

АНОМАЛЬНЫЙ ЗНАК ПОЛЯРОННОГО ЭФФЕКТА ДЛЯ ЭКСИТОНОВ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ С НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТЬЮ

В.М.Апальков, Э.И.Рашба

*Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау АН СССР
117940, Москва*

Поступила в редакцию 14 ноября 1991 г.

Найден закон дисперсии магнитоэкситона, взаимодействующего с несжимаемой двумерной жидкостью. В несимметричной системе сдвиг уровня экситона, вызванный этим взаимодействием, имеет знак, обратный обычному поляронному сдвигу. Когда параметр асимметрии достигает критического значения, абсолютный минимум спектра экситона смещается на окружность, что приводит к скачкообразному изменению параметров спектра свечения. Предложена модель нового основного состояния.

Ранее было показано на двух примерах ¹, что в магнитоспектроскопии двумерных (2D) электронных систем существуют симметричные ограничения, при выполнении которых межэлектронное взаимодействие выпадает из частот межзонного поглощения и люминесценции, и частоты переходов имеют такую же величину как в "пустом" кристалле. Это справедливо как для экситонных переходов ², так и для радиационного захвата электрона из 2D-канала на нейтральную примесь, расположенную в плоскости конфайнмента. Для совершенного кристалла условия возникновения скрытой симметрии, ответственной за универсальность оптических спектров, таковы: 1) имеется зарядовая симметрия, т.е. все потенциалы взаимодействия электронов и дырок равны между собой по величине ($V_{ee} = V_{hh} = -V_{eh}$); 2) все носители заряда находятся на нижнем уровне электрического и магнитного квантования; 3) смешиванием уровней можно пренебречь. Следует подчеркнуть, что в рамках такой модели могут быть описаны наиболее интересные явления, возникающие в 2D-газе: образование несжимаемой жидкости ³, волн зарядовой плотности и т.д., однако они не проявляются в оптических спектрах. Поэтому межзонные спектры могут предоставить нетривиальную информацию о процессах в электронной системе только в условиях, когда устранена скрытая симметрия. В ¹ была рассмотрена модель несобственной рекомбинации из 2D-системы ⁴ и установлен тип сингулярности (касп вниз) в положении полосы свечения в функции фактора заполнения, связанный с каспом в энергии основного состояния ⁵. Определение величины щелей в спектре жидкостей, проведенное в ⁶ на основе теории ¹, дало разумные результаты. В настоящей работе строится теория магнитоэкситонов в условиях нарушенной зарядовой симметрии.

Введем плазмонные операторы для электронов

$$a(\vec{q}) = (2\pi/A)^{1/2} \sum_p a_{p-q_y/2}^+ a_{p+q_y/2} \exp(ipq_x), \quad (1)$$

$a^+(\vec{q}) = a(-\vec{q})$, и аналогичные операторы $b(\vec{q})$ для дырок, a_p - электронные операторы в калибровке Ландау $A_y = x$, $A_x = A_z = 0$, \vec{q} - импульс, за единицу длины принята магнитная длина $l(H)$, A - размер нормировочной области. Удобно определить также операторы

$$c(\vec{q}) = a(\vec{q}) - b(\vec{q}), \quad d(\vec{q}) = a(\vec{q}) + b(\vec{q}), \quad (2)$$

$c(\vec{q})$ - оператор плотности электрического заряда. Тогда гамильтониан электронно-дырочной системы имеет вид (энергия в единицах $e^2/\epsilon l$):

$$H = H_1 + H_2, \quad (3)$$

$$H_1 = \frac{1}{4\pi} \sum_{\vec{q}} \{ \tilde{V}_s(q) c(\vec{q}) c(-\vec{q}) + \tilde{V}_a(q) d(\vec{q}) d(-\vec{q}) + \tilde{v}(q) (c(\vec{q}) d(-\vec{q}) + d(\vec{q}) c(-\vec{q})) \}, \quad (4)$$

$$H_2 = -\frac{1}{2} \{ \tilde{V}_e \hat{N}_e + \tilde{V}_h \hat{N}_h \} \quad (5)$$

$$\tilde{V}_e = \int d\vec{q} \tilde{V}_{ee}(q) / (2\pi)^2, \quad \tilde{V}_h = \int d\vec{q} \tilde{V}_{hh}(q) / (2\pi)^2. \quad (6)$$

Здесь \hat{N}_e и \hat{N}_h - операторы числа электронов и дырок, потенциалы $V_s(q)$, $V_a(q)$ и $v(q)$ в импульсном представлении определены формулами

$$V_s = (V_{ee} + V_{hh} - 2V_{eh})/4, \quad V_a = (V_{ee} + V_{hh} + 2V_{eh})/4, \quad v = (V_{ee} - V_{hh})/4. \quad (7)$$

Знак тильды над потенциалами в (5) означает, что они умножены на фактор $\exp(-q^2/2)$, для кулоновского потенциала $V(q) = 2\pi/q$. Для зарядово-симметричной системы $V_s(q) = V(q)$, $V_a = v = 0$, и операторы $d(\vec{q})$ выпадают из гамильтониана.

Введем теперь оператор уничтожения экситона с импульсом k

$$A(\vec{k}) = (2\pi/A)^{1/2} \sum_p a_{p+k_y/2} \beta_{-p+k_y/2} e^{ipk_x}, \quad (8)$$

где β_p - оператор уничтожения дырки. Справедливы коммутационные соотношения

$$[c(\vec{q}), A(\vec{k})] = 2i(2\pi/A)^{1/2} \sin((\vec{k} \times \vec{q})/2) A(\vec{k} + \vec{q}), \quad (9)$$

$$[d(\vec{q}), A(\vec{k})] = -2(2\pi/A)^{1/2} \cos((\vec{k} \times \vec{q})/2) A(\vec{k} + \vec{q}), \quad (10)$$

$(\vec{k} \times \vec{q}) = k_x q_y - k_y q_x$. Из (9) и (10) следует важное различие в спектре экситонов в симметричных и несимметричных системах, основанное на том, что $A(\vec{k} = 0)$ коммутирует с $c(\vec{q})$, но не коммутирует с $d(\vec{q})$. Для первых, если ψ - собственная функция системы с энергией ϵ , то $\Psi = A^+(\vec{k} = 0)\psi$ - собственная функция системы, отличающейся от исходной наличием экситона с импульсом $\vec{k} = 0$, ее энергия $E = \epsilon + E_{ex}(\vec{k} = 0)^2$. В частности, если экситон возникает на фоне несжимаемой жидкости, то его взаимодействие с жидкостью может рассматриваться как поляронный эффект, вызванный одеванием магнеторотонами ⁷, и полученная формула для энергии означает, что в симметричных системах поляронный сдвиг равен нулю при $\vec{k} = 0$. Этот факт обсуждался в ², утверждение справедливо и для заряженных и для нейтральных систем.

Мы исследовали энергетический спектр экситона на фоне несжимаемой жидкости на основе гамильтониана (3)-(5) в сферической геометрии ⁸. Большинство расчетов было выполнено для системы "N = 4 электрона + 1 экситон", фактор заполнения полагался равным $\nu = 1/3$, радиус сферы

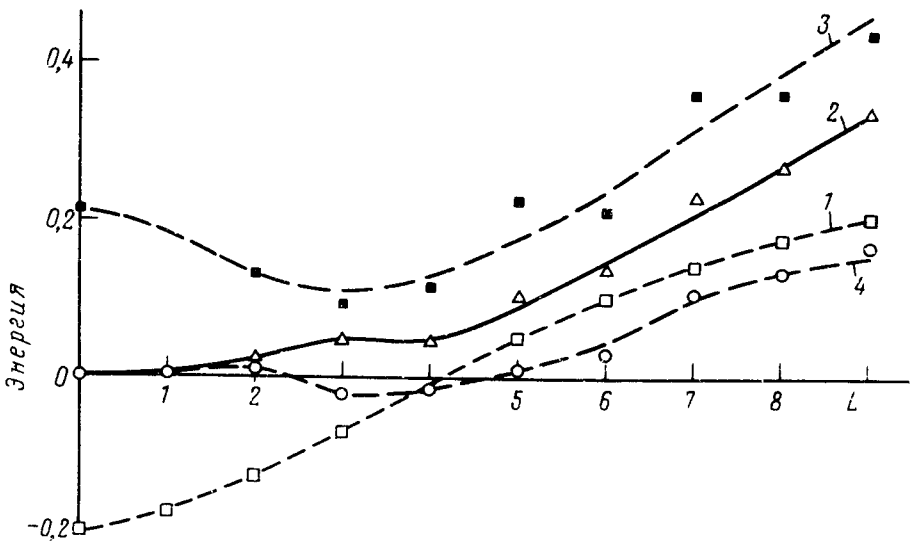


Рис. 1. Зависимость энергии от углового момента L . При $\hbar = 0,5$ показаны: 1 - энергия голого экситона (\square); 2 - одетого экситона (\triangle); 3 - магнито-ротонов (\blacksquare); 4 - энергия одетого экситона при $\hbar = 1,0$ (\diamond). За начало отсчета выбрана энергия одетого экситона при $k = 0$. Кривые проведены через вычисленные точки исключительно с целью наглядности

$R = [(N - 1)/2\nu]^{1/2} = 3/2^{1/2} \approx 2,1$. Угловой момент L и импульс k связаны соотношением $L = Rk$. На рис.1 приведены энергетический спектр голого экситона $E(L)$ (т.е. экситона в пустом кристалле), ренормированный спектр экситона $E^*(L)$, а также спектр ротонов ω_{mr} . Расстояние между плоскостями конфайнмента электронов и дырки $\hbar = 0,5$.

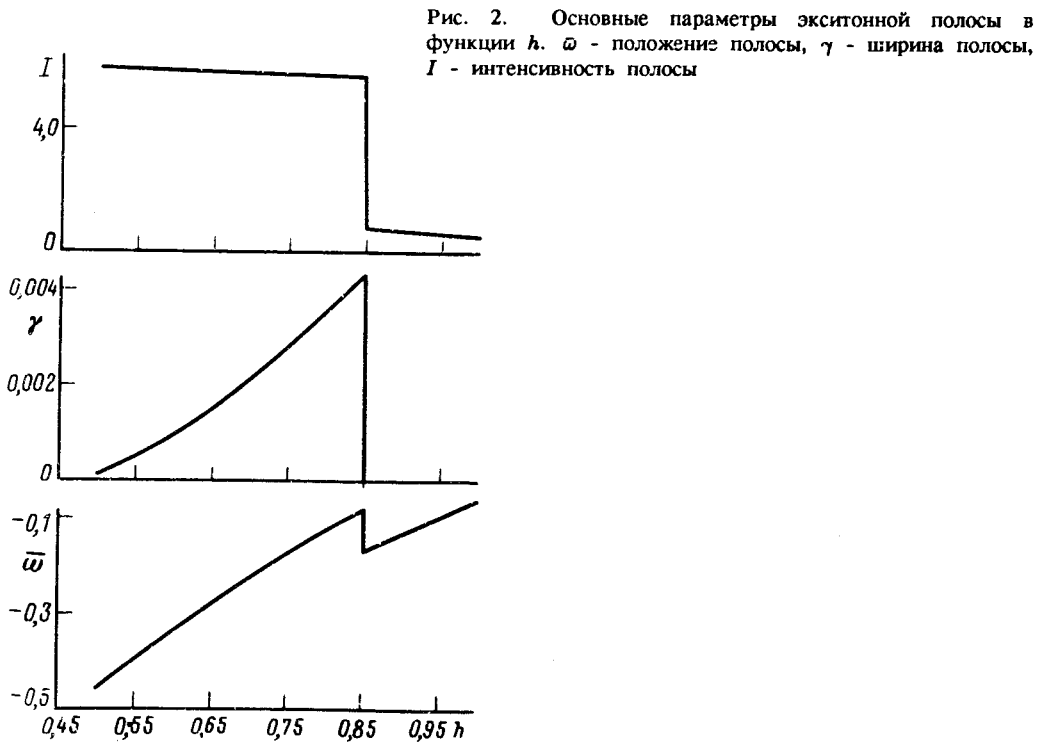
Необычным является расположение уровней при $\vec{k} = 0$, т.к. энергия голого экситона лежит ниже энергии одетого экситона, что означает положительный поляронный сдвиг уровня. Причина аномалии состоит в специфической особенности рассматриваемой задачи, которая отличает ее от обычной поляронной проблемы: электрон, принадлежащий экситону, и электроны жидкости образуют общее фермиевское море. Ограничения, накладываемые принципом Паули, повышают уровень экситона, т.к. наличие жидкости исключает значительную часть фазового объема. Этот вклад конкурирует с обычным поляронным эффектом, понижающим уровень. В симметричной системе они точно сокращаются, а в несимметричной знак сдвига уровня определяется паулиевским вкладом.

При $\hbar = 0$ $E^*(L = 0) \approx E^*(L = 1)$, что дает основание предположить ², что в разложении $E^*(k)$ отсутствуют члены порядка k^2 , при $\hbar \neq 0$ квадратичные по k члены безусловно присутствуют в $E^*(k)$.

Зависимость $E^*(L)$ качественно изменяется при $L \approx 3$, т.е. когда E^* приближается к энергии ротона, $E^*(L) \approx \omega_{mr}(L)$. На пороге спектр не оканчивается, но природа состояний изменяется, при $L \geq 4$ они могут рассматриваться как связанные состояния ротона с медленным экситоном ⁹. В пользу такой интерпретации свидетельствует почти параллельный ход кривых 2 и 3, их разность имеет смысл энергии связи. Он проверяется также разложением точной волновой функции по состояниям, в которые голый экситон вносит различные моменты L' . Вклад состояний $L' = 0, 1$ и 2 в нормировочный интеграл

составляет 0,68 при полном моменте $L = 4$; 0,86 при $L = 6$ и 0,82 при $L = 8$. Существенно, что все три состояния вносят сопоставимый вклад, например, при $L = 6$ их вклады равны 0,51, 0,23 и 0,12 для $L' = 0, 1$ и 2, соответственно, вклад состояния $L' = 0$ является наибольшим. Картина менее убедительна при $L = 5$ и 7, при этих L очень мал вклад состояний с $L' = 0$. По-видимому это артефакт малого числа частиц, $N = 4$, и по этой же причине частоты ротонных с $L = 5, 7$ выпадают из общего хода кривой 3 (см. рис.1). Следует подчеркнуть, что при $h = 0$ в аналогичном разложении члены с $L = 0$ всегда отсутствуют, т.к. экситон с $\vec{k} = 0$ не взаимодействует с ротонами.

Интересной особенностью кривой 2 (рис.1) является наличие перегиба. При большем h он превращается в минимум, который при $h \approx 0,85$ становится основным, ср. кривую 4. Это означает, что минимум спектра перемещается на окружность с радиусом $k \approx 1,5$. Можно усмотреть аналогию между этим эффектом и возникновением волн зарядовой плотности в двойных квантовых ямах (см. ¹⁰⁻¹² и ссылки там). При $T = 0$ перемещение минимума должно сопровождаться резким изменением спектра испускания. Когда минимум находится в $k = 0$, наибольшей интенсивностью обладает безротонный переход. После смещения минимума он становится запрещенным вследствие закона сохранения импульса, и доминирует одноротонная полоса. В результате положение полосы изменяется скачком, а ее интенсивность резко падает. Результаты расчета приведены на рис.2.



Интересно изменение распределения электронной плотности, экранирующей дырку, при смещении минимума спектра. Соответствие между плоской и сферической геометрия устанавливается усреднением этой плотности по всем значениям M , проекции углового момента, при фиксированном L ; после усреднения распределение заряда вокруг дырки, расположенной на сфере в точке $\vec{\omega}_h$, не зависит от $\vec{\omega}_h$. Плотность удобно измерять в единицах $n_0(S) =$

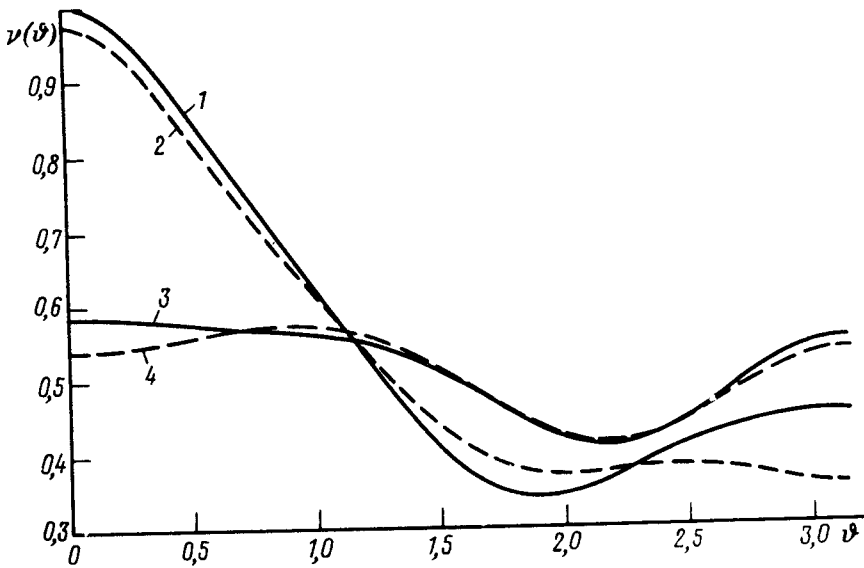


Рис. 3. Распределение электронной плотности $\nu(\vartheta)$ в экситоне при различном расстоянии h дырки от плоскости конфинмента электронов.

Четырем кривым отвечают следующие значения h , углового момента в основном состоянии L и избыточного заряда в северной полусфере Q : 1 - $h = 0$, $L = 0$, $Q \approx 1,06$, 2 - $h = 0,845$, $L = 0$, $Q \approx 1,06$, 3 - $h = 0,85$, $L = 3$, $Q \approx 0,67$, 4 - $h = 1,0$, $L = 3$, $Q \approx 0,67$

$(2S + 1)/4\pi S$, фермиевского предела на сфере радиуса $R = S^{1/2}$. Когда дырка находится на северном полюсе ($\vartheta_h = 0$), распределение электронной плотности определяется функцией

$$\nu(\vartheta) = \frac{4\pi}{2L + 1} \sum_M \int |\Psi_{LM}(\vec{\omega}_1 \dots \vec{\omega}_{N+1} | \vec{\omega}_h)|^2 \frac{1}{S} \sum_{j=1}^{N+1} \delta(\vec{\omega} - \vec{\omega}_j) d\vec{\omega}_1 \dots d\vec{\omega}_{N+1} / n_0(S), \quad (11)$$

имеющей смысл филлинг-фактора, ϑ - полярный угол. На рис.3 представлены результаты расчета функции $\nu(\vartheta)$ в основном состоянии системы для четырех значений h . Плотность экранирующего заряда получается из $\nu(\vartheta)$ вычитанием $\nu = N/(2S + 1)$. Перемещение минимума спектра сопровождается драматическим изменением $\nu(\vartheta)$. При $h = 0$ в основном состоянии $L = 0$, как вообще во всех мультипликативных состояниях ², $\nu(0) = 1$. С ростом h величина $\nu(0)$ уменьшается медленно, пока минимум остается при $L = 0$. Медленно изменяется и полный экранирующий заряд Q , который мы условно определяли как интеграл от $n_0(S)(\nu(\vartheta) - \nu)$ по северной полусфере. Он близок к 1, пока минимум остается при $L = 0$, и падает до $Q \approx 2/3$, когда минимум перемещается в точку $L = 3$. Для нового основного состояния экситона можно предложить следующую модель. Это нейтральное образование, состоящее из дырки, экранированной двумя квазиэлектронами, находящимися от нее на расстоянии близком к $l(H)$, и третьего квазиэлектрона на большем расстоянии; оно не может быть найдено при использованном размере сферы.

1. Апальков В.М., Рашба Э.И., Письма в ЖЭТФ, 1991, 53, 420.

2. Апальков В.М., Рашба Э.И., Письма в ЖЭТФ, 1991, 54, 160.
3. Laughlin R.B., Phys. Rev. Lett., 1983, 50, 13.
4. Kukushkin I., Timofeev V., von Klitzing K., Ploog K., In: Advances in Sol. St. Phys. (Festkorperprobleme), 1988, 28, 21.
5. Halperin B.I., Helv. Phys. Acta, 1982, 56, 75.
6. Буман Х., Иосс В., Кукушкин И.В. и др., Письма в ЖЭТФ, 1991, 53, 426.
7. Girvin S.M., MacDonald A.H., Platzman P.M., Phys. Rev. B, 1986, 33, 2481.
8. Haldane F.D.M., Phys. Rev. Lett., 1983, 51, 605.
9. Левинсон И.Б., Рашба Э.И., УФН, 1973, 111, 683.
10. Fertig W.A., Phys. Rev. B, 1989, 40, 1087.
11. Yoshioka D., MacDonald A.H., J. Phys. Soc. Jap., 1990, 59, 4211.
12. Chen X.M., Quinn J.J., Phys. Rev. Lett., 1991, 67, 895.