

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

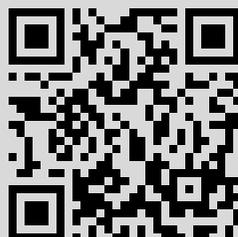
N. N. Syrbu, S. B. Khachaturova, S. I. Radautsan,
Optical anisotropy of the exciton series lines in
zinc diphosphide, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 1986,
Volume 286, Number 2, 345–347

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 4, 2021, 15:54:00



Н.Н. СЫРБУ, С.Б. ХАЧАТУРОВА,
академик АН МССР С.И. РАДАУЦАН

ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ ЛИНИЙ ЭКСИТОННЫХ СЕРИЙ В ДИФОСФИДЕ ЦИНКА

В области длинноволнового края основного поглощения дифосфида цинка моноклинной модификации наблюдается сложная структура водородоподобных серий линий поглощения. Прямая серия обусловлена возбуждением экситона, обратная водородоподобная серия (ОВС) — биелектронно-примесным комплексом [1—8].

В данной работе рассматривается зависимость экситонных спектров отражения и поглощения от ориентации волнового вектора \mathbf{K} относительно кристаллографических осей дифосфида цинка.

В поляризации $E \parallel c$ при 77К в спектрах отражения кристаллов ZnP_2 выделяются две экситонные серии. Коэффициент поглощения в поляризации $E \parallel c$ превышает 10^4 см^{-1} , и спектры пропускания в области экситонных частот не удается регистрировать даже для кристаллов толщиной несколько микрон. В поляризации $E \perp c$ коэффициент поглощения в экситонной области при 77К порядка 200—250 см^{-1} . Сильное поглощение в поляризации $E \parallel c$ обусловлено разрешением экситонными переходами $\Gamma_2 (\Gamma_7) - \Gamma_1 (\Gamma_6)$ (условно обозначен С-экситон). В поляризации $E \perp c$ этот экситонный переход запрещен (В-экситон). На рис. 1а представлены спектры отражения и пропускания в поляризациях $E \parallel c$ и $E \perp c$ соответственно при направлении распространения света $\mathbf{K} \perp c$. Энергетические положения максимумов поглощения и отражения сдвинуты друг относительно друга. Такое смещение обусловлено существованием сильного обменного взаимодействия, приводящего к расщеплению синглет-триплетных экситонных состояний $n = 1$.

Образцы ZnP_2 вырезаны из одного слитка таким образом, чтобы проводить измерения при различных ориентациях электрического вектора и направлениях распространения света. Направление распространения света указано ориентацией волнового вектора фотона \mathbf{K} относительно осей a , b и c кристалла. Изменение направления волнового вектора с $\mathbf{K} \parallel a$ на $\mathbf{K} \parallel b$ не изменяет энергетического положения $n = 1$ В-экситона. При изменении направления волнового вектора с $\mathbf{K} \perp c$ ($\mathbf{K} \parallel b$, $\mathbf{K} \parallel a$) на $\mathbf{K} \parallel c$ в спектрах поглощения энергетическое положение максимума $n = 1$ В-экситона смещается в коротковолновую сторону на 0,6 мэВ ($\Delta E'$) (рис. 1б). Малая величина смещения линии $n = 1$ экситона обусловлена малой анизотропией приведенной эффективной массы экситона. При направлении волнового вектора света $\mathbf{K} \parallel c$ в спектрах поглощения одновременно с линией $n = 1$ В-экситона обнаруживается линия $n = 1$ С-экситона. Это возможно в силу того, что в разрешенной поляризации $E \parallel c$ коэффициент поглощения в спектральной области С-экситона $K \sim \sim 10^4 \text{ см}^{-1}$. В запрещенной поляризации линия $n = 1$ проявляется как остаточная из-за нестрогой ориентации. При этом коэффициент поглощения линии $n = 1$ С-экситона становится сравним с коэффициентом поглощения линии $n = 1$ в запрещенной поляризации (В-экситон). Разница в энергетическом положении В- и С-пиков обусловлено расщеплением экситонных состояний $n = 1$ из-за обменного взаимодействия ($\Delta E_{об}$).

Изменение поляризации падающего излучения с $E \parallel a$ на $E \parallel b$ при $\mathbf{K} \parallel c$ не приводит к изменению энергетического положения $n = 1$ В-экситона, а положение $n = 1$ (1,5610 эВ) С-экситона смещается в сторону больших энергий на 3,3 мэВ (рис. 1в). Экситонный диполь запрещенного экситона ориентирован в плоскости

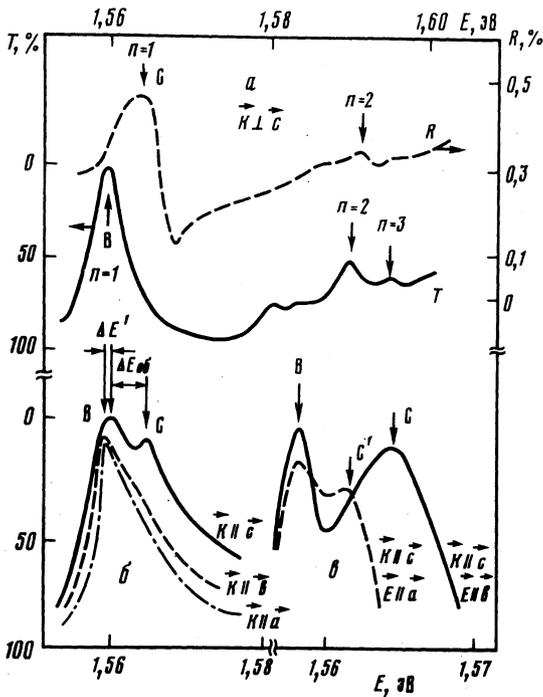


Рис. 1. Спектры отражения (R), пропускания (T) кристаллов ZnP_2 при $K \perp c$ в поляризации $E \parallel c$ и $E \perp c$ соответственно (a) и спектры пропускания в зависимости от ориентации волнового спектра K (b , ϵ)

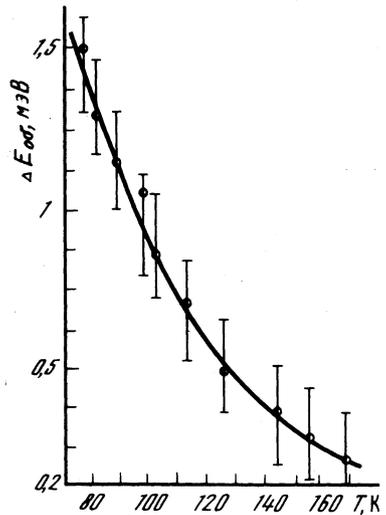


Рис. 2. Зависимость величины расщепления из-за обменного взаимодействия (ΔE_{06}) экситонной линии $n = 1$ от температуры

(ϵa) по биссектрисе, ее проекции на направления b и a одинаковы. Диполь S -экситона ориентирован под меньшим углом к оси a , и его проекция на ось a больше, чем на ось b . Это приводит к изменению энергетического положения $n = 1$ S -экситона при изменении поляризации излучения с $E \parallel b$ на $E \parallel a$ при $K \parallel c$.

Численный расчет контура отражения с учетом пространственной дисперсии и модели приповерхностной области кристалла (модель "мертвого" слоя Хаффилда-Томаса [9] с дополнительными граничными условиями Пекара [10] на внутренней границе этого слоя) позволили определить трансляционную массу экситона $M = 3m_0$ (m_0 — масса свободного электрона) [1, 7]. Постоянная Ридберга $S(V)$ -экситона для различных образцов с $n = 10^{15} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ составляла $(0,046 \pm \pm 0,002)$ эВ. Приведенная эффективная масса $\mu_1(K \perp c) = 0,338m_0$. С учетом того, что $m_n + m_p = 3m_0$, определена эффективная масса электрона m_n (зона C_1), равная $0,380m_0$, и эффективная масса дырок m_p , равная $2,620m_0$ (зона V_1). Изменение направления распространения света с $K \perp c$ на $K \parallel c$ приводит к изменению постоянной Ридберга на $0,6 \pm 0,2$ мэВ. Следовательно, анизотропия приведенной эффективной массы $\Delta\mu = \mu_{\parallel}(K \parallel c) - \mu_{\perp}(K \perp c)$ не превышает $0,003m_0$.

С увеличением температуры (77–170 К) величина расщепления линии $n = 1$ из-за обменного взаимодействия уменьшается (рис. 2). Последнее обусловлено увеличением перекрытия волновых функций, ответственных за обменное взаимодействие при повышении температуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Певцов А.Б., Пермогоров С.А., Селькин А.В. и др. – Физ. и техн. полупроводников, 1982, т. 16, № 8, с. 1399–1405.
2. Сырбу Н.Н., Стамов И.Г., Радауцан С.И. – ДАН, 1982, т. 262, № 5, с. 1138–1142.
3. Сырбу Н.Н., Стамов И.Г., Радауцан С.И. – Изв. АН МССР. Сер. физ.-техн. и матем. наук, 1981, № 3, с. 85–86.
4. Селькин А.В., Стамов И.Г., Сырбу Н.Н., Уманец А.Г. – Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, № 2, с. 51–53.
5. Сырбу Н.Н., Стамов И.Г., Радауцан С.И. – Изв. АН МССР. Сер. физ.-техн. и матем. наук, 1982, № 1, с. 27–34.
6. Соболев В.В., Козлов А.И., Тычина И.И. и др. – Письма ЖЭТФ, 1981, т. 34, № 3, с. 115–118.
7. Сырбу Н.Н. Оптоэлектронные свойства соединений группы A^2B^5 . Кишинев: Штиинца, 1983. 156 с.
8. Berg R.S., Yu P.Y., Mowles Thomas – Solid State Commun., 1983, vol. 46, № 2, p. 101–104.
9. Hopfield J.J., Thomas D.G. – Phys. Rev., 1963, vol. 132, № 2, p. 563–572.
10. Пекар С.И. – ЖЭТФ, 1958, т. 34, № 5, с. 1176–1187.