

аноде энергии, меньшей энергии испарения материала анода, наблюдается ионный ток, содержащий значительное количество протонов.

Причиной радиального движения анодной плазмы поперек изолирующего магнитного поля, видимо, является развитие в прианодном плазменном слое центробежной неустойчивости. Основанием для такого вывода служат зависимости $\tau(B)$ (рис. 2, а), имеющие характерный максимум.

При увеличении индукции магнитного поля от критического значения (в нашем случае ~ 0.25 Тл) до оптимального $B_{\text{опт}}$ (~ 1 Тл) увеличение τ можно связать с уменьшением величины электронного тока, протекающего поперек зазора и обуславливающего процесс плазмообразования на аноде (рис. 2, б). Дальнейшее увеличение практически не изменяет величины этого тока, но, согласно [8], ведет к росту инкремента центробежной неустойчивости, следствием чего является падающий характер зависимости $\tau(B)$ при $B > B_{\text{опт}}$.

Можно указать еще некоторые особенности развития приобращенного КДМИ, в частности значительный разброс экспериментальных значений τ для металлических анодов. По-видимому, это указывает на нестабильность процесса образования плазменного слоя на металлических анодах в отличие от графитовых или с водородосодержащим покрытием за счет подавления положительной обратной связи между электронным и ионным потоками [3].

Таким образом, исследования подтверждают выводы работы [1] об определяющем влиянии на длительность магнитной изоляции в обращенном КДМИ физических процессов на центральном электроде — аноде. Как в прямом, так и в обращенном диодах существенное влияние на процесс пробоя межэлектродного промежутка оказывает материал центрального электрода. Заметное увеличение длительности магнитной изоляции в обращенном КДМИ объясняется временной задержкой образования плазменного слоя на центральном электроде диода, составляющей единицы микросекунд [3].

Наиболее вероятным механизмом пробоя обращенного КДМИ представляется развитие центробежной неустойчивости в прианодном плазменном слое.

Литература

- [1] Винтизенко И. И., Сулакшин А. С., Цветков В. И. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 8, с. 449—453.
- [2] Черепнин Н. В. Сорбционные явления в вакуумной технике. М.: Сов. радио, 1973. 383 с.
- [3] Блинов П. И., Долгачев Г. И., Скорюпин В. А. Физика плазмы, 1982, т. 8, № 5, с. 958—962.
- [4] Бакшаев Ю. Л., Блинов П. И., Долгачев Г. И., Скорюпин В. А. Физика плазмы, 1979, т. 5, № 5, с. 1041—1043.
- [5] Luckhardt S. C., Fleischmann H. H., Kribell R. E. Cornell University Report, 1977, FRL-1. 15 p.
- [6] Кошелев В. И. Физика плазмы, 1979, т. 5, № 3, с. 698—701.
- [7] Бакирт Р. Б., Бугаев С. П., Кошелев В. И. и др. Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, № 13, с. 593—597.
- [8] Бугаев С. П., Ким А. А., Климов А. И., Кошелев В. И. Физика плазмы, 1981, т. 7, № 3, с. 529—539.

Научно-исследовательский институт ядерной физики при Томском политехническом институте им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию
4 июля 1987 г.

ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ГЕТЕРОПЕРЕХОДЕ НА ОСНОВЕ p -ZnSnAs₂

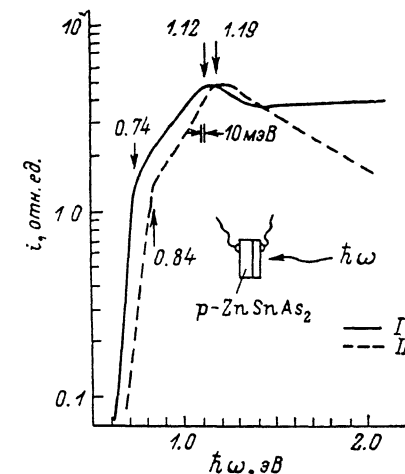
Ю. В. Рудь, М. А. Таиров

Кристаллы тройного соединения ZnSnAs₂ в процессах выращивания с применением легирования различными примесями удается получать только p -типа проводимости, тогда как конверсия $p \rightarrow n$ достигается лишь облучением быстрыми электронами [1, 2]. В настоящее время диодные структуры уже получены на всех соединениях II—IV—V₂ и только для ZnSnAs₂ эта проблема оставалась до сих пор нерешенной [3], что тормозило оценку возмож-

ностей практической реализации свойств ZnSnAs₂ в полупроводниковой электронике. В данной работе сообщается о получении и изучении фоточувствительности первых диодных структур — анизотипных гетеропереходов (ГП) — на основе кристаллов *p*-ZnSnAs₂ и слоев, близких по составу к CdSnP₂.

ГП создавались на монокристаллах с решеткой халькопирита и доменным строением, выращенных медленным направленным охлаждением близкого к стехиометрии ZnSnAs₂ расплава [4, 5]. Концентрация свободных дырок в кристаллах составляла $p \approx 10^{18}$ см⁻³, подвижность $u_p \approx 40$ см²/(В·с) при 300 К. Слои создавались методом твердофазных реакций в процессе термообработки пластин *p*-ZnSnAs₂ в вакууме совместно с порошкообразным соединением CdSnP₂ [6]. В процессе термообработки происходило замещение Zn на Cd и As на P, в результате чего образовались слои, близкие по составу к CdSnP₂. Слои по цвету отличались от ZnSnAs₂, из-за чего граница сопряжения на шлифе легко контролировалась визуально, полностью копировала рельеф поверхности исходной пластины и была резкой. После завершения твердофазной реакции слой сошлифовывался со всех сторон пластины ZnSnAs₂, за исключением одной. Омические контакты к слою и подложке создавались пайкой чистого индия. По знаку термоэдс образовавшиеся слои были *n*-типа проводимости толщиной до ~ 50 мкм на подложках с толщинами 0.2–0.5 мм и площадью ~ 2 × 3 мм.

Полученные анизотипные ГП обнаружили слабое выпрямление ≤ 10 при $u \approx 0.5$ В ($T = 300$ К), пропускное направление соответствует положительной полярности внешнего смещения на ZnSnAs₂. При освещении ГП со стороны слоя полярность возникающего фотонапряжения не зависит от длины волны падающего излучения, а также от места его попадания на образец. Во всех полученных ГП при освещении слой всегда заряжается отрицательно. Фотонапряжение холостого хода и ток короткого замыкания полученных ГП в зависимости от плотности потока падающего излучения следуют обычным для фотодиодов соотношениям [7]. Для лучших ГП максимальная вольтовая чувствительность достигает ~ 1 В/Вт и токовая чувствительность ~ 10 мА/Вт при освещении со стороны слоя. На рисунке приводятся снятые в режиме холостого хода (в области $u_{xx} \sim L$) и пересчитанные на равное число падающих фотонов спектры фоточувствительности i ($\hbar\omega$) типичной структуры при освещении естественным излучением при 300 К (I) и 77 К (II). Как видно из этого рисунка, для исследованных ГП заметный рост фоточувствительности начинается вблизи $\hbar\omega = 0.5$ эВ (300 К), причем энергетическое положение «красной» границы не зависит от места попадания излучения на активную область структуры. Экспоненциальный длинноволновый край описывается крутизной ≈ 20 эВ⁻¹, характерной фотодиодам на прямозонных II—IV—V₂ [3]. Энергетическое положение излома в спектрах фототовета различных ГП хорошо воспроизводится и удовлетворительно согласуется с шириной запрещенной зоны ZnSnAs₂ с решеткой халькопирита [1, 8]. Следовательно, длинноволновая экспоненциальная граница фоточувствительности может быть связана с фотоактивным собственным поглощением в подложке ГП ZnSnAs₂. С дальнейшим ростом $\hbar\omega > 0.74$ эВ (300 К) фоточувствительность ГП продолжает расти вплоть до $\hbar\omega \approx 1.12$ эВ, что близко к энергии прямых переходов в CdSnP₂ [1]. В коротковолновой области фоточувствительность созданных ГП при 300 К не имеет выраженного спада, что свидетельствует в пользу достаточного совершенства гетерограницы. Понижение температуры сопровождается смещением экспоненциального края фоточувствительности ГП в коротковолновую область, которое описывается температурным коэффициентом $\alpha \approx -4 \cdot 10^{-4}$ эВ/К, близким к полученному из спектров оптического поглощения ZnSnAs₂ [1]. Для спектров i ($\hbar\omega$) вблизи 80 К характерен выраженный коротковолновый спад фоточувствительности, свидетельствующий об изменении условий рекомбинации на гетерогранице с понижением температуры, что коррелирует и с установленным снижением фоточувствительности структур при низких температурах ($S_{77\text{K}}^{77\text{K}}/S_{300\text{K}}^{300\text{K}} \approx 10^{-1} \div 10^{-2}$). Из спектров i ($\hbar\omega$) следует, что в диапазоне между $E_G^{\text{ZnSnAs}_2}$ и $E_G^{\text{CdSnP}_2}$ наблюдается высокая фоточувствительность, т. е. имеет место известный



Спектральные зависимости фоточувствительности ГП на основе *p*-ZnSnAs₂. Освещение неполяризованным излучением со стороны слоя.

для гетеропереходов «эффект окна» [7]. Преобладание фоточувствительности в области собственного поглощения веществом слоя обусловлено тем, что активная область ГП лежит большей частью в широкозонном слое.

При освещении со стороны подложки $p\text{-ZnSnAs}_2$ фоточувствительность в области $h\nu > > 0.7$ эВ (300 К) практически не проявилась, что связано с удалением области фотогенерации от активной области ГП на расстояние, превышающее длину диффузионного смещения фотоэлектронов в кристалле подложки.

Таким образом, экспериментально доказана возможность создания на кристаллах $p\text{-ZnSnAs}_2$ фоточувствительных структур, которые могут использоваться в качестве широкополосных фотопреобразователей естественного излучения. Для применения ZnSnAs_2 в поляриметрических фотодетекторах [3] еще предстоит решить проблему получения монокристаллов.

Литература

- [1] Прочухан В. Д., Рудь Ю. В. ФТП, 1978, т. 12, № 2, с. 209—213.
- [2] Брудный В. Н. Изв. вузов. Физика, 1986, № 8, с. 84—97.
- [3] Рудь Ю. В. Изв. вузов. Физика, 1986, № 8, с. 68—83.
- [4] Мезигов Р. Ф., Османов Э.-О., Рудь Ю. В. ПТЭ, 1964, № 2, с. 179—180.
- [5] Вайполин А. А., Кесаманлы Ф. П., Рудь Ю. В. Изв. АН СССР. ЖНМ, 1967, т. 3, № 6, с. 974—980.
- [6] Рудь Ю. В., Сергинов М., Скорюкин В. Е. ФТП, 1983, т. 17, № 7, с. 1264—1269.
- [7] Мильнс А., Фойгт Д. Гетеропереходы и переходы металл—полупроводник. М.: Мир, 1975, с. 430.
- [8] Рудь Ю. В., Соболев В. В., Шестацкий С. И. ФТП, 1968, т. 2, № 6, с. 745—746.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
6 июля 1987 г.

ВЛИЯНИЕ МНОГОЭЛЕКТРОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ НА УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И СПИНОВУЮ ПОЛЯРИЗАЦИЮ ОЖЕ-ЭЛЕКТРОНОВ В АТОМАХ КРИПТОНА И КСЕНОНА

М. Я. Амуся, Н. М. Кабачник, И. С. Ли,
О. В. Ли, И. П. Сажина

Недавно [1, 2] проведены вычисления параметров угловой анизотропии оже-электронов, испускаемых при столкновении пучка неполяризованных частиц с атомами благородных газов. Оказалось, что теоретические значения, найденные в рамках одночастичных приближений, отличаются от экспериментальных [3] не только по абсолютной величине, но и по знаку. Одной из причин расхождения теории и эксперимента может являться то, что в расчетах не учитывались многоэлектронные эффекты, которые играют важную роль в ряде физических процессов в атомах [4], в том числе и в оже-распадах [5].

В настоящей работе впервые изучается влияние электронных корреляций (в рамках многочастичной теории возмущений) на угловое распределение и спиновую поляризацию оже-электронов.

Угловое распределение и спиновая поляризация оже-электронов определяются параметрами α_2 и ξ_2 , которые зависят от матричных элементов оже-распада [6]. Используя приближение LS -связи для описания иона в конечном состоянии и пренебрегая спин-орбитальным взаимодействием для оже-электрона, можно записать соответствующие выражения для параметров α_2 и ξ_2 [6]

$$\alpha_2 = \sum_{l \leq l'} a_{ll'} \operatorname{Re} (M_l M_{l'}^*) \left| \sum_l b_l |M_l|^2 \right|,$$

$$\xi_2 = \sum_{l \leq l'} c_{ll'} \operatorname{Im} (M_l M_{l'}^*) \left| \sum_l b_l |M_l|^2 \right|,$$
(1)