

УДК.538.945

©1993

К ТЕОРИИ ЗАКРУЧЕННОГО БИЭЛЕКТРОНА

Н.В.Старостин

Теория биэлектрона (бихола) развита на случай его фотостимулированного образования, приводящего к проявлению биэлектронно-вращательных явлений.

Биэлектронные явления в достаточно широком плане проявились оптически в двух кристаллах BiI_3 и ZnP_2 в виде обратных водородоподобных серий (ОВС) линий поглощения и люминесценции [1]. Необычность спектра обусловлена новой квазичастицей — биэлектроном или бихолом (бидыркой), — представляющей собой связанное состояние (пару) двух носителей заряда одного знака с отрицательной приведенной массой. В синглетном состоянии такая пара является заряженным бозоном с зарядом $2e$. При определенных условиях газ таких пространственно-компактных (в отличие от куперовских пар в БКШ) бозонов в результате бозе-эйнштейновской конденсации может стать сверхтекучим и, следовательно, сверхпроводящим [2]. Это весьма вероятный механизм высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП). При этом в ВТСП материалах создание биэлектронов (бихолов) происходит спонтанно (без оптического возбуждения) и связано с источником носителей, специально введенным в кристалл-композит.

Фотостимулированное образование биэлектрона в кристалле происходит следующим образом. В образце имеются носители заряда, обладающие дисперсией $\varepsilon_1(\mathbf{k})$ и эффективной массой $m_1 > 0$. При поглощении кванта света один из них меняет свое энергетическое состояние $\varepsilon_1(\mathbf{k}) \rightarrow \varepsilon_2(\mathbf{k})$, так что его эффективная масса становится отрицательной $m_2 < 0$. В поле электромагнитной волны \mathbf{E} два ближайших одноименных заряда e , m_1 и e , $-m_2$ сближаются до значений R_n радиусов орбит связанных состояний в результирующем притягивающем потенциале Кин + Кул (биэлектрон при $e < 0$ и бихол при $e > 0$) [1]. Магнитная компонента волны \mathbf{H} закручивает эту связанную пару одноименных зарядов посредством электрического вихря в плоскости, перпендикулярной \mathbf{H} и содержащей \mathbf{E} . В результате образуется закрученный биэлектрон: квантовомеханический ротатор — токовый биэлектронный виток (см. рисунок, а).¹

Следовательно, при фотостимулированном образовании биэлектрона в кристалле появляется дополнительная “гироскопическая” анизотропия, которая отсутствует при его спонтанном образовании.

¹ Связанная пара разноименных зарядов (экситон) полем электромагнитной волны не закручивается. Она моделируется диполем — линейным элементом тока.

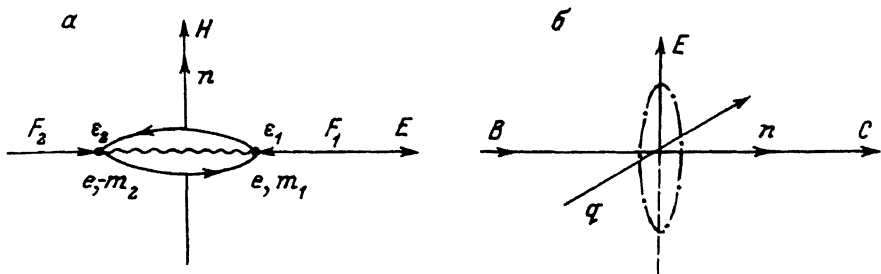


Рис. Образование закрученного биэлектрона в поле электромагнитной волны (а). Конфигурация, характерная для наблюдения дублетного расщепления линий ОВС и вращательной структуры в кристалле ZnP_2 (б).

1. Модель токового витка и магнитные эффекты

Особенности таких токовых систем наиболее ярко проявляются во взаимодействии с внешним магнитным полем B [3,4]. В оптике экситона широко наблюдаются магнитные эффекты, как линейные по полю (расщепление узких линий поглощения и люминесценции — эффект Зеемана), так и квадратичные (диамагнитный сдвиг). Эти эффекты наблюдаются и на узких линиях поглощения биэлектрона, образующих ОВС линии в кристаллах ViI_3 и ZnP_2 . Обращает на себя внимание, однако, резкая угловая анизотропия эффектов. Обратный диамагнитный сдвиг линий поглощения ОВС в кристалле ViI_3 наблюдается в неполяризованном свете $q \parallel C$ только в ортогональной геометрии $B \perp C$, где q — волновой вектор света, C — оптическая ось кристалла [5,6]. Дублетное расщепление линий ОВС в кристалле ZnP_2 наблюдается в поляризованном свете при $B \parallel C$ $E \perp C$ (см. рисунок, б) и не наблюдается при $E \parallel C$ [7].

Характерно, что в обоих случаях плоскость биэлектронного кругового тока ориентирована перпендикулярно B , $n \parallel B$, где n — нормаль, образующая с направлением тока правовинтовую систему. В других исследованных случаях $B \parallel C$ или $E \parallel C$ такая конфигурация невозможна и эффекты не наблюдаются.

В рамках полуклассической квантовой механики закрученный биэлектрон можно представить как круговой ток с силой [8]

$$i = \frac{2eN}{cT}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона, c — скорость света, T — период обращения, N — показатель преломления кристалла ($v = c/N$ — скорость движения зарядов по орбите в биэлектроне). Магнитный орбитальный момент этого тока равен произведению силы тока на площадь орбиты закрученного биэлектрона

$$S = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} r^2 d\varphi, \quad (2)$$

т.е.

$$\mu_{orb}^{(6)} = iS = \frac{2eSN}{cT}. \quad (3)$$

Момент количества движения в соответствии с законом площадей постоянен и равен по определению

$$p_\varphi = \mu r^2 \frac{d\varphi}{dt}, \quad (4)$$

где $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ — приведенная масса биелектрона; m_1, m_2 — эффективные массы носителей, его составляющих; $m_1 > m_2$ [1]. Подставляя r^2 из (4) в (2), находим

$$S = \frac{p_\varphi T}{2\mu}. \quad (5)$$

Для $\mu_{\text{орб}}^{(6)}$ в силу (5) и (3) получаем

$$\mu_{\text{орб}}^{(6)} = \frac{2eN}{2\mu c} p_\varphi. \quad (6)$$

Из правила квантования следует, что

$$p_\varphi = \sqrt{l(l+1)} \hbar, \quad (7)$$

где $l = 0, 1, 2, 3, \dots (n-1)$ — орбитальное квантовое число, n — главное квантовое число.

Тогда выражение для $\mu_{\text{орб}}^{(6)}$ запишется в виде

$$\mu_{\text{орб}}^{(6)} = \frac{e\hbar}{2m_0 c} \frac{2N}{K} \sqrt{l(l+1)}, \quad (8)$$

где m_0 — масса свободного электрона, $\mu = K m_0$. Поскольку $e\hbar/2m_0 c$ есть магнетон Бора — атомная единица магнитного момента μ_B , — то

$$\mu_{\text{орб}}^{(6)} = \mu_B \frac{2N}{K} \sqrt{l(l+1)}. \quad (9)$$

В магнитном поле возникает добавочное индуцированное электрическое поле в плоскости, содержащей виток. Это приводит к увеличению или уменьшению угловой скорости движения зарядов в зависимости от направления движения относительно вектора магнитного поля \mathbf{B} , т.е. к явлению Зеемана на линиях биелектрона. В ортогональной геометрии (см. рисунок, б) при $l = 1$ (p -биелектрон) это будут нормальные зеемановские дублеты с величиной расщепления $g\mu_B B$, где g — фактор спектроскопического расщепления. С учетом (9) имеет

$$g\mu_B B = 2\mu_B \frac{2N}{K} \sqrt{2} B, \quad (10)$$

т.е.

$$g = 4 \frac{N}{K} \sqrt{2}. \quad (11)$$

Если нормаль биелектронного токового витка \mathbf{n} не совпадает с направлением поля \mathbf{B} (см. рисунок, б), то появляется угловая зависимость

последствием $\cos \theta$, где $\theta = (\mathbf{n}, \mathbf{V})$, которая четко наблюдается в эффектах, как линейных по полю [7], так и квадратичных [5,6].

Формула (11) в оптике биэлектрона может служить критерием идентификации линий p -биэлектрона, так как содержит только два основных параметра системы: N — показатель преломления среды и K — приведенная масса биэлектрона в единицах m_0 , определяемая значением постоянной Ридберга G для линий ОВС (см. раздел 2).

В кристалле ZnP_2 в спектрах пропускания, отражения и люминесценции наблюдаются две ОВС [9,10]: $n = 4, \dots, 10$ в поляризации $\mathbf{E} \perp \mathbf{C}$ (\mathbf{C} — моноклинная ось второго порядка; см. рисунок, б) и $n' = 4, \dots, 8$ в поляризации света $\mathbf{E} \parallel \mathbf{C}$. В работе [7] исследовано влияние магнитного поля с индукцией B до 7.6 Тл. При $\mathbf{B} \parallel \mathbf{C}$ в поляризации света $\mathbf{E} \perp \mathbf{C}$ наблюдалось линейное по полю дублетное расщепление всех линий спектра, включая линии-спутники. В поляризации $\mathbf{E} \parallel \mathbf{C}$ спектры не испытывали заметных изменений под действием внешнего магнитного поля.

Анализ спектров пропускания показывает, что все линии, включая линии-спутники, расщепляются в дублеты с одним и тем же значением g -фактора, равным 4. Если воспользоваться значениями $N = 3.0$ и $\mu = 4.3m_0$ (при $G = 0.733$ эВ), то формула (11) дает $g \simeq 4$. Отсюда можно заключить, что наблюдаемая в кристалле ОВС в поляризации $\mathbf{E} \perp \mathbf{C}$ связана с возбуждением закрученного p -биэлектрона.

Анализ соотношения интенсивностей линий в спектре люминесценции показывает, что более коротковолновая линия излучения в расщепленном магнитном поле дублете оказывается заметно менее интенсивной по сравнению с длинноволновой. Вместе с тем известно, что поведенческие силы магнитного поля стремятся повернуть плоскость тока так, чтобы положительная нормаль к ней \mathbf{n} совпала с направлением магнитного поля \mathbf{B} . Такая конфигурация отвечает длинноволновой компоненте зеemanовского дублета.

Установленное ранее [5,6] отсутствие каких-либо расщеплений в магнитном поле линий ОВС в кристалле BiI_3 согласуется с формулой (9) при $l = 0$ и подтверждает вывод [1] о наблюдении в данном случае состояний s -биэлектрона.

2. Модель биэлектронного механического ротатора

Простейший изотропный гамильтониан, описывающий относительное движение двух носителей заряда одного знака, которые отталкиваются по закону Кулона, но обладают отрицательной приведенной массой μ , имеет вид [11-13]

$$\hat{H} = -\frac{p^2}{2\mu} + \frac{e^2}{\epsilon r} \quad (12)$$

(ϵ — диэлектрическая проницаемость среды) и приводит к обратному водородоподобному спектру

$$E_n = E_0 + \frac{G}{n^2} \quad (13)$$

(n — номер линии ОВС) с постоянной Ридберга для биэлектрона

$$G = \frac{\mu e^4}{2\hbar^2 \epsilon^2} = \frac{1}{2} \frac{K}{\epsilon^2} \epsilon_0, \quad K = \frac{\mu}{m_0}, \quad (14)$$

где $\varepsilon_0 = e^4 m_0 / \hbar^2$ — а.е. энергии.

Закрученный биэлектрон может быть представлен как механический ротатор с моментом инерции

$$J_n = -\mu r_n^2, \quad (15)$$

где $\overline{r_n^2}$ — среднее значение квадрата радиуса биэлектронной орбиты.

Для кинетической энергии λ -го квантового состояния имеет

$$W_\lambda(n) = -\frac{\hbar^2 \lambda^2}{2\mu r_n^2}, \quad (16)$$

где λ — целое ($\lambda = 1, 2, 3, \dots$).

Полный спектр закрученного биэлектрона (13), (16) принимает вид

$$E_n(\lambda) = E_0 + \frac{G}{n^2} + W_\lambda(n), \quad (17)$$

т.е. помимо линий ОВС содержит дополнительную вращательную структуру, примыкающую к “головным” линиям.

Если ввести величину Θ_n — вращательный аналог постоянной Ридберга G , — то

$$W_\lambda(n) = -\Theta_n \lambda^2, \quad (18)$$

$$E_n(\lambda) = E_0 + \frac{G}{n^2} - \Theta_n \lambda^2 \quad (19)$$

$$\Theta_n = \frac{\varepsilon_0}{2K r_n^2}. \quad (20)$$

При этом радиусы связанных состояний биэлектрона определяются выражением

$$\overline{r_n^2} = \frac{n^2}{2} [5n^2 + 1 - 3l(l+1)] \left(\frac{\varepsilon}{K}\right)^2 \quad (21)$$

Напишем явное выражение для Θ_n применительно к p -биэлектрону ($l = 1$)

$$\Theta_n^p = \frac{K}{5\varepsilon^2 n^2 (n^2 - 1)} \varepsilon_0. \quad (22)$$

При значениях параметров $n = 4$, $\varepsilon = N_p^2 = 9$ и $K = 4.3$, характерных для кристалла ZnP_2 , для Θ_4^p находим

$$\Theta_4^p = 1.2 \times 10^{-3} \text{ эВ}. \quad (23)$$

В работах [9,10] тонкая дополнительная структура линий ОВС была обнаружена в кристалле ZnP_2 при температурах 2 и 77 К. В группе линий $n = 4$ число компонент равно 5. С понижением температуры до 2 К появляются дополнительные линии, но наиболее интенсивными являются те, которые наблюдались при 77 К (см. таблицу). Найденное, согласно (18), значение вращательной постоянной $\Theta_4 = 1/3 \times 10^{-3}$ эВ хорошо

Значения энергий $W_{\lambda}(n)$ линий-компонент
в группе $n = 4$ ОВС в кристалле ZnP_2
и значение $\Theta_4 = 1/3[W_1(4) - W_2(4)]$

$n = 4$	$T = 78.5 \text{ K}$	$\Theta_4 = 1/3 \times 10^{-3} \text{ эВ}$
	$E_{\text{экср}}, \text{эВ} [^{10}]$	$\Delta E, 10^{-3} \text{ эВ}$
1	1.5469	0
2	1.5459	0
3	1.5444	0.1
4	1.5425	0.3
5	1.5396	0.1

согласуется с расчетным значением Θ_4^P (23) в модели биэлектронного механического ротатора. Это подтверждает вывод раздела 1 о том, что при оптическом возбуждении в кристалле ZnP_2 наблюдается закрученный p -биэлектрон. Наряду с ним не исключено и проявление в этом кристалле биэлектронно-примесных комплексов [14].

В разупорядоченных биэлектронных системах, например ВТСП материалах, нет изначально закрученных состояний биэлектрона. Однако изменение магнитного потока в процессе включения поля B , будет такую закрученность создавать. Это может проявиться в особенностях поведения ВТСП материалов во внешнем магнитном поле [15].

Состояние закрученности биэлектрона является органичным [16] и не привносит новых моментов в проблему фононной и других неустойчивостей [17] биэлектронных состояний. Обзор этой группы работ дан в [1]. Наблюдение обратного диамагнитного сдвига линий ОВС иногда рассматривается как решающее доказательство биэлектронной природы явления [18]. Поэтому его устойчивое отсутствие в кристалле BiI_3 в продольной геометрии $B \parallel C, q \parallel C$ вносило сомнения в правильность принятой трактовки. Концепция закрученного биэлектрона эти сомнения окончательно снимает.

Список литературы

- [1] Старостин Н.В. // ЖПС. 1989. Т. 50. № 4 С. 535-551.
- [2] Старостин Н.В., Шехмаматьев Р.И. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 9. С. 238-240.
- [3] Жилич А.Г., Алексеев А.Б., Старостин Н.В., Шепилов М.П. // ФТП. 1981. Т. 15. № 10. С. 1903-1909.
- [4] Röseler J., Shekhmametyev R.I., Neugebauer J. // Phys. Stat. Sol. (b). 1988. V. 145. P. 579-584.
- [5] Старостин Н.В., Улицкий Н.И., Харламов В.М., Шехмаматьев Р.И. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 5. С. 1354-1357.
- [6] Komatsu T., Kaifu Y., Takeyawa S., Miura N. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. № 21. P. 2259-2262.
- [7] Селькин А.В., Сырбу Н.Н., Уманец А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. № 11. С. 439-441.
- [8] Вонсовский С.В. Современное учение о магнетизме. М., 1953. 440 с.
- [9] Селькин А.В., Стамов И.Г., Сырбу Н.Н., Уманец А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. № 2. С. 51-53.
- [10] Сырбу Н.Н., Стамов И.Г., Радауцан С.И. // ДАН СССР. 1982. Т. 262. № 5. С. 1138-1142.
- [11] Гросс Е.Ф., Перель В.И., Шехмаматьев Р.И. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13. № 7. С. 380-385.
- [12] Гросс Е.Ф., Старостин Н.В., Шехмаматьев Р.И. // ФТТ. 1971. Т. 13. № 9. С. 503-506.
- [13] Зоммерфельд А. Строение атома и спектры. М., 1956. Т. II. 694 с.

- [14] Жилич А.Г., Шепилов М.П., Старостин Н.В. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 5. С. 1344-1347.
- [15] Петровский Г.Т., Старостин Н.В. // ДАН СССР. 1990. Т. 314. № 4. С. 854-856.
- [16] Старостин Н.В. // Опт. и спектр. 1992. Т. 73. № 5. С. 1127-1133.
- [17] Лисица М.П., Моцный В.Ф. // Квантовая электроника. 1979. № 17. С. 26-45.
- [18] Петровский Г.Т., Старостин Н.В. // ДАН. 1992. Т. 325. № 3. С. 490-492.

Государственный оптический
институт им. С.И.Вавилова
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
16 мая 1992 г.
В окончательной редакции
9 сентября 1992 г.