

ЭКСИТОНЫ И ДЕЭКСИТОНЫ В НЕЙТРАЛЬНОЙ 2D МАГНИТОПЛАЗМЕ С ЦЕЛОЧИСЛЕННЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ УРОВНЕЙ ЛАНДАУ. ЭКСПЕРИМЕНТ И ТЕОРИЯ.

*Л.В.Бутов , В.Д.Кулаковский , Э.И.Раиба**

*Институт физики твердого тела Академии наук СССР
142432, Черноголовка*

**Институт теоретической физики им.Л.Д.Ландау АН СССР
142432, Черноголовка*

Поступила в редакцию 27 декабря 1990 г.

Магнитооптическим методом исследованы возбуждения плотной нейтральной низкотемпературной электронно-дырочной магнитоплазмы в InGaAs/InP квантовых ямах с целочисленным заполнением уровней Ландау. Доказано существование стабильных экситонов и дезекситонов на уровне Ферми.

1. Квазидвумерный (2D) электронный газ с высокой подвижностью носителей в сильном магнитном поле обладает уникальными свойствами, связанными с зависимостью электрон-электронных ($e-e$) корреляций от фактора заполнения, ν . В частности, $e-e$ корреляции приводят к дробному квантовому эффекту Холла, вигнеровской кристаллизации и др. В нейтральной электронно-дырочной ($e-h$) магнитоплазме помимо $e-e$ корреляций существенны и $e-h$ корреляции, которые должны приводить к новым явлениям¹⁻³. Экспериментальные исследования квазистационарной $e-h$ магнитоплазмы пока малочисленны⁴⁻⁶, что связано с трудностями в реализации однородной $e-h$ системы в квантовой яме (КЯ).

Ранее⁴ нами было найдено, что решить эту проблему в значительной мере удастся при использовании нелегированных InGaAs/InP КЯ, в которых темновые носители практически отсутствуют. Благодаря малой скорости поверхностной рекомбинации в данных структурах, для получения однородной в пространстве и времени магнитоплазмы можно использовать малые размеры КЯ (~ 50 мкм) и, как следствие, стационарное фотовозбуждение. Это делает возможным экспериментальное изучение корреляционных эффектов в нейтральной магнитоплазме с сильной инверсией заселенности и равным заполнением уровней Ландау в зоне проводимости и в валентной зоне. В⁶ показано, что в такой системе $e-e$ и $e-h$ корреляции на верхнем заполненном уровне Ландау сильны даже когда среднее расстояние между носителями меньше магнитной длины, $l = (\hbar c / eH)^{1/2}$, H - магнитное поле.

В работе⁷ построена теория элементарных возбуждений инвертированной магнитоплазмы вблизи целочисленных значений ν в терминах экситонов и дезекситонов. Последние аналогичны экситонам, но существуют только в инвертированной системе. Они являются элементарными "девозбуждениями" в том смысле, что обладают импульсом \vec{k} , но энергия их отрицательна ($E_{\vec{k}}^d < 0$), и их возникновение приближает систему к равновесному состоянию. Возможность возникновения подобных образований ранее отмечалась в². Экситоны и дезекситоны могут быть введены при целочисленном ν строго по параметру $\epsilon_C / \hbar \omega_c \ll 1$, где $\hbar \omega_c$ - сумма циклотронных энергий электрона и дырки, а $\epsilon_C = e^2 / kl$ - кулоновская энергия, κ - диэлектрическая постоянная (о дополнительных ограничениях см. ниже). Излучательная рекомбинация $e-h$ пары порождает в такой системе дезекситон с импульсом $\vec{k} = 0$. Поэтому спектр излучения является узкополосным, энергия квантов равна $\hbar \omega = |E_{\vec{k}=0}^d|$.

Данная работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию экситонных и дезэкситонных элементарных возбуждений в магнитоплазме с целочисленным ν с привлечением спектров излучения нейтральной магнитоплазмы и фотовозбуждения магнитоэкситонов при пустых зонах.

2. Исследованы InGaAs КЯ с толщиной $L = 15$ нм. Нелегированные InP/In_{0,53}Ga_{0,47}As/InP гетероструктуры с одиночными КЯ были выращены методом МОСVD⁸. Неравновесные носители возбуждались аргоновым лазером ($\lambda = 5145 \text{ \AA}$). Излучение из образца после прохождения решеточного (600 штр/мм) монохроматора регистрировалось охлаждаемым Ge-детектором. Образцы располагались в сверхтекучем гелии в криостате со сверхпроводящим соленоидом ($H < 8,7$ Т).

Особое внимание было уделено однородности $e-h$ плазмы. С этой целью мы ограничили распространение $e-h$ плазмы в плоскости КЯ путем приготовления мез малого размера (50×50 мкм²) и использовали лазерный луч несколько большего диаметра (100 мкм). Для возбуждения плазмы с плотностью $n_{eh} \leq 1,5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ использовался непрерывный лазер с мощностью до 0,1 Вт. Этим было обеспечено постоянство n_{eh} во времени.

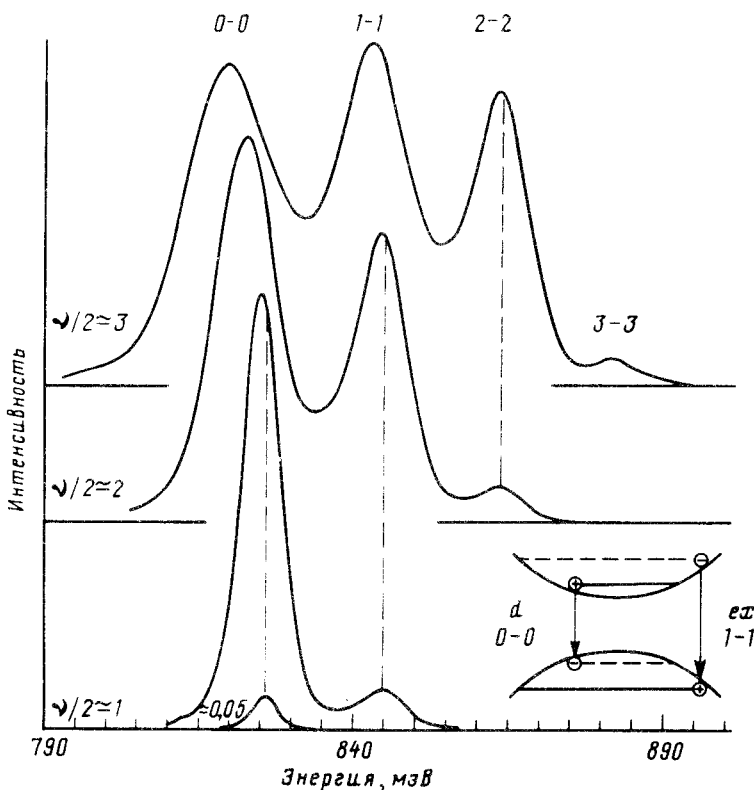


Рис. 1. Спектры излучения при факторах заполнения, близких к целочисленным. Штриховыми линиями соединены максимумы полос, отвечающих стабильным экситонам и дезэкситонам. Вставка: экситонный (ex) и дезэкситонный (d) переходы при $\nu/2 = 1$ (сплошные линии - заполненные уровни, штриховые - пустые)

3. На рис.1 показаны спектры излучения магнитоплазмы с фактором заполнения уровней Ландау, близким к целочисленному $\nu/2 \approx 0; 1; 2$ и 3. Магнитное поле $H = 8,65$ Т, температура $T = 2$ К. Так как спиновое расщепление уровней Ландау существенно меньше циклотронной частоты, состояния

с разными спинами заполняются практически одновременно. Применительно к межзонным экситонам (не магнитоплазмонам!) обе спинподсистемы ведут себя независимо, наличие носителей с противоположным спином не изменяет положения экситонных уровней. Поэтому ниже используется фактор заполнения $\nu/2$, заполнение называется целочисленным при целом $\nu/2$. Линии излучения 0-0, 1-1 и 2-2 отвечают разрешенным ($j_e = j_h$) переходам между уровнями Ландау в зоне проводимости (j_e) и в валентной зоне (j_h).

При малой плотности возбуждения ($\nu/2 \simeq 0,05$) линия излучения соответствует свечению магнитоэкситонов с нулевого уровня Ландау. При $\nu/2 \simeq 1$ в спектре одновременно наблюдается две линии: 0-0 и слабая линия 1-1. Появление носителей на первом уровне Ландау еще до полного заполнения нулевого уровня связано с конечным временем энергетической релаксации фотовозбужденных носителей. Из рис.1 видно, что размытие функции распределения невелико и при $\nu/2 \simeq m$ уровень $m-1$ почти заполнен, а уровень m почти пуст. В таких условиях излучательная рекомбинация $e-h$ пары со слабо заполненного уровня m соответствует аннигиляции экситона, а аннигиляция пары с почти полностью заполненного $m-1$ уровня Ландау отвечает рождению в такой системе дезэкситона (на уровне $m-1$). Как следует из теории⁷, в обоих случаях излучение узкополосное (рис.1). Из рис.1 видно также, что спектральное положение линии $m-m$ при почти пустом ($\nu/2 = m$) и почти заполненном ($\nu/2 = m+1$) m -ом уровне Ландау совпадают, что соответствует равенству энергий экситона $E_m^{ex}(\nu/2 = m)$ и дезэкситона $|E_m^d(\nu/2 = m+1)|$. Как показано в разделе 4, равенство этих энергий следует из теории.

Полные экспериментальные данные о спектральном положении линий 0-0, 1-1 и 2-2 для $\nu/2 \simeq 0, 1, 2$, и 3 сведены на рис. 2. Здесь же показаны энергии магнитоэкситонов 1-1 и 2-2 в пустой зоне, найденные из спектров экситонного фотовозбуждения. Из рис.2 видно, что энергии $m-m$ переходов при $\nu/2 = m$ (начало заполнения) и $\nu/2 = m+1$ (полное заполнение уровня m) совпадают. Помимо этих пар точек, слева и справа от них, энергия перехода быстро понижается с ростом ν . Например, $E_1^{ex}(\nu = 0)$ оказалась на 14 ± 3 мэВ выше, чем $E_1^{ex}(\nu/2 = 1)$, а $E_2^{ex}(\nu = 0)$ на 22 ± 3 мэВ выше, чем $E_2^{ex}(\nu/2 = 2)$.

4. Теория⁷ позволяет записать явные выражения для экситона и дезэкситона, отвечающих прямому разрешенному $m-m$ переходу для случая, когда инвертировано $N+1 = \nu/2$ уровней (0, 1, ..., N). Для экситона ($m \leq N$)

$$E_{m, \vec{k}=0}^{ex}(N) = E_m^0 + \epsilon_m(\vec{k}=0) + E_m^{H,F}(N) \quad (1)$$

для дезэкситона ($m \leq N$)

$$E_{m, \vec{k}=0}^d(N) = -E_m^0 + \epsilon_m(\vec{k}=0) - E_m^{H,F}(N) \quad (2)$$

Энергия E_m^0 включает щель E_g и энергию квантования Ландау в обеих зонах. Член

$$\epsilon_m(\vec{k}) = -\epsilon_C \int d\vec{q} V(\vec{q}) w_{mm}(\vec{q}^2) e^{i\vec{k}\vec{q}/(2\pi)^2} \quad (3)$$

- корреляционная энергия электрона и дырки, связанных в экситон, импульс \vec{q} измеряется в единицах l^{-1} , $V(\vec{q}) = 2\pi/\vec{q}$ - фурье-компонента кулоновского

потенциала. В обменной энергии Хартри-Фока

$$E_m^{HF}(N) = -2\epsilon_C \sum_{s=0}^N \int d\vec{q} V(\vec{q}) w_{sm}(\vec{q}^2) / (2\pi)^2 \quad (4)$$

каждый член отвечает взаимодействию между электроном на уровне m и всеми электронами уровня s (плюс аналогичный вклад для дырок в валентной зоне). Функции $w_{sm} > 0$ выражаются через полиномы Лаггера. Поскольку $\epsilon_m(\vec{k} = 0)$ входит в (1) и (2) с одинаковым знаком, а E_m^{HF} - с противоположным, электронно-дырочная симметрия не вполне тривиальна, что связано с перенормировкой E_g .

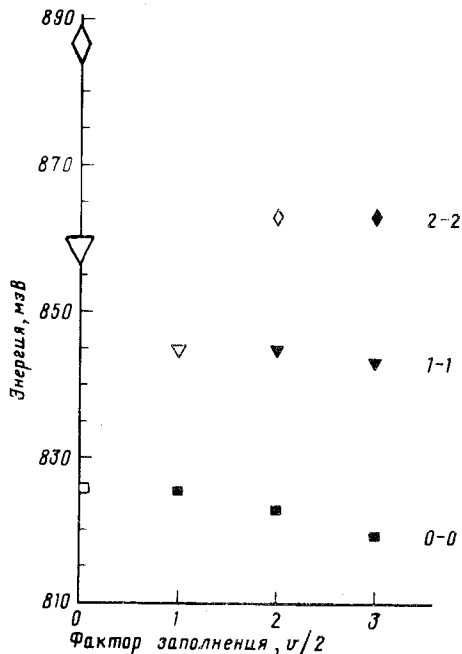


Рис.2

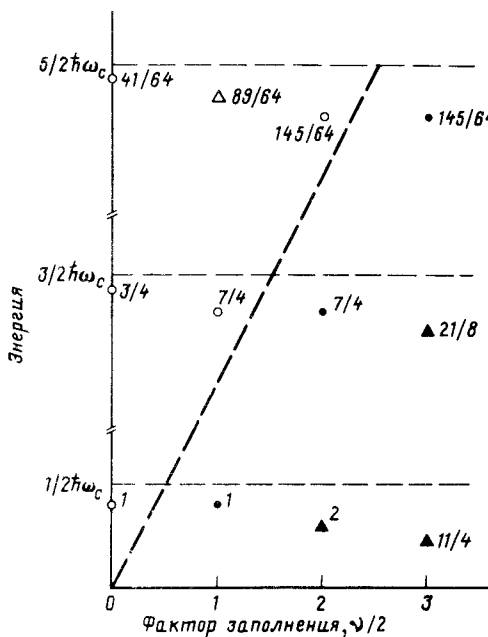


Рис.3

Рис. 2. Положение трех первых экситонных (светлые значки) и деэкситонных (темные значки) переходов при целочисленных факторах заполнения: эксперимент. Увеличенный размер значков при $\nu = 0$ отражает экспериментальную погрешность

Рис. 3. Положение трех первых переходов: теория. Кружки - стабильные частицы: светлые - экситоны, темные - деэкситоны. Треугольники - нестабильные частицы: светлый - экситон, темные - деэкситоны. Числа возле значков - кулоновская энергия в единицах $(\pi/2)^{1/2} \epsilon_C$

Приведенные формулы являются строгими по параметру $\epsilon_C \ll \hbar\omega_c$ в трех случаях, когда частицы стабильны: 1) для экситонов с произвольным m при отсутствии свободных носителей (при этом третий член в (1) отсутствует), 2) для экситонов с $m = N + 1$, и 3) для деэкситонов с $m = N$. В двух последних случаях переходы происходят между уровнями Ландау, ближайшими к уровню Ферми, т.е. на прямом краю Бурштейна. Эти состояния показаны на рис.3 светлыми (экситоны) и темными (деэкситоны) кружками. Теория претендует на надежное описание только этих состояний. В остальных случаях ситуация резко усложняется вследствие сильного взаимодействия экситонов

(дезкситонов) с многочастичным континуумом, приводящим к процессам их распада.

В рамках этой теории энергии экситонов и дезкситонов на N -ом уровне Ландау совпадают:

$$E_{N, \vec{k}=0}^{ex} (N-1) = |E_{N, \vec{k}=0}^d(N)|. \quad (5)$$

Равенство (5) вытекает из формул (1)-(4). В этом можно убедиться, если заметить, что $\epsilon_N(\vec{k}=0)$ точно совпадает с членом $s = N$ суммы в формуле (4) (без учета фактора 2 перед ней), сокращает его в энергии дезкситона, и напротив вносит его в энергию экситона. Так как сокращение происходит между корреляционной и обменной энергией, равенство (5) является непосредственным отражением корреляционных эффектов. Положение уровней, вычисленное по формулам (1)-(4), показано на рис.3 для $m, N \leq 2$.

Разности энергий экситонных и дезкситонных переходов (мэВ).

уровень Ландау	δ_{01}	δ_{12}	δ_{02}	δ_{23}
0	0 (0,5)	-	-	-
1	16 (14)	0 (< 0,3)	-	-
2	-	-	26 (22)	0 (< 0,3)
0	-	16 (2,5)	-	12 (3,5)
1	-	-	-	14 (1,5)

Теоретические значения $\delta_{ij} = E(\nu/2 = i) - E(\nu/2 = j)$ для соответствующих уровней Ландау, в скобках - эксперимент. Верхняя половина таблицы стабильные частицы, нижняя - нестабильные.

5. Сравнение экспериментальных зависимостей положения линий излучения от ν (рис.2) с теоретическими (рис.3) показано в таблице. Видно, что и эксперимент и теория дают совпадение энергий экситона и дезкситона на каждом из уровней Ландау. И теория и эксперимент дают сильное понижение уровней в магнитоплазме по сравнению с магнитоэкситонными уровнями в пустой КЯ. Количественное согласие эксперимента с теорией для стабильных частиц можно считать вполне удовлетворительным, если учесть, что 1) при $H \sim 8,5$ Т критерий сильного магнитного поля выполняется слабо ($\epsilon_C / \hbar \omega_c \simeq 0,5$), и 2) валентная зона в InGaAs имеет сложную структуру. Для нестабильных дезкситонов согласие теории с экспериментом лишь качественное. Теория дает слишком сильное понижение энергии перехода с ростом ν . Это, по-видимому, свидетельствует о сильном взаимодействии нестабильных дезкситонов с многочастичным континуумом. Таким образом, теория получает убедительное подтверждение для стабильных частиц, а для нестабильных она нуждается в обобщении с учетом виртуальных и реальных распадов дезкситонов.

В заключение авторы выражают благодарность И.В.Кукушкину и В.Б.Тимофееву за плодотворные дискуссии, Д.Грютцмахеру и А.Форхелу за гетероструктуры с КЯ, Я.Е.Покровскому за Ge-детектор.

Литература

1. Бычков Ю.А., Иорданский С.В., Элиашберг Г.М. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 152.
2. Лернер И.В., Лозовик Ю.Е. ЖЭТФ, 1981, 80, 1488.

3. Bauer G.E.W. Phys. Rev. Lett., 1990, 64, 602.
 4. Бутов Л.В., Кулаковский В.Д., Форхель А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1990, 52, 759.
 5. Potemski M., Maan Y.C., Ploog K., Weimann G. Proc.of 8-th Intern. Conf. EP2DS8, Grenoble. p265(1989)
 6. Butov L.V., Kulakovskii V.D., Forchel A. et.al. Proc.of 5-th Int. Conf on Superlattices and Microstructures, Berlin, 1990, in press.
 7. Бычков Ю.А., Рашба Э.И. Письма в ЖЭТФ, 1990, 52, 1209.
 8. Andersson T.G., Chen Z.G., Kulakovskii V.D. et al. Phys. Rev. B, 1988, 37, 4032.
-