

ионы европия связаны t_{2g} -орбиталями и катион-катионное перекрытие приводит к понижению энергии $5d$ -состояния на $0,5 \text{ эВ}$. Энергетический интервал между $5d-t_{2g}$ и $4f^7$ -уровнями дает для края поглощения $E_g = 1,1 \text{ эВ}$. У SrO возбуждение из p^6 -состояний в зону проводимости определяется энергией $5,7 \text{ эВ}$.

Оказалось, что красное смещение имеет порядок $2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ и слишком велико для объяснения обменным расщеплением основного $4f$ -состояния, имеющего для окисла европия лишь порядок 10^2 см^{-1} . В таком случае красное смещение должно быть свойством возбужденного состояния: электрон в возбужденном состоянии является блоховским, и смещение запрещенной зоны вызывается поляризацией электронов внутриатомным обменом. Корреляция между ионными спинами модулирует зону проводимости и там, где направления спинов совпадают, возникают связанные состояния [3]. Теоретические расчеты согласуются с экспериментом, если для обменного интеграла использовать значение $0,2 \text{ эВ}$ и для объяснения края поглощения применять модель локализованных экситонных $4f-5d$ переходов, где наибольшая сила осциллятора соответствует $5d-5d$ -экситонам.

Обменное взаимодействие между магнитными ионами Eu^{2+} снимает запрет по спину и приводит к образованию обменно-связанных ионных пар, соответствующий оператор для которых имеет вид

$$\hat{V}_{S_i S_j} = A \hat{S}_i \hat{S}_j, \quad (1)$$

где A – обменный интеграл, \hat{S}_i и \hat{S}_j – спиновые операторы. Энергию расщепления можно записать как $\frac{1}{2} A S(S+1)$. Здесь S – собственное значение полного спинового момента обменно-связанной пары ионов. В случае ферромагнитной связи в паре $A > 0$ наименьшей из компонент расщепления будет состояние с минимальным возможным спином, т.е. $S = |S_i - S_j|$. Для ионов Eu^{2+} в основном состоянии $S_i = S_j = 7/2$. При поглощении света в паре возбуждается один ион и мы имеем $S_i = 7/2$, а $S_j = 5/2$. При этом наблюдаются четыре интенсивные линии поглощения, соответствующие правилу отбора $\Delta S = 0$, что свидетельствует о значительной роли обменного взаимодействия и снятия запрета по спину. В общем случае влияние обменного взаимодействия между спинами

$$\hat{H}_{ia} = - \sum_{j>i} 2A(ji) \hat{S}_i \hat{S}_j \quad (2)$$

на спин \hat{S}_j j -го иона учтем введением молекулярного поля

$$\vec{H}_{\text{mol}}(j) = \frac{- \sum_i 2A(ji) \langle S_i \rangle}{2\mu_B}, \quad (3)$$

которое действует на S_j . Здесь μ_B – магнетон Бора, а операторы спина \hat{S}_i соседних ионов заменены их средним значением $\langle S_i \rangle$ в наименьшем состоянии. Теперь спиновое вырождение основного состояния j -го иона снято полем $\vec{H}_{\text{mol}}(j)$ благодаря зеемановскому расщеплению

$$\hat{H}(j) = 2\mu_B \bar{S}_j \bar{H}'_{i\bar{i}}(j). \quad (4)$$

Обменный интеграл для возбужденного состояния будет другим и тогда

$$\hat{H}'(j) = E_{0j} + 2\mu_B \bar{S}_j \bar{H}'_{i\bar{i}}(j). \quad (5)$$

где E_{0j} – энергия возбуждения экситона, а $\bar{H}'_{i\bar{i}}(j)$ определяется выражение (3).

Если j -й ион возбуждается при поглощении света и переходит в состояние с $S' = S - 1$, то это возбуждение не остается локализованным и взаимодействие между ионами обеспечивает перенос возбуждения. Взаимодействие связывает состояния с различной спиновой мультиплетностью и само зависит от спина. Тогда можно записать

$$V(ij) = K_{ji} B_j^+ B_i + K_{ij} B_i^+ B_j, \quad (6)$$

где K_{ji} – интеграл переноса между j -м и i -м ионами, B_j^+ – оператор рождения экситона в узле j . Перенос экситона за счет этого взаимодействия оказывается возможным для пары ферромагнитно взаимодействующих ионов. В процессе перехода величины $S_j + S_i$ должны сохраняться. Используя эти соотношения, запишем выражения для экситонного гамильтониана:

$$\hat{H} = \sum_j \left\{ E_{0j} + 2\mu_B \left(\bar{S}'_j \bar{H}'_{i\bar{i}}(j) + \bar{S}_j \frac{\sum_i 2A(ji) \langle S_i \rangle}{2\mu_B} \right) \right\} B_j^+ B_j + \sum_{j>i} V_{ji}. \quad (7)$$

Электронные возбуждения кристалла EuO определяются диагонализацией оператора \hat{H} . В этом кристалле при температуре ниже $70K$ действует обменное (молекулярное) поле $\bar{H}'_{i\bar{i}}$. В основном состоянии ион Eu^{2+} имеет спин $S = 7/2$, а в возбужденном состоянии $(S-1) = 5/2$. Оператор энергии возбужденных состояний f можно записать в виде

$$\Delta \hat{H} = \sum_{n_j, f} (E_j^f + D_j^f) B_{n_j}^+(f) B_{n_j}(f) + \sum_{n_j, m_j} ' \sum_f M_{n_j, m_j}(f) B_{n_j}^+(f) B_{m_j}(f), \quad (8)$$

где $E_j^f = E_j - \mu_B [(S-1)g_f - Sg_0] \cdot H_{i\bar{i}}$ – энергия f -го возбуждения иона j , находящегося в молекулярном поле $\bar{H}'_{i\bar{i}}$; g_f и g_0 – множители Ланде в возбужденном и основном состояниях; D_j^f – изменение энергии взаимодействия иона j с окружающими ионами при переходе в f -ое возбужденное состояние, которое выразим через интеграл обменного взаимодействия $A^f(ji)$ между j -м ионом ячейки n и i -м ионом ячейки m

$$D_j^f = \sum_{n_j, m_i} A_{n_j, m_i}^f, \quad (9)$$

явный вид которого можно найти в работе [4]. Матричный элемент перехода f -го возбуждения с иона n_j на ион m_i имеет вид

$$M_{n_j, m_i}^{ff} = \left\langle \varphi_{n_j}^f \varphi_{m_i}^{(0)} \left| V_{n_j, m_i} \right| \varphi_{m_i}^f \varphi_{n_j}^{(0)} \right\rangle, \quad (10)$$

где V_{n_j, m_i} – оператор взаимодействия ионов Eu^{2+} , а M_{n_j, m_i}^{ff} – определяет обменное взаимодействие возбужденного иона с невозбужденным и зависит от перекрытия волновых функций этих ионов.

В уравнении (8) перейдем к экситонному представлению с помощью преобразования

$$B_{n_j}(f) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\vec{k}} e^{i\vec{k}\vec{r}_{n_j}} B_{\vec{k}_j}(f), \quad (11)$$

$$\Delta\hat{H} = \sum_{\vec{k}, f} \sum_{j, i} [(E_j^f + D_j^f)\delta_{ji} + \zeta_{ji}(\vec{k}, f)] B_{\vec{k}_j}^+(f) B_{\vec{k}_i}(f), \quad (12)$$

где

$$\zeta_{ji}(\vec{k}, f) = \sum_{n_j, m_j} M_{n_j, m_j}^{ff} e^{i\vec{k}(\vec{r}_{n_j} - \vec{r}_{m_j})}. \quad (13)$$

Возбужденные состояния, соответствующие f -му возбуждению, образуют систему уровней, которые можно найти из гамильтониана

$$\Delta\hat{H}_f = \sum_{\vec{k}, j, i} [(E_j^f + D_j^f)\delta_{ji} + \zeta_{ji}(\vec{k}, f)] B_{\vec{k}_j}^+(f) B_{\vec{k}_i}(f), \quad (14)$$

переходящего с помощью канонического преобразования

$$B_{\vec{k}_j}(f) = \sum_{\mu} u_{\mu_j}(\vec{k}, f) A_{\vec{k}\mu}(f) \quad (15)$$

к диагональному виду

$$\Delta\hat{H}_f = \sum_{\vec{k}, \mu} E_{\mu}(\vec{k}, f) A_{\vec{k}\mu}^+(f) A_{\vec{k}\mu}(f), \quad (16)$$

где энергетический спектр $E_{\mu}(\vec{k}, f)$ и матричные элементы $u_{\mu_j}(\vec{k}, f)$ можно определить из системы уравнений

$$\sum_i \{ \zeta_{ji}(\vec{k}, f) - \delta_{ji} E_{\mu}(\vec{k}, f) \} u_{\mu_j}(\vec{k}, f) = 0, \quad (17)$$

в которой каждому возбужденному состоянию f соответствует μ экситонных зон с несколькими подуровнями, различающихся значениями \vec{k} , а оператор электродипольного взаимодействия света с ионами европия имеет вид

$$\hat{H}_{\text{int}}^{(e)} = \frac{1}{\hbar\omega\sqrt{N}} \sum_{\vec{k}, f, \mu} E^f [\vec{E}\vec{D}_{\mu}^e(\vec{k}, f)] A^+(\vec{k}, f) e^{-i\alpha} + \text{y.c.}, \quad (18)$$

где

$$\vec{D}_{\mu}^e(\vec{k}, f) = \sum_{n_j} \vec{\alpha}_{n_j}(f) u_{\mu_j}^*(\vec{k}, f) e^{-i\vec{k}\vec{r}_{n_j}}, \quad \vec{\alpha}_n(f) = \left\langle \varphi_n^f \left| \sum_j \vec{r}_{n_j} \right| \varphi_n^0 \right\rangle. \quad (19)$$

Интенсивность возбуждений пропорциональна квадрату модуля (19)

$$W_{\mu f}^e \sim \left| \vec{E}\vec{D}_{\mu}^e(0, f) \right|^2, \quad (20)$$

где \vec{E} – напряженность электрического поля возбуждающей световой волны.

Возбужденные экситонные состояния зависят от положения ионов европия в кристаллической решетке и от величины и направления молекулярного поля $\vec{H}_{mol}(j)$. Поэтому электронные состояния иона Eu^{2+} классифицируются в первом приближении по неприводимым представлениям группы O_n^s , и в основном состоянии Γ_{25} он имеет спин $7/2$. При температуре ниже 70K спины всех ионов европия направлены вдоль оси третьего порядка $[111]$ под действием обменного поля $H_{mol} > 10^6 \text{ Э}$. Возбужденное состояние иона Eu^{2+} имеет спин $5/2$ и относится к неприводимому представлению Γ_{12} . Обменное поле снимает вырождение по спину. Нижайшие уровни в основном и возбужденном мультиплетных состояниях соответствуют максимальным проекциям $7/2$ и $5/2$. В этом случае оператор имеет вид:

$$\Delta\hat{H}(\vec{k}, f) = \sum_{j,i} \{ [E_j(\vec{k}, f) + D_j^f] \delta_{ji} + \zeta_{ji}(\vec{k}, f) \} B_{\vec{k}_j}^+(f) B_{\vec{k}_i}(f), \quad (21)$$

где $E_j(\vec{k}, f) = E_j^f + D_j^f + \zeta_{ji}(\vec{k}, f)$, а гамильтониан (21) диагонализуется при переходе к операторам $A_{\vec{k}\mu}$

$$B_{\vec{k}_j}(f) = \sum_{\mu=1}^2 u_{\mu_j} A_{\vec{k}\mu}(f)$$

с унитарной матрицей u_{μ_j} :

$$\Delta\hat{H}(\vec{k}, f) = \sum_{\mu} E_{\mu}(\vec{k}, f) A_{\vec{k}\mu}^+(f) A_{\vec{k}\mu}(f). \quad (22)$$

В ферромагнитных полупроводниках EuO необходимо учитывать только обменное взаимодействие центрального иона европия n_j с 12 ближайшими соседями n_i одной элементарной ячейки n . Обменное взаимодействие между ионами Eu^{2+} двух соседних ячеек n и m будет очень слабым и его можно не учитывать, а значение унитарной матрицы преобразования u_{μ_j} равно единице, т.к. спины всех ионов европия параллельны направлению молекулярного поля \vec{H}_{mol} . Тогда значения энергии $E_{\mu}(\vec{k}, f)$, входящей в (22), будут определяться дисперсионным соотношением:

$$E_{\mu}(\vec{k}) = \frac{1}{2} \{ E_1(\vec{k}, f) + E_2(\vec{k}, f) - (-1)^{\mu} \} \sqrt{ [E_1(\vec{k}, f) + E_2(\vec{k}, f)]^2 + 4 | \zeta_{12}(\vec{k}, f) |^2 }, \quad (23)$$

$$u_{\mu_j} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = 1, \quad \text{tg } \alpha = \frac{E_1(\vec{k}, f) - E_{\mu}(\vec{k}, f)}{\zeta_{12}(\vec{k}, f)} = 0.$$

В обменном поле спины магнитных ионов Eu^{2+} выстраиваются параллельно и давидовское расщепление отсутствует. Резонансное взаимодействие между ионами европия приводит к коллективным возбуждениям. При этом $E_1 = E_2$.

В наноразмерных сверхрешетках можно наблюдать резонансное и нерезонансное межъямное туннелирование электронов. Интерес к ним возник после обнаружения необычных коллективных экситонных эффектов, когда оказалось возможным определять уровни энергии их основного и возбужденных состояний, пространственную локализа-

цию носителей, а также время туннелирования. Из-за сильных кулоновских корреляций экситонные эффекты существенно влияют на туннельные процессы через рассеяние носителей на продольных оптических фонах. Исходя из кинетической модели, в которой учитывается межъямная и внутриямная релаксация, авторы работы [5] оценили определяющее влияние спиновой релаксации экситонов на их межъямное разделение и сделали заключение о механизмах туннелирования.

Поэтому особый интерес представляет изучение экситонных состояний в низкоразмерных системах на основе ферромагнитных полупроводников, где можно управлять оптическими свойствами, магнитным полем или изменением температурного режима. К таким материалам относится монооксид европия, который в сочетании с оксидом стронция образует наноразмерную сверхрешетку с бездефектным гетеропереходом EuO-SrO . Важно отметить, что, изменяя стехиометрический состав путем легирования кислородом окись стронция, можно существенно изменять ширину его запрещенной зоны [3], сохраняя бездефектным гетеропереход. Так при отсутствии легирования ширина запрещенной зоны SrO составляет $5,8 \text{ эВ}$, а у монооксида европия она равна $3,6 \text{ эВ}$, т.е. барьерным нанослоем является окись стронция, а квантовые ямы образованы нанопрослойками EuO , которые при температуре ниже точки Кюри ($T_c \approx 70 \text{ K}$) являются ферромагнитными. Это приводит к понижению энергии $5d$ -состояний ионов Eu^{2+} до $0,5 \text{ эВ}$ и краю поглощения излучения энергии $\sim 1,1 \text{ эВ}$ при нижайшем переходе $4 \text{ }^7f \text{ } (^8S_{7/2}) \rightarrow 4 \text{ }^6f \text{ } (^7F_0) 5d_{t_{2g}}$. В этом случае при туннелировании через барьер SrO могут образоваться межъямные экситоны.

Изменение стехиометрического состава путем легирования кислородом окиси стронция ($\text{Sr}_{0,94}\text{O}_{0,06}$) приводит к уменьшению ширины его запрещенной зоны до $1,7 \text{ эВ}$, а у монослоя $\text{EuO}_{1,06}$ до $2,6 \text{ эВ}$ [6-8]. В этом случае последний будет выполнять роль барьера, а квантовые ямы создаются нанослоями окисла стронция. При этом узкая зона из $4f(\uparrow)$ -уровней, находящаяся в запрещенной зоне $\text{EuO}_{1,06}$ (между анионной зоной (Γ_{15}) и $5d$ -зоной проводимости (X_3)) будет находиться практически на уровне дна зоны проводимости $\text{Sr}_{0,94}\text{O}_{0,06}$. Тогда в электрическом поле, нормальном к плоскости сверхрешетки, при поглощении излучения могут возникать межбарьерные магнитные экситоны.

В случае, когда барьерными слоями являются нанослои SrO , триплетные (магнитные) экситоны образуются при переходе электронов с $4f(\uparrow)$ -уровней в $5d$ -состояние. При образовании межъямных экситонов возможно только туннелирование электронов с $5d$ -уровней, т.к. эффективная масса дырок в узкой $4f$ -зоне ($0,57 \text{ эВ}$) очень велика. Причем здесь четко проявляется определяющее влияние спиновой релаксации и туннелирующий электрон оказывается в соседней квантовой яме на $5d_{t_{2g}}$ -уровне только с соответствующим направлением спина. Наинизшее состояние межъямного магнитного экситона $5d$ -типа должно носить $5d-5d$ -характер.

В наноразмерных гетеросистемах $\text{EuO}_{1,06}-\text{Sr}_{0,94}\text{O}_{0,06}$, где барьерами являются слои $\text{EuO}_{1,06}$, определяющее влияние спиновой релаксации проявляется при туннелировании электронов по $4f^7$ -состояниям, где спиновая когерентность имеет резонанс. Расчет прозрачности барьеров для разного направления спина туннелирующего электрона позволяет провести сравнение туннельного и энергетического спектров и идентифицировать пики прозрачности с вкладом резонансного туннелирования по состояниям размерного квантования ям в нанослоях окиси стронция. Так, например, причиной резонансного пика туннельной прозрачности в районе 2 эВ является второй уровень раз-

мерного квантования ямы. В случае образования триплетных экситонов в барьерных слоях $\text{EuO}_{1,06}$ при нижайших переходах $4^7f ({}^8S_{7/2}) \rightarrow 4^6f ({}^7F_0)5d_{12g}$ и дальнейшем туннелировании электронов с $5d$ -уровней в соседние барьеры проявится влияние спиновой и энергетической релаксации, что дает возможность точно контролировать уровни энергии носителей.

Примечания:

1. Тимофеев В.Б. Бозе-конденсация экситонных поляритонов в микрорезонаторах // ФТП. 2012. Т. 46, вып. 7. С. 865-883.
2. Rubo Y.G., Kavokin A.V., Shelykh I.A. Suppression of superfluidity of exciton-polaritons by magnetic field. Phys. Lett. A. 2006. 358. P. 227-230.
3. Метфессель З., Маттис Д. Магнитные полупроводники. М.: Мир, 1972. 405 с.
4. Головнев Ю.Ф., Лаковцев А.Б. Оптика ферромагнитных наносистем. Тула. Изд-во ТГПУ им. Л.Н. Толстого, 2012. 272 с.
5. Зайцев С.В., Бричкин А.С., Дорожкин П.С., Bacher G. Релаксация экситонов в полумагнитных асимметричных двойных квантовых ямах // ФТП. 2008. Т. 42, вып. 7. С. 831-845.
6. Головнев Ю.Ф., Лаковцев А.Б. Конденсация магнитных экситонов в сверхрешетках типа ферромагнитный/парамагнитный полупроводник // Вестник Адыгейского государственного университета. Сер. Естественно-математические и технические науки. 2009. Вып. 2 (49). С. 74-80. URL: <http://vestnik.adygnet.ru>
7. Головнев Ю.Ф., Сидорова И.Г., Лаковцев А.Б. Триплетные экситоны в наноразмерных сверхрешетках EuO-SrO // Вестник Адыгейского государственного университета. Сер. Естественно-математические и технические науки. 2011. Вып. 2 (81). С. 24-32. URL: <http://vestnik.adygnet.ru>
8. Головнев Ю.Ф., Сидорова И.Г., Лаковцев А.Б. Межбарьерные экситоны в сверхрешетках EuO-SrO // Актуальные проблемы физики твердого тела: сб. докладов V Междунар. науч. конф., 18-21 окт. 2011 г.: в 3 т. Т. 2. Минск: Изд-во НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, 2011. С. 134-135.

References:

1. Timofeev V.B. Bose condensation of exciton polaritons in microresonators // FTP. 2012. Vol. 46, Iss. 7. P. 865-883.
2. Rubo Y.G., Kavokin A.V., Shelykh I.A. Suppression of superfluidity of exciton-polaritons by magnetic field. Phys. Lett. A. 2006. 358. P. 227-230.
3. Methfessel Z., Mattis D. Magnetic semiconductors. M.: Mir, 1972. 405 pp.
4. Golovnev Yu.F., Lakovtsev A.B. Optics of ferromagnetic nanosystems. Tula. Publishing house of the TGPU of L.N. Tolstoy, 2012. 272 pp.
5. Zaytsev S.V., Brichkin A.S., Dorozhkin P.S., Bacher G. Relaxation of excitons in half-magnetic asymmetric double quantum wells // FTP. 2008. Vol. 42, Iss. 7. P. 831-845.
6. Golovnev Yu.F., Lakovtsev A.B. Condensation of magnetic excitons in superlattices of the ferromagnetic/paramagnetic semiconductor type // The Bulletin of the Adyghe State University. Series Natural-Mathematical and Technical Sciences. 2009. Iss. 2 (49). P. 74-80. URL: <http://vestnik.adygnet.ru>
7. Golovnev Yu.F., Sidorova I.G., Lakovtsev A.B. Triplet excitons in nanodimensional superlattices EuO-SrO // The Bulletin of the Adyghe State University. Series Natural-Mathematical and Technical Sciences. 2011. Iss. 2 (81). P. 24-32. URL: <http://vestnik.adygnet.ru>
8. Golovnev Yu.F., Sidorova I.G., Lakovtsev A.B. Interbarrier excitons in the superlattices of EuO-SrO // Actual problems of solid-state physics: Coll. of reports of the V International scient. conf., October 18-21, 2011: in 3 vol. Vol. 2. Minsk: Publishing house of Belarus NPTS NAN of material science, 2011. P. 134-135.