

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ФОТОДЕТЕКТОРЫ НА ОСНОВЕ СЛОИСТЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Н.М. МЕХТИЕВ

Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия
Баку, 370601, пр. Азадлыг, 20

Исследованиями электрических и фотоэлектрических свойств гетеропереходов на основе слоистых полупроводников GaSe и тройных соединений CdSnP₂ и CdIn₂Se₄ установлены принципы разделения неравновесных фотоносителей гетеропереходом. Обнаружена смена дрейфового характера тока фотодырок на диффузионный при высоких уровнях возбуждения в ГП GaSe-CdSnP₂. Выявленная анизотропия фотоотклика при освещении ГП линейно поляризованным светом объясняется сложностью валентных зон узкозонных пар гетеропереходов.

В работах [1-3] были приведены результаты по исследованию электрических и фотоэлектрических свойств гетеропереходов на основе слоистых полупроводников GaSe и тройных соединений CdIn₂Se₄ и CdSnP₂, созданных методом посадки на оптический контакт. В настоящей работе приводятся результаты исследований фотоэлектрических свойств этих же гетеропереходов при облучении естественным и поляризованным излучениями. Параметры образцов и технологии их изготовления аналогичны [1,2]. Ширины запрещенных зон CdIn₂Se₄ ($\epsilon_{g_1} = 1,78$ эВ) и CdSnP₂ ($\epsilon_{g_1} = 1,17$ эВ) меньше, чем GaSe ($\epsilon_{g_2} = 2,04$ эВ) и в гетероструктурах GaSe выполняет роль широкозонной пары. Из энергетической зонной диаграммы гетеропереходов GaSe-CdSnP₂ [1] следует, что контактная разность потенциалов ($\phi_{крп}$) со значением 0,67 В полностью локализуется в широкозонной паре GaSe и энергетический разрыв в валентной зоне ($\Delta E_v \approx 0,16$ эВ) намного меньше, чем в зоне проводимости ($\Delta E_c \approx 1,0$ эВ). В гетеропереходе GaSe-CdIn₂Se₄ разрывы валентной зоны и зоны проводимости почти равны ($\Delta E_v \approx 0,60$ эВ, $\Delta E_c \approx 0,83$ эВ).

На рис.1 приведена зависимость фотоэдс ГП p-GaSe-CdSnP₂ от интенсивности внешнего излуче-

GaSe и области сильного поглощения кристаллов CdSnP₂ ($\lambda = 1,04$ мкм).

Как следует из рис.1, при малых количествах фотонов фотоэдс растет по закону $V_\phi \sim \ln J$, предсказываемому диодной теорией, а при относительно больших количествах - наблюдается тенденция к насыщению. Однако, как следует из рис.1, фотоэдс холостого хода продолжает возрастать с увеличением интенсивности освещения и после достижения значения $V_\phi = 0,67$ В, согласующегося со значением $\phi_{крп}$ [1]. Наблюдающийся излом в зависимости $V_\phi \sim f(L)$, может объясняться сменой дрейфового характера тока фотодырок из CdSnP₂ при $V_\phi < \phi_{крп}$ (рис.1а) на диффузионный при $V_\phi > \phi_{крп}$ (рис.1б). Дифференциальное сопротивление как при прямом, так и обратном смещениях при сильном освещении и $U < V_\phi$ становится меньше, чем темновое сопротивление монокристаллов GaSe, поэтому ограничивающим ток ГП p-GaSe-n-CdSnP₂ является сопротивление слоя GaSe. Поскольку фотоносители при освещении генерируются в CdSnP₂, то причиной повышения проводимости слоя GaSe является инжекция дырок гетеропереходом, для которых ΔE_v имеет довольно низкое значение ($\sim 0,1$ эВ). Вследствие этого, в обоих материалах гетероструктуры образуются прилегающие к плоскости раздела области, обогащенные основными носителями. Последнее схематически показано на рис.1б и, как видно, позволяет получить фотоотклик, превышающий контактную разность потенциалов как и в случае ГП p-GaSe-n-InSe [4].

Спектральное распределение фотоэдс ГП GaSe-CdIn₂Se₄ и GaSe-CdSnP₂ при освещении со стороны GaSe представлено на рис.2. Как видно, спектры фотоотклика гетеропереходов проявляют эффект "окна" с четкими границами, соответствующими энергиям фотонов, равным ширинам запрещенных зон контактирующих материалов. Когда энергия светового кванта имеет значения $\epsilon_{g_1} < h\nu < \epsilon_{g_2}$ где ϵ_{g_1} и ϵ_{g_2} ширины запрещенных зон узкозонной и широкозонной пары, соответственно, он практически без поглощения проходит через GaSe и поглощается в узкозонном материале вблизи границы раздела.

Рожденные носители в пределе диффузионной длины носителей заряда от перехода коллективируются энергетическим барьером и вносят вклад в фотоэдс, а широкозонный материал выполняет роль оптического фильтра. Свет с энергией $h\nu \geq \epsilon_{g_2}$ поглощается широкозонным

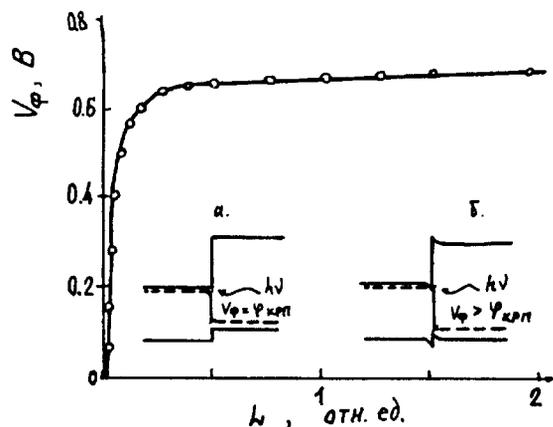


Рис.1. Зависимость фотоэдс ГП GaSe-CdSnP₂ от интенсивности освещения: а и б соответствует энергетической зонной диаграмме, когда фотоэдс V_ϕ равны и больше $\phi_{крп}$.

ния при освещении со стороны GaSe. Энергия падающих фотонов, при этом, соответствует области прозрачности

материалом и в фотоэдс вносят вклад лишь фотоносители, генерированные на расстоянии диффузионной длины от границы раздела. Поэтому наблюдается резкий спад фотоэдс при $h\nu \leq \epsilon_{g_1}$ и $h\nu > \epsilon_{g_2}$, и величина fotocувствив-

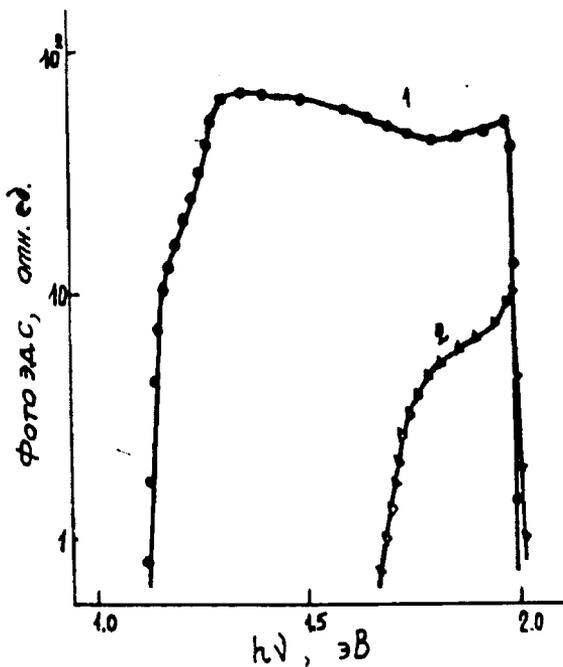


Рис.2. Спектральное распределение фотоэдс ГП GaSe-CdSnP₂ (1) и GaSe-CdIn₂Se₄ (2) при 300 К. Освещение со стороны GaSe.

тельности определяется диффузионным потенциалом в каждом компоненте гетеропары. В режиме холостого хода фотоответ определяется собственным гетеропереходом и влиянием фотопроводимости базы можно пренебречь. Если скачок в валентной зоне мал и не мешает протеканию неосновных носителей из первого полупроводника во второй через переход, плотность поверхностных состояний на границе раздела мала и не снижает времени жизни как внутри, так и около обедненного слоя. При этом длинноволновая граница спектра фотоэдс определяется величиной ϵ_{g_1} , а отклик в коротковолновой

части спектра зависит от ширины запрещенной зоны и толщины широкозонного полупроводника.

Наличие поверхностных состояний в плоскости сопряжения гетеропар вызывает дополнительную рекомбинацию на границе раздела, приводящую к уменьшению квантовой эффективности фотоотклика. Многократное уменьшение эффективности разделения фотоносителей реальным гетеропереходом исключает возможность применения их в качестве фотопреобразователей. Однако, из рис.2 видно, что фотоэдс гетероперехода GaSe-CdSnP₂ в широкой области изменения частоты света не уменьшается, что видимо, обусловлено совершенством гетерограницы и несущественным влиянием поверхностных состояний на разделение фотоносителей гетеропереходом. Вышеуказанное является существенным преимуществом слоистых полупроводников и метода посадки на оптический контакт при создании гетеропереходов [1,5].

При облучении ГП GaSe-CdSnP₂ линейно поляризованным светом (ЛПИ) значение фотоотклика зависит также и от взаимного направления оптической оси кристалла CdSnP₂ и электрического вектора излучения \vec{E} . На рис.3 представлены спектры фотоэдс при нормальном падении естественного (кр.1) и ЛПИ в ортогональных поляризациях $\vec{E} \parallel \vec{C}$ (кр.2) и $\vec{E} \perp \vec{C}$ (кр.3), где \vec{C} оптическая ось кристалла CdSnP₂.

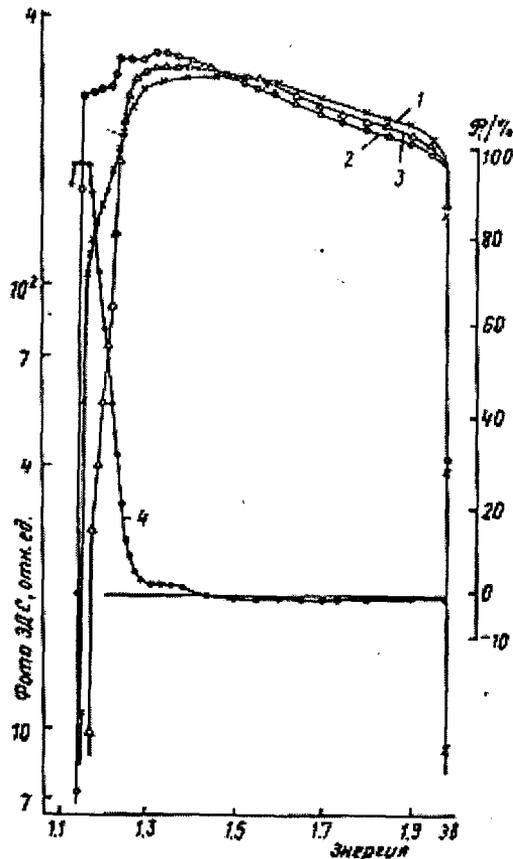


Рис.3. Спектр фотоэдс (1-3) и фотоплеохроизма (4) ГП GaSe-CdSnP₂ при освещении со стороны GaSe естественным (1) и поляризованным светом 2 - $\vec{E} \parallel \vec{C}$ и 3 - $\vec{E} \perp \vec{C}$.

Как следует из рисунка, в области поглощения света кристаллами GaSe, фотоотклик не зависит от поляризации излучения, несмотря на анизотропию электронных состояний GaSe [6]. В рассмотренной геометрии направление распространения света параллельно оптической оси кристалла GaSe, а поверхность слоя последнего изотропная [6]. Существенная анизотропия фотоотклика наблюдается в области краевого поглощения монокристаллами CdSnP₂. При этом зависимость фотоотклика от угла θ между оптической осью кристалла CdSnP₂ и электрическим вектором излучения \vec{E} соответствует закону Малюса

$$V = V_{\parallel} \cos^2 \theta + V_{\perp} \sin^2 \theta$$

где V_{\parallel} и V_{\perp} значение фотоэдс при ортогональных поляризациях $\vec{E} \parallel \vec{C}$ и $\vec{E} \perp \vec{C}$.

Коэффициент естественного фотоплекроизма фотоотклика, вычисленный на основе $P_i = V_{||} - V_{\perp} / V_{||} + V_{\perp}$, представлен на рис.3. Как следует из рисунка, в области энергии фотонов $2,0 \div 1,35$ эВ значение P_i ничтожно мало, а при $h\nu \leq 1,35$ эВ значения P_i положительны и с ростом длины волны растет. Максимальное значение P_i (0,90) соответствует энергии $h\nu \approx 1,17$ эВ и является рекордным для всех типов барьеров на основе CdSnP₂. Отметим, что указанное значение энергии соответствует частоте фотонов Nd-лазера и указывает на перспективность применения рассмотренного ГП в качестве детектора линейно поляризованного излучения..

Поляризационная зависимость фотоотклика рассмотренного ГП обусловлена анизотропией энергетического спектра CdSnP₂. Известно [7], что CdSnP₂ кристаллизуется в решетке халькопирита (пр. группа D_{2d}^{12}) и является прямозонным полупроводником. Наличие тетрагонального сжатия кристаллической решетки $\delta = 2 - c/a = 0,05$, где "a" и "c" постоянные решетки, при переходе от сфалерита к халькопириту способствует возникновению внутрискристаллического поля и расщеплению трехкратно вырожденного состояния валентной зоны сфалерита [7].

Основываясь на расчетах зонной структуры CdSnP₂,

анизотропию фотоактивного поглощения ГП можно объяснять реализацией переходов на расщепленных под влиянием кристаллического поля валентных подзон. Межзонные переходы в центре зоны Бриллюэна с наименьшей энергией (А-переход) в CdSnP₂ разрешены преимущественно для света с электрическим вектором $\vec{E} \parallel \vec{C}$. Уменьшение P_i при росте энергии фотонов вызвано тем, что В и С-переходы в CdSnP₂ разрешены, преимущественно, для квантов с $\vec{E} \perp \vec{C}$ [7].

Значения кристаллического ($\Delta_{кр}$) и спин-орбитального ($\Delta_{со}$) расщеплений валентной зоны оцененные на основе экспериментальных кривых и квазикубической модели, удовлетворительно согласуются с литературными данными [7,8].

Поляризационная чувствительность фотоотклика и спектр фотоплекроизма гетеропереходов р-GaSe-n-CdIn₂Se₄ в указанной выше геометрии освещения не отличается от фотоплекроизма однородных кристаллов β -CdIn₂Se₄ [9].

[1] Н.М. Мехтиеv, Ю.В. Рудь, Э.Ю.Салаев. Микроэлектроника, 1985, № 3, с. 271-273.
 [2] Н.М. Мехтиеv, Р.Н. Мехтиева, Х.Б. Гезалов. ФТП, 1986, т.20, № 2, с. 389.
 [3] Н.М. Мехтиеv, Ю.В. Рудь, Э.Ю.Салаев, Г.В. Абдуллаев. Авторское свид. № 1195864.
 [4] В.Л. Бакуменко, В.Г.Тагаев. ФТП, 1982, т.16, № 10, с. 1825-1827.
 [5] А.Г. Казымзаде. Автореферат докторской диссертации, Баку, 1986.

[6] Н.М. Мехтиеv, Ю.В. Рудь, Э.Ю.Салаев. ФТП, 1978, т. 12, № 8, с. 1566-1570.
 [7] I.L. Shay, J.H Wernick. Ternary chalcopirit semiconductors, Pergamen Press, 1975.
 [8] Г.А.Медведкин, К.О.Овезов, Ю.В.Рудь. ФТП, 1976, т. 10, № 11, с. 2081-2084.
 [9] Т.Г.Керимова, Н.М. Мехтиеv, З.З. Гусейнов, Ф.Р.Аджалова, Э.Ю. Салаев. ФТП, 1983, т. 17, № 6, с. 1169-1173.

N.M. Mehdiyev

LAYLI YARIMKEÇİRİCİLƏR ƏSASINDA POLYARİZASIYA FOTODETEKTORLARI

Anizotrop GaSe, CdSnP₂, CdIn₂Se₄ monokristalları əsasında hazırlanmış heterokeçidlərdə işığın təsiri ilə yaranan yükdaşıyıcıların heterokeçid vasitə ilə yarıma prinsipləri tədqiq edilmişdir. Yüksək həyəcanlaşmalarda GaSe-CdSnP₂ heterokeçidində kontakt potensiallar fərqiindən böyük qiymətə malik foto e.h.q. müşahidə olunması fotodeşiklərin cərəyanın dreif təbiətinin diffuziya ilə əvəz olunması ilə əlaqələndirilir.

GaSe-CdSnP₂ heterokeçidini xətti polyarizasiya olunmuş işıqla həyəcanlandırdıqda foto e.h.q.-nin anizotropluğu və yüksək fotopleoxroizmi (0,90) əmsalılı CdSnP₂-nin valent zonasının mürəkkəb quruluşa malik olması ilə izah olunmuşdur.

N.M. Mehdiyev

POLARIZATION PHOTODETECTORS ON THE BASIS OF LAYERED SEMICONDUCTORS

The principles for the separation of the nonequilibrium photocarriers by the heterojunction have been established by means of research of electric and photoelectric properties of heterojunction on the basis of layered semiconductors GaSe and threefold compound CdSnP₂ and CdIn₂Se₄. Change of drift character of a current photohole on diffusion is found out at high levels of excitation in heterojunction GaSe-CdSnP₂. Revealed anisotropy of photoresponse at illumination, heterojunction by linearly polarized light is explained by complexity of valence band of narrow band of heterojunction pairs.

Дата поступления: 18.12.98

Редактор: Дж.Ш. Абдинов