

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

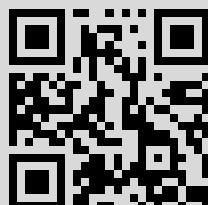
I. G. Stamov, N. N. Syrbu, S. B. Khachaturova,
SCHOTKY BARRIER
ELECTRIC FIELD EFFECT ON ZnP_2 OPTICAL
SPECTRA, *Fizika Tverdogo Tela*, 1984, Volume 26,
Issue 8, 2468–2472

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that
you have read and agreed to these terms of use
<http://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 178.168.20.213

January 6, 2021, 16:37:57



УДК 621.315.592

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ БАРЬЕРА ШОТТКИ НА ОПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ДИФОСФИДА ЦИНКА

И. Г. Стамов, Н. Н. Сырбу, С. Б. Хачатурова

Исследовано влияние электрического поля барьера Шоттки Au—ZnP₂ на водородоподобные спектры отражения и поглощения в дифосфиде цинка. Установлено влияние поля на контур экситонных спектров отражения, а также на спектры фотоответа, обусловленные участием в поглощении экситонов и биелектронно-примесного комплекса.

В ряде экспериментальных и теоретических работ [1-4] показана возможность изучения экситонных эффектов на контакте металл—полупроводник. Барьер Шоттки позволяет получать высокие и управляемые поля в области пространственного заряда (ОПЗ). В связи с этим представляет интерес изучение влияния электрического поля барьера на тонкую структуру линий поглощения и отражения кристаллов моноклинного дифосфида цинка.

В области края поглощения ZnP₂ обнаружена сходящаяся в длинноволновую сторону серия линий, описываемая водородоподобной зависимостью с отрицательной приведенной массой [5-8]. Обратная водородоподобная серия (ОВС) линий поглощения в ZnP₂ обусловлена биелектронными состояниями [7]. Взаимодействие биелектрона как целого с положительно заряженным центром приводит к образованию прямых водородоподобных серий (ПВС), расположенных у головных линий поглощения ОВС с длинноволновой области.

С коротковолновой стороны обратной водородоподобной серии проявляются экситонные линии поглощения и отражения. Экситонные оптические спектры поляризованы: в поляризации $E \parallel c$ разрешены две серии экситонных состояний A и C , в поляризации $E \perp c$ — запрещенный экситон (B) [5, 6, 8-10].

1. Методика эксперимента

Для изучения влияния электрического поля на ОВС и экситонные состояния в дифосфиде цинка использовался контакт Au—ZnP₂. Барьеры Шоттки получались методом термического распыления или электрохимического осаждения пленки золота на химически полированную поверхность кристаллов. При $d \sim 150 \text{ \AA}$ высота барьера составляла ~ 1.0 эВ. Монокристаллы ZnP₂ n -типа проводимости обладали концентрацией свободных носителей заряда $2 \cdot 10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Коэффициенты идеальности барьеров, напыленных в вакууме, принимали значения 1.07—1.17 и осажденных электрохимическим способом 1.02—1.07. Ширина области пространственного заряда составляла $\approx 10^{-4}$ см. Коэффициент поглощения в области экситонных состояний и ОВС в $E \parallel c$ изменяется в пределах $10^3 - 10^4 \text{ см}^{-1}$. Поэтому в поляризации $E \parallel c$ оптические свойства определяются узкой приповерхностной областью, параметры которой управляются барьером Шоттки. Электрическое поле прикладывалось по направлению $F \perp c$ и совпадало с направлением распространения света.

Как было показано ранее, характеристики барьеров металл—ZnP₂ в предпробойной области напряжений и температурах $\geq 80 \text{ K}$ описываются в рамках

теории термоэлектронной эмиссии электронов над барьером [11]. Поэтому максимальную величину напряженности электрического поля в барьере можно определить по известной формуле

$$E_m = \left[\frac{2qn_0(\varphi_0 - qU)}{\varepsilon} \right]^{1/2},$$

где n_0 — концентрация свободных носителей заряда; φ_0 — высота потенциального барьера, отсчитанная от дна зоны проводимости полупроводника при $U=0$; U — приложенное напряжение; ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

а) Влияние электрического поля. Спектр отражения в области А- и С-экситонных резонансов и микросерии (ПВС) у головной линии $n^0 = 4$ ОВС для монокристаллов ZnP_2 при 77 К имеют обычный вид, представленный на рис. 1, кривая 1. В результате нанесения на кристалл золотого контакта форма спектра меняется (кривая 2, $U=0$). Наблюдается рост отражательной способности коротковолнового плеча. При подаче на контакт обратного смещения -0.2 В коротковолновое плечо растет и становится интенсивнее длинноволнового. Дальнейший рост величины обратного смещения приводит одновременно с ростом коротковолнового плеча к уменьшению величины и уширению

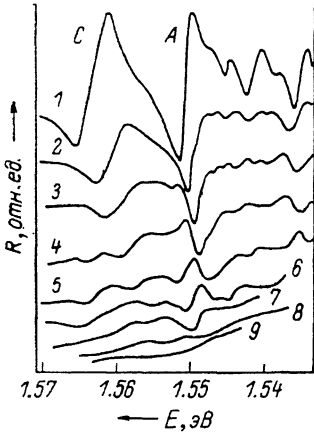


Рис. 1. Спектры отражения в области $n=4$ А- и С-экситонов.

1 — от свободной поверхности ZnP_2 ; 2—9 — от контакта Au— ZnP_2 при смещениях 0, -0.2 , -0.4 , -0.6 , -1.0 , -1.5 , -2.0 , -5.0 В соответственно, $T=77$ К.

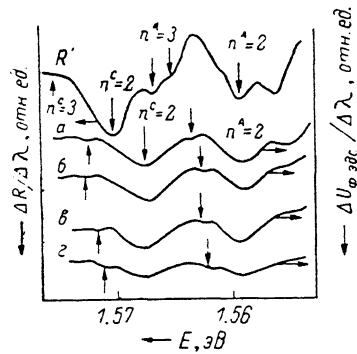


Рис. 2. Модулированные по длине волны спектры отражения в области $n=2$ и 3 А- и С-экситонов.

R' — от свободной поверхности ZnP_2 , a — z — барьера Шоттки Au— ZnP_2 при $U=0$, -0.3 , -0.6 , -1.0 В соответственно, $T=77$ К.

резонансного пика отражения. При полях $\sim 10^5$ В/см экситонные спектры отражения практически не наблюдаются. Увеличение отражательной способности коротковолнового плеча создает кажущееся смещение минимума отражения в длинноволновую сторону. Изменение спектров отражения в электрическом поле обусловлено оптической интерференцией в безэкситонном мертвом слое (МС) так же, как и в $CdS-Cu$, $ZnSe-Cu$ [1-4]. Особенно наглядно эффект интерференции проявляется в спектрах модулированного по длине волны отражения: с коротковолновой стороны основных состояний А и С при определенных смещениях четко выделяются дополнительные особенности в виде полуволн A' , A'' и т. д.

При изменении обратного смещения от 0 до -7 В электрическое поле F_s изменяется в пределах 10^4-10^5 В/см. Критическое поле $F_{кр}$, необходимое для ионизации экситона в ZnP_2 , определено из условия $qF_{кр}r_{экс} = R$ (R — энергия связи свободного экситона, $r_{экс}$ — радиус экситонной орбиты $n=1$) и составляет $F_{кр} = 3 \cdot 10^4$ В/см. Сравнение величин F_s и $F_{кр}$ допускает возможность примене-

ния в данном случае модели с мертвым приповерхностным слоем. В рамках модели МС при увеличении приложенного напряжения расширяется область пространственного заряда, возрастает электрическое поле и изгиб зон у поверхности полупроводника, что приводит к росту глубины мертвого слоя, обусловленного полевой диссоциацией. Наблюдаемое при напряжении смещения -5 В размытие структуры в спектре отражения можно объяснить увеличением параметра диссипативного затухания и длинноволновым сдвигом края основного поглощения в электрическом поле. Для того чтобы показать, что основной областью длинноволнового сдвига является ОПЗ, анализировались спектры фотоответа Au—ZnP₂, модулированные по длине волны (рис. 2). Для сравнения представлены спектры отражения свободной поверхности (кривая R') и фотоответа Au—ZnP₂ (кривые a—e), модулированные по длине волны, в области экситонных состояний $n=2$ и 3. По энергетическому положению особенностей $n=2$ и 3 A- и C-экситонных серий при полях $F_s < F_{кр}$, когда структура полос

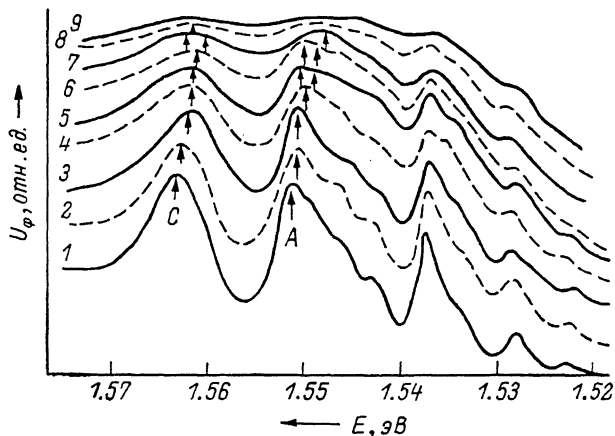


Рис. 3. Спектральное распределение фотоответа структур Au—ZnP₂ в зависимости от приложенного смещения.

1—9 — при 0, -0.5, -1.0, -1.5, -2.0, -2.5, -3.0, -4.0 и -5.0 В соответственно, $T=77$ К.

отражения еще наблюдается, рассчитаны пороговые энергии экситонных состояний и их уменьшение с ростом электрического поля. Последнее связано с длинноволновым сдвигом края основного поглощения в электрическом поле.

Изменения в спектрах отражения и модулированного по длине волны отражения в области ОВС свидетельствуют о том, что на спектрах ОВС также сказывается наличие мертвого слоя на поверхности. МС формирует коэффициент отражения и изменяет долю поглощенной энергии на рассматриваемой частоте. Зависимость спектрального распределения фотоответа диодов Au—ZnP₂ от приложенного смещения (рис. 3) показывает, что максимумы фотоэдс коррелируют со спектрами отражения. С ростом электрического поля происходит уширение пиков фотоэдс, что вызвано диссоциацией состояния, обуславливающего ОВС. При отсутствии смещения в фотоэдс обнаруживаются все линии ОВС ($n^0=9$ и 10 видны слабо). Энергетическое положение линии $n^0=4$ ОВС в поляризации E || с совпадает (перекрывается) с $n=1$ A-экситонной серии. В спектрах фотоэдс тонкая структура линий ПВС у каждой головной линии ОВС детально не проявляется даже у наиболее интенсивной линии $n^0=4$. Размытие ПВС обусловлено тем, что электрическое поле $F_s \sim 10^4$ В/см даже без смещения превышает критическое поле $F_{кр}$ существования ПВС. Действительно, энергия связи биелектрона как целого с положительно заряженным центром достаточно мала (~ 20 мэВ). Исчезновение линий ОВС наблюдается начиная с больших значений n^0 .

б) Влияние температуры. В температурном интервале 2—300 К для прямых и обратных водородоподобных серий наблюдаются две области изменения пределов сходимости: 2—77 К и 77—200 К. Пределы сходи-

Энергии пределов сходимости прямых (экситонных) и обратной водородоподобной серий линий в оптических спектрах ZnF_2 при различных концентрациях и температурах

Серия	$n, \text{см}^{-3}$	$6 \cdot 10^{14}$		$2 \cdot 10^{16}$		$2 \cdot 10^{17}$		10^{18}	
		$T, \text{К}$	$E_g, \text{эВ}$	$\Delta E, \text{мэВ}$	$E_g, \text{эВ}$	$\Delta E, \text{мэВ}$	$E_g, \text{эВ}$	$\Delta E, \text{мэВ}$	$E_g, \text{эВ}$
A	77	1.584	+10.0	1.584	—	1.584	—	1.585	—
	2	1.594		—		—		—	
C	77	1.599	+1.5	1.599	—	1.598	—	1.601	—
	2	1.601		—		—		—	
B	77	1.587	+8.6	1.587	+9.4	1.587	+9.4	1.587	+9.6
	2	1.596		1.596		1.596		1.598	
ОВС	77	1.508	-2.4	1.507	-2.4	1.507	-1.8	1.505	-1.4
	2	1.506		1.505		1.505		1.504	

мости экситонных серий и ОВС для образцов с различной концентрацией носителей, измеренных при температуре 2 и 77 К, представлены в таблице. При изменении температуры от 2 до 77 К пределы сходимости (E_g) экситонных серий A, B и C уменьшаются соответственно на 10, 1.5 ± 0.5 и 8.5 ± 0.5 мэВ. Это обусловлено тем, что валентные зоны V_1, V_2 и V_3 смещаются вверх (условно, согласно зонной схеме, рис. 4, а), а нижняя зона проводимости C_1 смещается вниз. При тех же изменениях температуры (т. е. от 2 до 77 К) предел сходимости ОВС увеличивается на (2.5 ± 0.5) мэВ.

В энергетической схеме зон смещение зоны C_1 вниз ведет к смещению донорного уровня вниз и к увеличению зазора C_1-C_2 . При росте температуры уменьшение зазора $V_1(V_2, V_3)-C_1$ и увеличение энергетического интервала C_1-C_2 наблюдается для образцов с различной концентрацией носителей (см. таблицу). При этом при 2 К увеличение концентрации приводит к более слабому изменению предела сходимости ОВС. На рис. 4, б представлено изменение энергетического положения линий $n=1$ A- B- и C-экситонных состояний от температуры.

В интервале 2—100 К изменение энергетического положения линий слабое, в интервале 100—300 К линии смещаются с большим градиентом. Из рис. 4, б следует также, что постоянная Ридберга и предел сходимости ОВС уменьшается с ростом температуры. Повышение температуры приводит к тому, что линии поглощения ОВС начинают размываться и исчезают, начиная с высоких членов серии. При температуре 145 К отсутствуют линии $n^0=9, 10, 11$. Компоненты серии также исчезают с повышением температуры и при 150 К уже не наблюдаются. При температуре 191 К обнаруживаются только компоненты линии $n^0=6$ (очень слабые) и $n^0=5$ и 4. Полученные зависимости подтверждают значения постоянных Ридберга для ПВС у $n^0=4, 5$ и 6.

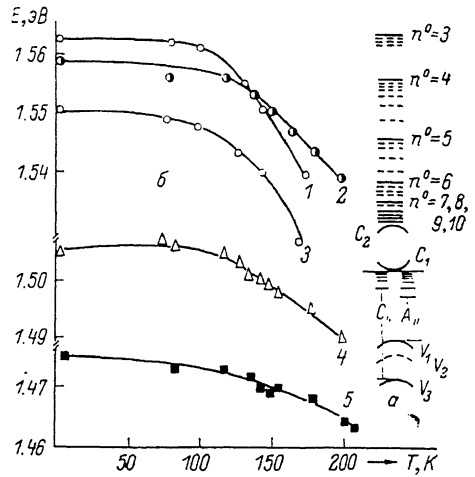


Рис. 4.

а — зонная структура и уровни экситонов и б-электронов в ZnF_2 ; б — температурные зависимости: 1—3 — $n=1$ A-, B- и C-экситонов соответственно, 2 — $n^0=4$ ОВС, 5 — E_g^{OVC} , 4 — R^{OVC} .

Л и т е р а т у р а

- [1] *Киселев В. А.* ФТП, 1979, т. 21, № 4, с. 1069—1074.
- [2] *Новиков Б. В., Павлов А. Б., Талалаев В. Г.* ФТТ, 1981, т. 23, № 4, с. 1014—1021.
- [3] *Анохин С. Б., Новиков Б. В., Талалаев В. Г.* ФТТ, 1980, т. 22, № 6, с. 1787—1791.
- [4] *Бенеманская Г. В., Новиков Б. В., Чередниченко А. Е.* ФТТ, 1977, т. 19, № 5, с. 1389—1394.
- [5] *Сырбу Н. Н., Стамов И. Г., Радауцан С. И.* Изв. АН МССР, Сер. физ.-техн. и мат. наук, 1981, № 3, с. 85—86.
- [6] *Сырбу Н. Н., Стамов И. Г., Радауцан С. И.* ДАН СССР, 1982, т. 262, № 5, с. 1138—1142.
- [7] *Селькин А. В., Стамов И. Г., Сырбу Н. Н., Уманец А. Г.* Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 35, № 2, с. 51—53.
- [8] *Сырбу Н. Н., Стамов И. Г., Радауцан С. И.* Изв. АН МССР, Сер. физ. наук, 1982, № 1, с. 27—34.
- [9] *Певцов А. Б., Пермогоров С. А., Селькин А. В., Сырбу Н. Н., Уманец А. Г.* ФТП, 1982, т. 16, № 8, с. 369—371.
- [10] *Соболев В. В., Козлов А. И., Тычина И. И., Романюк Н. А., Смоляренко Э. М.* Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 34, с. 115—118.
- [11] *Syrbu N. N., Stamov I. G., Hachaturova S. B., Umanetz A. G.* Proc. of the 1 Inter. Symp. on the «Physics and chemistry of II—V compounds», 1980, p. 247—250.

Кишиневский
политехнический институт
им. С. Лазо

Поступило в Редакцию
14 июня 1982 г.
В окончательной редакции
16 апреля 1984 г.