

УДК 539.2  
ББК 22.37  
Г 61

Ю.Ф. Головнев, А.Б. Лаковцев

**Конденсация магнитных экситонов в сверхрешетках  
типа ферромагнитный/парамагнитный полупроводник\***  
(Рецензирована)

**Аннотация**

*Исследуются наноразмерные гетеросистемы на основе ферромагнитных полупроводников. В них рассматривается возможность получения конденсированного состояния из нижайших по энергии триплетных экситонов. Рассчитаны основные параметры, при которых возможна экситонная бозе-конденсация.*

**Ключевые слова:** экситон, бозе-конденсация, энергия связи, время жизни.

Yu.F. Golovnev, A.B. Lakovtsev

**Condensation of magnetic excitons in superlattices  
of the ferromagnetic/paramagnetic semiconductor type**

**Abstract**

*Nanodimensional heterosystems are investigated on the basis of ferromagnetic semiconductors. In them, feasibility of obtaining the condensed condition from lowermost by energy triplet excitons is considered. Key parameters at which bose-condensation of excitons is possible are calculated.*

**Key words:** exciton, bose-condensation, energy of communication, life time.

Большинство современных как экспериментальных, так и теоретических работ в области низкоразмерных наноструктур связаны с изучением гетеросистем на основе арсенида галлия. В последнее время исследователи обратились к изучению сверхрешеток включающих ферромагнитные полупроводники. В продолжение этих работ нами изучались наноразмерные гетеросистемы типа ферромагнитный – парамагнитный полупроводники, в частности EuS/SmS, EuS/PbS, которые удовлетворяют всем требованиям при моделировании сверхрешеток по Кремеру и Алферову [1-3]. Для таких наносистем уже проведен анализ минизонной структуры, транспортных свойств с учетом спиновой поляризации носителей тока и предприняты первые попытки оценить условия образования в них экситонов высокой плотности [4-6].

Коллективные свойства экситонов интенсивно изучаются с момента предположения о возможности их бозе-конденсации (БК) и сверхтекучести [7, 8]. Особый интерес представляет изучение конденсации экситонов в низкоразмерных полупроводниковых гетеросистемах [9-11]. Получению БК в экситонной системе благоприятствуют малая масса частиц, а следовательно, сравнительно высокие температуры перехода, возможность изменять плотность экситонного газа, наличие собственной экситонной люминесценции, анализ спектра которой позволяет отслеживать распределение квазичастиц по энергии, а также фиксировать сам факт БК. И, наконец, для реализации конденсированной фазы экситоны должны обладать большой энергией связи, силой осциллятора и временем жизни [6].

Если для получения БК использовать только одиночные квантовые ямы, то исследователь сталкивается с тем, что время жизни экситонов в них мало (порядка 50 нс при температуре 350 мК) [12] и недостаточно для охлаждения газа экситонов до критиче-

---

\*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 08-01-00790-а.

ской температуры. Далее, для увеличения времени жизни экситонов необходимо использовать гетеросистемы, в которых электроны и дырки находятся в разных квантовых ямах, т.е. разделены барьером и образуют пространственно непрямой триплетный экситон и перекрытие волновых функций электрона и дырки экспоненциально уменьшается с увеличением расстояния между ними. Это приводит к значительному увеличению времени жизни экситона. В работе [8] было обнаружено, что время жизни таких экситонов может на несколько порядков возрасти по сравнению со временем жизни экситонов в одиночной квантовой яме.

Критическая температура  $T_{BC}$ , при которой зарождается БК, зависит от плотности экситонного газа  $n$  и эффективной массы  $m^*$  частиц его составляющих [10]:

$$T_{BC} \sim \frac{\hbar^2}{m^*} n^{2/3}, \quad (1)$$

где  $\hbar$  – постоянная Планка. Очевидно, что наблюдать БК при высоких температурах (близких к комнатным) можно только в системах, состоящих из легких бозонов, эффективная масса которых сравнима с массой свободного электрона – экситонов Ванье-Мотта или поляритонов. С этой точки зрения наиболее перспективными являются наноструктуры на основе ферромагнитных полупроводников типа EuO, EuS, SmS.

В сверхрешетках из ферромагнитного (EuS) и парамагнитного (PbS) полупроводников создаются стабильные экситонные состояния с высокой энергией связи и силой осциллятора. В таких гетероструктурах электроны и дырки могут локализовываться в различных «закрытых» [9] квантовых ямах, образованных  $4f^7$ - уровнями в запрещенных зонах барьерных слоев халькогенида европия.

Они связываются в непрямые триплетные экситоны (рис. 1) с большим временем жизни, вследствие слабого перекрытия волновых функций. Причиной этого является парамагнитный слой, разделяющий квантовые ямы [13-15]. Дипольный момент межъямных экситонов в основном состоянии препятствует связыванию их в молекулы. Такие экситоны накапливаются и охлаждаются до температур, при которых возможна БК. Для нанослоев из халькогенида европия эти температуры оказываются не ниже 16К.

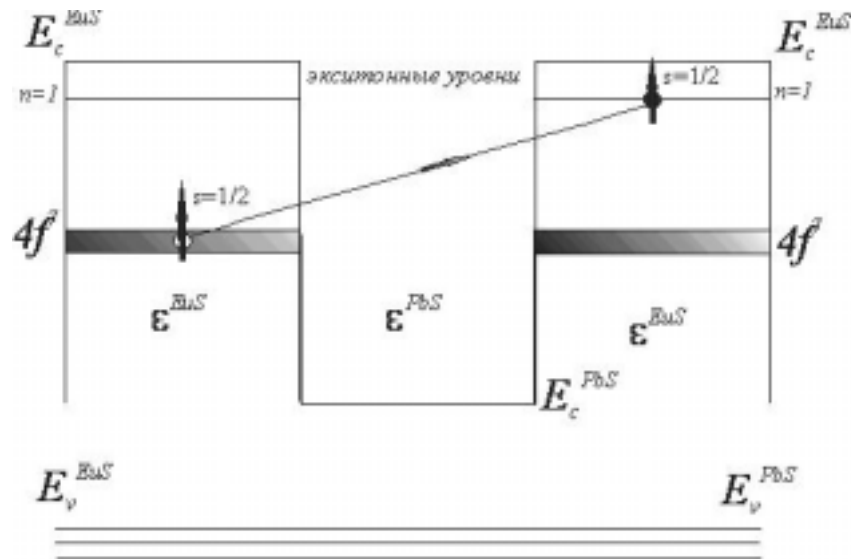


Рис. 1. Образование межъямного триплетного магнитного экситона в нанослоях моносульфида европия

В наших исследованиях в гетероструктуре EuS/PbS/EuS изучалась система взаимодействующих между собой частиц (экситонов), создаваемых внешней накачкой. Если выполняется условие  $\partial n / \partial t = 0$ , т.е. скорость генерации частиц не зависит от вре-

мени, то в системе устанавливается стационарное состояние, при котором число возникающих и диссоциирующих частиц находится в динамическом равновесии. Хотя само стационарное состояние может изменяться из-за конечности времени жизни этих квазичастиц.

Тяжелая дырка магнитного экситона находится в узкой  $4f$ - зоне сульфида европия, поэтому такое возбуждение является статическим образованием. Оптически активный электрон  $d-d$  типа (рис. 2) обладает тем же типом симметрии, что и дырка ( $^7P$ ) и локализуется в точке  $X_3$ . Энергия магнитного экситона включает в себя энергию  $d-f$  обменного взаимодействия:

$$H = -2 \sum_n J_{in}^d y_i \mathbf{S}_n, \quad (2)$$

где  $y_i$  и  $\mathbf{S}_n$  – спиновые операторы электрона магнитного экситона и  $4f$ - атомов Eu в  $n$ -м узле,  $J_{in}^d$  – константа обменного взаимодействия.

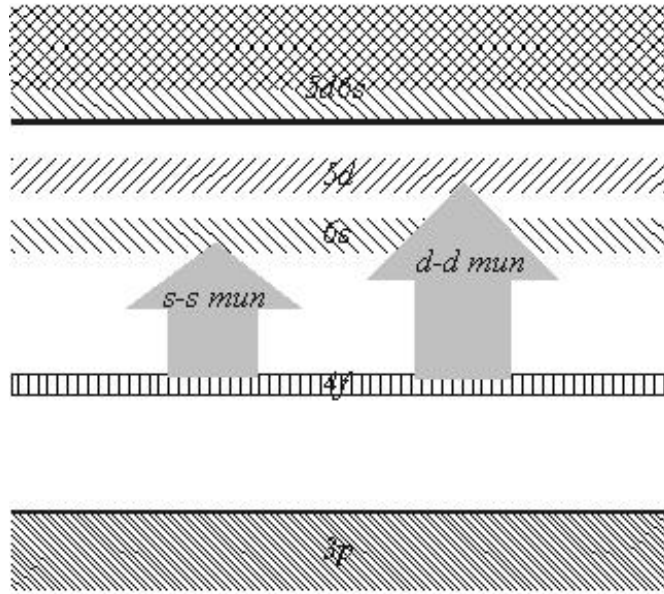


Рис. 2. Схема энергетических уровней моносульфида европия в соответствии с моделью магнитного экситона

Собственные значения энергии системы для гамильтониана (2) можно получить, используя соответствующий базис волновых функций [16]:

$$\langle \Psi^{S_c, S_c+1, +} | 2y \mathbf{S}_c | \Psi^{S_c, S_c+1, +} \rangle = S_c, \quad (3)$$

$$\langle \Psi^{S_c, S_c+1, -} | 2y \mathbf{S}_c | \Psi^{S_c, S_c+1, -} \rangle = -(S_c + 1), \quad (4)$$

$$\langle \Psi^{S_u, S_u+1, +} | 2y \mathbf{S}_u | \Psi^{S_u, S_u+1, +} \rangle = S_u, \quad (5)$$

$$\langle \Psi^{S_u, S_u+1, -} | 2y \mathbf{S}_u | \Psi^{S_u, S_u+1, -} \rangle = -(S_u + 1), \quad (6)$$

где  $S_c = 7/2$  – спин центрального иона европия,  $S_u = 42$  – сумма спинов ближайших двенадцати соседей. Тогда собственные значения энергий для состояний (3) – (6) будут равны:

$$E | \Psi^{S_c, S_c+1, +} \rangle = -7/2 J_0 - 42 J_1, \quad (7)$$

$$E | \Psi^{S_c, S_c+1, -} \rangle = -7/2 J_0 + 43 J_1, \quad (8)$$

$$E | \Psi^{S_u, S_u+1, +} \rangle = 9/2 J_0 - 42 J_1, \quad (9)$$

$$E | \Psi^{S_u, S_u+1, -} \rangle = 9/2 J_0 + 43 J_1. \quad (10)$$

Величину обменного интеграла (при поглощении) можно определить как

$$I_{df} = \sum_n J_{in}^d = 57,161 \text{ мэВ},$$

где  $\sum_n$  – сумма по ближайшим соседям.

Величина обменного интеграла, полученная при анализе спектра испускания, оказалась равной 97,582 мэВ. Различие в значениях можно объяснить, если учесть, что при образовании экситона его электрон воздействует на ближайшее окружение центрального иона, поэтому процесс рекомбинации происходит в условиях искаженной решетки. В итоге, к моменту аннигиляции, волновая функция электрона простирается на большее расстояние, чем в момент рождения.

Энергия связи экситона, т.е. разность между максимальным и минимальным значением энергии оказалась равной  $\Delta E = 0,4$  эВ.

Излучательное время жизни экситонов с образованием фотона можно оценить исходя из процесса одноэкситонной рекомбинации [11]:

$$\tau_{phot} = \frac{\pi c}{L^2 k_0^2}, \quad (11)$$

где  $L$  – эффективная константа взаимодействия.

При диссоциации экситонов с участием фононов время жизни равно [17]:

$$\tau_{phon} = \frac{(2\pi\hbar)^{3/2} e^{\frac{E}{kT}}}{\sqrt{3}(kT)^2 \mu \sigma}, \quad (12)$$

где  $E$  – энергия связи экситона,  $\mu = \frac{m_e m_h}{m_e + m_h}$  – приведенная масса экситона,  $\sigma$  – эффективное сечение взаимодействия с фононом.

Как видно из расчетов для сульфида европия (рис. 3), в области гелиевых температур наблюдается значительный рост времени жизни, вплоть до  $\tau_{phon} = 10$ с (в районе абсолютного нуля). Энергия связи триплетных экситонов, определяемая полным спектром, т.е. с учетом зееманского расщепления, оказалась равной 0,6 эВ.

С повышением температуры наблюдается заметное уменьшение времени жизни. По-видимому, это связано с тем, что расчетная формула (12) не позволяет оценить его для высоких температур. Следует заметить для сравнения, что экспериментальное измерение времени жизни экситонов в  $\text{Cu}_2\text{O}$  оказалось значительно ниже:

$$\tau_{phot} \approx \tau_{phon} \approx 10^{-5} \text{ с}.$$

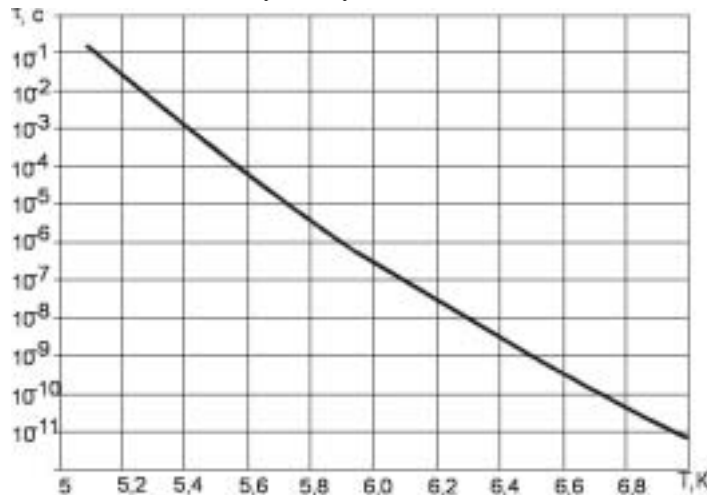


Рис. 3. Время жизни экситонов в зависимости от температуры

Аналогично можно предположить, что  $\tau_{phot}$  для халькогенида европия также будет на несколько порядков превышать соответствующее значение в  $\text{Cu}_2\text{O}$ . Причиной этого является, прежде всего, гигантское значение силы осциллятора экситонного перехода в ферромагнитных полупроводниках [18]:

$$f_{mn} = \frac{2m(E_m - E_n)}{\hbar^2} \left| \langle \psi_m^* | U_{mn} | \psi_n \rangle \right|^2, \quad (13)$$

где  $\psi_n^*$  и  $\psi_m$  – волновые функции исходного и конечного состояний, которые подбирались авторами работы [19] в виде:

$$\Psi_n = c_1 \phi_1 \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} + c_2 \phi_2 \begin{vmatrix} \phi_1 \\ 0 \\ -\phi_1 \\ 0 \end{vmatrix} + c_3 \phi_3 \begin{vmatrix} 0 \\ (i/\sqrt{3})(\varepsilon_2 + i\varepsilon_1) \\ i\varepsilon_3/\sqrt{3} \\ 0 \end{vmatrix} + c_4 \phi_4 \begin{vmatrix} 0 \\ (2/\sqrt{15})(\varepsilon_1 - i\varepsilon_2) \\ (1/\sqrt{15})i\varepsilon_3 \\ -(1/\sqrt{5})(\varepsilon_1 - i\varepsilon_2) \end{vmatrix},$$

$$\Psi_m = c_1 \phi_1 \begin{vmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} + c_2 \phi_2 \begin{vmatrix} 0 \\ -\phi_1 \\ 0 \\ -\phi_2 \end{vmatrix} + c_3 \phi_3 \begin{vmatrix} -(\varepsilon_1 + i\varepsilon_2)/\sqrt{3} \\ 0 \\ 0 \\ i\varepsilon_3/\sqrt{3} \end{vmatrix} + c_4 \phi_4 \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ -(1/\sqrt{5})(\varepsilon_1 - i\varepsilon_2) \\ -i(\sqrt{3/5})\varepsilon_3 \end{vmatrix},$$

где  $\varepsilon_1 = yz$ ,  $\varepsilon_2 = xz$ ,  $\varepsilon_3 = xy$  – базисные функции представления  $\Gamma'_{25}$ , либо

$\varepsilon_1 = z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2)$ ,  $\varepsilon_2 = \frac{\sqrt{3}}{2}(x^2 - y^2)$  – базисные функции представления  $\Gamma_{12}$ ,

$\phi_1 = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-r/r_1} r_1^{-3/2}$ ,  $\phi_2 = \frac{1}{3\sqrt{\pi}} e^{-r/r_2} r_2^{-7/2}$ ,  $\phi_3 = \sqrt{\frac{2}{3\pi}} e^{-r/r_2} r_2^{-7/2}$ ,  $\phi_4 = \sqrt{\frac{2}{3\pi}} e^{-r/r_3} r_3^{-7/2}$ .  $c_1, c_2, c_3, c_4$  – константы, удовлетворяющие условию нормировки:

$$\sum_{i=1}^4 c_i^2 = 1.$$

Действительно, из численных расчетов для разрешенного перехода  $\Gamma'_{25} \rightarrow \Gamma_{12}$  было получено значение силы осциллятора  $f \sim 0,02$ , что на четыре порядка выше, чем для  $\text{Cu}_2\text{O}$ .

Тот же результат можно получить, проводя вычисления силы осциллятора, используя полуэмпирическую формулу [20]:

$$f = mc(\pi e^2 N)^{-1} \int \alpha d\nu,$$

где  $N$  – концентрация ионов;  $\alpha$  – коэффициент поглощения,  $\nu$  – частота света.

Результаты расчетов позволяют сделать следующие выводы:

– процесс БК должен быть обнаружен в интервале экситонных плотностей от  $10^9 \text{ см}^{-2}$  до  $10^{12} \text{ см}^{-2}$  при температуре не выше 16К;

– в области гелиевых температур время жизни экситонов в ферромагнитных полупроводниках достигает 10с;

– экситонным комплексам в ферромагнитных полупроводниках (связь их с магнонами) соответствует гигантская сила осциллятора.

На их основе можно предложить следующую фазовую диаграмму конденсации межъямных экситонов в сульфиде европия (рис. 4):

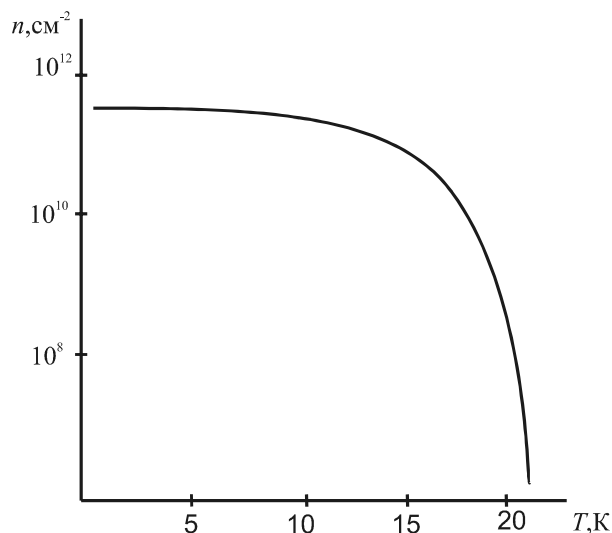


Рис. 4. Фазовая диаграмма конденсации экситонов

Все это дает возможность заключить, что гетероструктуры на основе ферромагнитных полупроводников с гигантской силой осциллятора экситонного перехода оказываются наиболее перспективными с точки зрения возможности получения в них БК.

#### Примечания:

#### References:

1. Алферов Ж.И. Двойные гетероструктуры: концепция и применения в физике, электронике и технологии // УФН. 2002. Т. 172, Вып. 9. С. 1068-1086.
1. Alfyorov Zh.I. Double heterostructures: the concept and applications in the physics, electronics and technology // UFN. 2002. Vol. 172, Iss. 9. P. 1068-1086.
2. Кремер Г. Квазиэлектрическое поле и разрывы зон // УФН. 2002. Т. 172, вып. 9. С. 1087-1101.
2. Kremer G. Quazielectric field and ruptures of zones // UFN. 2002. Vol. 172, Iss. 9. P. 1087-1101.
3. Головнев Ю.Ф., Парамонов А. В. Расчет зонной структуры в приближении огибающей функции для сверхрешеток из магнитных полупроводников // Современные проблемы математики, механики, информатики: тез. докл. Всерос. науч. конф. Тула, 2002, С. 89–91.
3. Golovnev Yu.F., Paramonov A.V. Calculation of zone structure in approximation of bending around function for superlattices from magnetic semiconductors // Modern problems of mathematics, mechanics, computer science: Abstracts. Russian Sci. Conf. Tula, 2002. P. 89–91.
4. Головнев Ю.Ф., Никольская Л.В., Ермолов А.В. Резонансное туннелирование в сверхрешетках на основе ферромагнитных полупроводников // Фундаментальные и прикладные проблемы физики: тез. докл. 4-ой Междунар. конф. Саранск, 2003, С. 95.
4. Golovnev Yu.F., Nikolskaya L.V., Yermolov A.V. Resonant tunneling in superlattices on the basis of ferromagnetic semiconductors // Fundamental and applied problems of physics: Abstracts. 4th Intern. Conf. Saransk, 2003, P. 95.
5. Головнев Ю.Ф., Никольская Л.В., Ермолов А.В. Решение системы волновых уравнений для периодических структур методом трансферных матриц // Известия ТГУ. Сер. Математика. Механика. Информатика. 2003. Т. 9, вып. 2. С. 47-52.
5. Golovnev Yu.F., Nikolskaya L.V., Yermolov A.V. The solution of system of the wave equations for periodic structures by a method of transferred matrixes // News TGU. Ser. Mathematics. Mechanics. Computer science. 2003. Vol. 9, Iss. 2. P. 47-52.
6. Головнев Ю.Ф., Никольская Л.В. Экситоны в сверхрешетках PbS-EuS // Известия ТГУ. Сер. Математика. Механика. Информатика. 2005. Т. 11, вып. 5. С. 104-110.
6. Golovnev Yu.F., Nikolskaya L.V. Excitons in superlattices PbS-EuS // News of TGU. Ser. Mathematics. Mechanics. Computer science. 2005. Vol. 11, Iss. 5. P. 104-110.
7. Blatt J.M., Bower J.M. Brandt W. Bose-Einstein Condensation of Excitons // Phys. Rev. 1962. Vol.126. P. 1691-1692.
7. Blatt J.M., Bower J.M. Brandt W. Bose-Einstein Condensation of Excitons // Phys. Rev. 1962. Vol.126. P. 1691-1692.

8. Москаленко С.А. Обратимые оптико-гидродинамические явления в неидеальном экситонном газе // ФТТ. 1962. Т. 4, вып. 1. С. 276.
9. Головнев Ю.Ф., Лаковцев А.Б. Прямые и межъямные экситоны в гетероструктурах на основе редкоземельных полупроводников // Известия ТулГУ. Сер. Естественные науки. 2008. Т. 1, вып. 1. С. 126-136.
10. Бозе-конденсация межъямных экситонов в двойных квантовых ямах / А.В. Ларионов, В.Б. Тимофеев, П.А. Ни, С.В. Дубонос, Хвам И., К. Соренсен // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 75, вып. 11. С. 689-694.
11. Лозовик Ю.Е., Овчинников Ю.Е. Стимулированное многофотонное излучение экситонным бозе-конденсатом // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 75, вып. 11. С. 603-608.
12. Свидетельство конденсации экситонов в двойных квантовых ямах / Л.В. Бутов, А. Цренер, М. Хагн, Г. Абштрайтер, Г. Бом, Г. Вайман // УФН. 1996. Т. 166, вып. 7. С. 801-803.
13. Головнев Ю.Ф., Никольская Л.В. Прямые и межъямные экситоны в магнитных наноструктурах // Известия РАН. Физика. 2007. Т. 71, вып. 11. С. 1664-1666.
14. Golovnev J.F., Lakovtsev A.B. Heterostructures from magnetic and paramagnetic semiconductors for spintronics // Physics of electronic materials PHYEM: rap. thes. 3<sup>rd</sup> Int. conf. Kaluga, 2008. С. 244-247.
15. Головнев Ю.Ф., Лаковцев А.Б. Коллективные свойства триплетных экситонов в гетероструктурах на основе ферромагнитных полупроводников // Новое в магнетизме и магнитных материалах: материалы XXI Междунар. шк.-семинара НМММ / МГУ. М., 2009. С. 606-607.
16. Yanase A., Kasuya T. Mechanisms for the Anomalous Properties of Eu-Chalcogenides Alloys // Phys. Soc. Japan. 1968. Vol. 25. P. 1025-1042.
17. Нокс Р. Теория экситонов. М., 1966. 219 с.
18. Рашба Э.И. Гигантские силы осцилляторов, связанные с экситонными комплексами // ФТП. 1974. Т. 8, вып. 7. С. 1241-1256.
19. Бир Г.Л., Пикус Г.Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 584 с.
20. Метфессель Э., Маттис Д. Магнитные полупроводники. М., 1972. 406 с.
8. Moskalenko S.A. Reversible optic-hydrodynamic phenomena in nonideal exciton gas // FTT. 1962. Vol. 4, Iss. 1. P. 276.
9. Golovnev Yu.F., Lakovtsev A.B. Straight line and interwell excitons in heterostructures on the basis of rare-earth semiconductors // Izvestiya TulGu. Ser. Natural sciences. 2008. Vol. 1, Iss. 1. P. 126-136.
10. Bose-condensation of interwell excitons in double quantum wells / A.V.Larionov, V.B.Timofeev, P.A.Ni, S.V.Dubonos, Hvam I., K.Sorensen // Letters in ZHETF. 2002. Vol. 75, Iss. 11. P. 689-694.
11. Lozovik Yu.E., Ovchinnikov Yu.E. Stimulated multiphoton radiation by exciton bose-condensate // Letters in ZHETF. 2002. Vol. 75, Iss. 11. P. 603-608.
12. Evidence of exciton condensation in double quantum wells / L.V. Butov, A. Tsrener, M. Hagn, G. Abshtraiter, G. Bom, G. Vayman // UFN. 1996. Vol. 166, Iss. 7. P. 801-803.
13. Golovnev Yu.F., Nikolskaya L.V. Straight line and interwell excitons in magnetic nanostructures // News of the Russian Academy of Sciences. Physics. 2007. Vol, 71, Iss. 11. P. 1664-1666.
14. Golovnev Yu.F., Lakovtsev A.B. Heterostructures from magnetic and paramagnetic semiconductors for spintronics // Physics of electronic materials PHYEM: rap. thes. 3<sup>rd</sup> Int. conf. Kaluga, 2008. P. 244-247.
15. Golovnev Yu.F., Lakovtsev A.B. Collective properties of triplet excitons in heterostructures on the basis of ferromagnetic semiconductors // New in magnetism and magnetic materials: Materials of XXI Intern. School-Seminar NMMM / Moscow State University. M., 2009. P. 606-607.
16. Yanase A., Kasuya T. Mechanisms for the Anomalous Properties of Eu-Chalcogenides Alloys // Phys. Soc. Japan. 1968. Vol. 25. P. 1025-1042.
17. Nox R. The exciton theory. M., 1966. 219 pp.
18. Rashba E.I. Huge force of oscillators related to exciton complexes // FTP. 1974. Vol. 8, Iss. 7. P. 1241-1256.
19. Bir G. L, Pikus G. E. Symmetry and deformation effects in semiconductors. M., 1972. 584 pp.
20. Metfessel E., Mattis D. Magnetic semiconductors. M., 1972. 406 pp.