **16**, 959 (1982).
- [13] А.А. Абдурахимов, В.Х. Байрамов, А. Гейнрих, Ю.В. Рудь. *ФТТ*, **24**, 2495 (1982).
- [14] А.А. Абдурахимов, З.А. Паримбеков, Ю.В. Рудь. *УФЖ*, **28**, 121 (1983).
- [15] А.А. Абдурахимов, А.А. Вайполин, З.А. Паримбеков, В.Д. Прочухан, Ю.В. Рудь. *ЖПС*, **38**, 814 (1983).
- [16] S.I. Radautsan, N.N. Syrбу, V.K. Kiosev. *Phys. St. Sol. (b)*, **64**, 459 (1974).
- [17] V.V. Sobolev, N.N. Syrбу, T.N. Syshkevich. *Phys. St. Sol. (b)*, **43**, 73 (1971).
- [18] Д.М. Берча, И.И. Небола, С.И. Радауцан, Н.Н. Сырбу, В.К. Киосев, В.Е. Тезлеван. *ФТП*, **8**, 2065 (1974).
- [19] В.В. Соболев, Н.Н. Сырбу. *ФТП*, **5**, 681 (1971).
- [20] А.А. Абдурахимов, Ю.А. Валов, Ю.В. Рудь, А.Д. Смирнова, В.И. Соколова. *ФТП*, **15**, 1093 (1981).
- [21] А.А. Вайполин, Ю.А. Валов, Р.В. Масагутова, Г.А. Медведкин, Ю.В. Рудь. *ФТП*, **14**, 133 (1980).
- [22] Н.М. Мехтиев, Ю.В. Рудь, Э.Ю. Салаев. *ФТП*, **12**, 1566 (1978).
- [23] Н.М. Мехтиев, З.З. Гусейнов, Э.Ю. Салаев. *ФТП*, **18**, 1088 (1984).
- [24] А.И. Исаев, Н.М. Мехтиев, Н.Э. Гасанов, Р.Х. Нани. *Изв. АН АзССР. Серия физ.-техн. и мат. наук*, вып. 1, 77 (1981).
- [25] I. Shin, C.H. Champness. *Infr. Phys.*, **21**, 311 (1981).
- [26] G.A. Medvedkin, Yu.V. Rud', Yu.A. Valov, V.I. Sokolova. *Phys. St. Sol. (a)*, **45**, K95 (1978).
- [27] Д.Г. Гусейнов, Н.Э. Гасанов. *Докл. АН АзССР*, **37**, 33 (1981).
- [28] Н.Н. Константинова, Ю.В. Рудь. *ФТП*, **23**, 1778 (1989).
- [29] И.В. Боднар, А.А. Вайполин, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь. *ФТП*, **28**, 1332 (1994).
- [30] Н.М. Мехтиев. Автореф. докт. дис. (Баку, ИФ АН Азербайджана, 1991).

- [31] А.А. Лебедев, П.Н. Метлинский, Ю.В. Рудь, В.Г. Тырziu. ФТП, 11, 1038 (1977).
- [32] Н.М. Мехтиев. ФТП, 24, 1505 (1990).
- [33] А.С. Борщевский, К. Овезов, Ю.В. Рудь. Кристаллография, 22, 202 (1977).
- [34] Ю.В. Рудь, Р.В. Масагутова, А.А. Вайполин. Письма ЖТФ, 6, 347 (1980).

Редактор Л.В. Шаронова.

Natural photopletochroism of semiconductors

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

State Technical University, 195251 St. Petersburg, Russia

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

An integrated study of the natural photopletochroism in homogeneous semiconductors of different crystalline classes is being discussed. Particularities of the natural photopletochroism in different crystals have been analysed in connection with the character of interband transitions and selection rules. Areas of applications of the natural photopletochroism has been suggested.
