

## ЭКСИТОННЫЙ ДИЭЛЕКТРИК В КВАЗИДВУМЕРНОЙ МАГНИТОПЛАЗМЕ

Л.В.Бутов, В.Д.Кулаковский

Институт физики твердого тела АН СССР  
142432, Черноголовка

Поступила в редакцию 22 марта 1991 г.

Найдено, что в низкотемпературной нейтральной магнитоплазме электроны и дырки с верхних занятых уровней Ландау в зоне проводимости и в валентной зоне связаны в магнитокситоны, т.е. реализовано состояние экситонного диэлектрика. Магнитокситоны на одном уровне Ландау ( $j_s^N - j_h^N$ ) могут рассматриваться как не взаимодействующие, а взаимодействие магнитокситонов разных уровней приводит к понижению энергии.

1. В ряде теоретических работ <sup>1</sup> показано, что притягивающее взаимодействие электронов ( $e$ ) и дырок ( $h$ ) в  $e-h$ -плазме в полупроводниках и полуметаллах может приводить к образованию связанных  $e-h$ -пар (экситонов) на уровне Ферми. Такие экситоны аналогичны Куперовским парам в сверхпроводниках. Поскольку экситоны нейтральны, их образование приводит к тому, что изначально металлическая плазма становится диэлектрической. Такое состояние получило название экситонного диэлектрика. Насколько нам известно, пока публикаций об экспериментальном наблюдении экситонного диэлектрика в полупроводниках нет. Переход в состояние экситонного диэлектрика ожидается при низких температурах в условиях совпадающих или близких по форме электронной и дырочной Ферми поверхностей. Более предпочтительными являются системы с пониженной размерностью. В таких системах, во-первых, больше экситонный Ридберг и, во-вторых, ослаблено экранирование кулоновского взаимодействия <sup>2</sup>. В настоящей работе нами исследована квазиульмерная система - фотовозбужденная нейтральная квази  $2D$   $e-h$ -плазма в сильных магнитных полях.

Необходимым условием для реализации экситонного диэлектрика является низкая температура. В плотной  $e-h$  магнитоплазме в  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  ( $x = 0,28$ )<sup>3</sup> и  $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ <sup>4</sup> квантовых ямах (КЯ), фотовозбужденной при температуре бани  $\sim 2\text{K}$ , электронная температура достигает 200 К и более, что превышает энергию связи экситонов. Более благоприятной является ситуация в  $\text{In}_{53}\text{Ga}_{47}\text{As}/\text{InP}$  КЯ, в которых электронная температура  $e-h$ -плазмы при плотности  $n_{eh} < 10^{12} \text{ см}^{-2}$  не превышает 40 К (благодаря меньшей скорости рекомбинации <sup>5</sup>. В <sup>5</sup> нами были сообщены предварительные экспериментальные результаты.

2. Нелегированные  $\text{InP}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$  гетероструктуры с одиночными КЯ ( $L=15$  нм) были выращены методом МOCVD<sup>6</sup>. Неравновесные носители возбуждались непрерывным аргоновым лазером  $\lambda = 5145\text{\AA}$ . 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  $50 \times 50$  мкм и использовали непрерывный лазерный луч несколько большего диаметра (100 мкм).

3. На рис. 1 показаны спектры излучения магнитоплазмы с различной  $n_{eh}$ , записанные в магнитном поле  $H = 8,65$  Т, перпендикулярном плоскости

КЯ при  $T_{\text{баник}} = 2$  К. При малой плотности в спектре наблюдается одна линия, соответствующая свечению 0-0 магнитоэкситона с нулевого уровня Ландау ( $j_e = j_h = 0$ ). Увеличение  $n_{eh}$  приводит к постепенному заполнению электронных и дырочных уровней Ландау и появлению в спектре новых линий, отвечающих разрешенным ( $j_e = j_h$ ) переходам между уровнями Ландау в зоне проводимости ( $j_e$ ) и в валентной зоне ( $j_h$ ). Из рис. 1 видно, что носители на первом уровне Ландау появляются раньше, чем насыщается интегральная интенсивность линии 0-0. Это связано с конечным временем релаксации фотовозбужденных носителей. Эффективная электронная температура может быть оценена из соотношения интенсивностей линий излучения. При  $n_{eh} < 10^{12}$  см $^{-2}$  она не превышает 40 К, что существенно меньше циклотронной и прямой Кулоновской энергий ( $> 10$  мэВ) в системе.

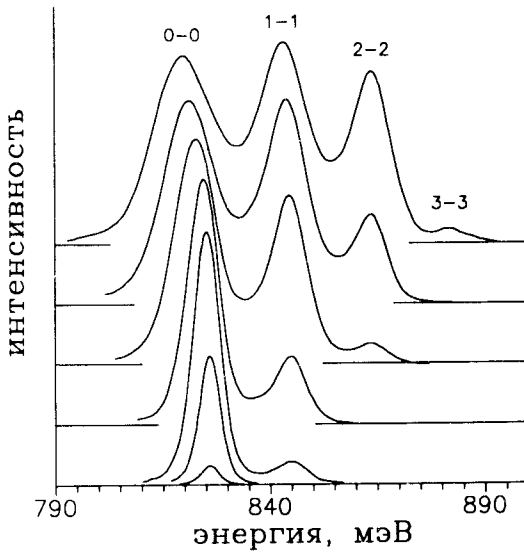


Рис. 1. Спектры излучения электронно-дырочной магнитоплазмы в 15 нм  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$  КЯ при различной  $n_{eh}$ ;  $H = 8,65$  Т,  $T_{\text{баник}} = 2$  К.

Изменение энергий разрешенных переходов между уровнями Ландау с ростом  $n_{eh}$  показаны на рис. 2. Значения энергий при  $n_{eh} = 0$  определены из спектров фотовозбуждения 0-0 магнитоэкситона, остальные - из спектров излучения. Из рис. 1, 2 видно, что увеличение числа носителей на верхнем занятом уровне Ландау ( $j_e = j_h = j^u$ ) приводит к понижению энергии всех переходов за исключением перехода  $j^u - j^u$ .

4. При малых  $n_{eh}$  положение линии излучения отвечает энергии 0-0 магнитоэкситона, равной  $E_{0-0} = E_g + 1/2\hbar\omega_c - E_0$ , где  $E_g$  - ширина запрещенной зоны,  $\hbar\omega_c$  - циклотронная энергия,  $E_0$  - энергия связи 0-0 магнитоэкситона. В пределе сильного магнитного поля  $E_0 = (\pi/2)^{1/2}e^2/kl_H$ , где  $k$  - диэлектрическая постоянная,  $l_H$  - магнитная длина, определяющая размер магнитоэкситона. С увеличением концентрации экситонов следует ожидать поправок, связанных с межэкситонным взаимодействием<sup>7</sup>. Экситоны отталкиваются на расстояниях  $r < l_H$  вследствие принципа Паули, а на больших расстояниях доминирует обменное притяжение. В пределе сильного поля эти два вклада в амплитуду рассеяния компенсируют друг друга, и энергия экситонов должна оставаться неизменной вплоть до полного заполнения 0-уровня Ландау<sup>7</sup>. Этот вывод согласуется с наблюдаемым в экспери-

менте постоянством энергии 0-0 перехода при  $\tilde{\nu} = \nu/2 < 1$  (рис. 1,2).

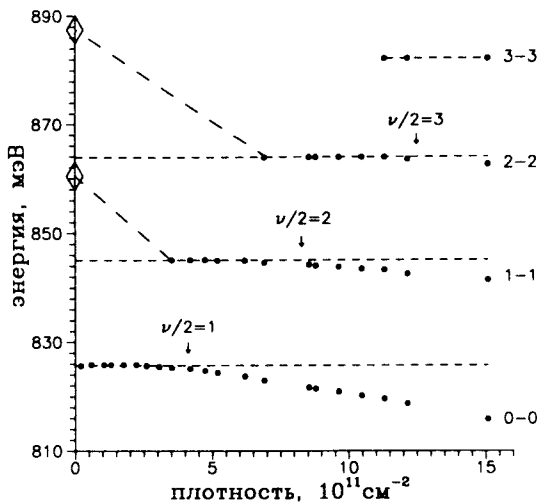


Рис. 2. Энергии переходов в зависимости от  $n_{eh}$ ,  $H = 8,65$  Т.

Заметим, что для несвязанных  $e$  и  $h$  увеличение  $n_{eh}$  должно приводить к понижению энергии 0-0-перехода, так как обменная энергия электронов и дырок не зависит от их спаривания, а паулиевское отталкивание в этом случае исчезает из-за вырождения уровня Ландау. При полном отсутствии  $e-h$ -спаривания энергия 0-0-перехода понизилась бы на  $2E_0$  при изменении фактора заполнения от 0 до единицы, что в поле 8,7 Т составляет 30 мэВ. Наличие плато в зависимости энергии 0-0-перехода от  $n_{eh}$  указывает на то, что все  $e$  и  $h$  на 0-уровне Ландау связаны в экситоны вплоть до полного заполнения уровня. Так как в магнитном поле система является квази  $0D$ , экранирование кулоновского взаимодействия в ней сильно подавлено и энергия связи магнитоэкситона остается практически неизменной вплоть до полного заполнения уровня <sup>7,8</sup>.

Переход 1-1 при  $n_{eh} = 0$  отвечает излучению 1-1 магнитоэкситона. Его энергия равна  $E_{1-1} = E_g + 3/2\hbar\omega_c - E_1$ , где  $E_1 = (3/4)E_0$  - энергия связи 1-1 магнитоэкситона. Для того чтобы понять изменение энергии перехода 1-1 с ростом  $n_{eh}$  обратим внимание на тот факт, что во взаимодействии частиц с разных уровней Ландау, волновые функции которых построены из разных квазиимпульсов, отталкивание Паули исчезает, а обменное притяжение остается. Поэтому энергия 1-1 магнитоэкситона понижается по мере заполнения 0-уровня Ландау ( $\tilde{\nu} < 1$ ), а энергия 0-0-перехода - при заполнении 1-уровня Ландау ( $1 < \tilde{\nu} < 2$ ). При  $\tilde{\nu} = 1$  понижение энергии 1-1-перехода равно обменной энергии взаимодействия  $e-h$ -пары на 1-уровне со всеми парами заполненного 0-уровня <sup>7,8</sup>, что в пределе сильного поля составляет  $E_0$  (16 мэВ при  $H = 8,65$  Т). Экспериментальное значение  $15 \pm 3$  мэВ согласуется с этим числом.

Энергия перехода 1-1 в области заполнения первого уровня Ландау ( $1 < \tilde{\nu} < 2$ ) не зависит от  $n_{eh}$ . Это означает, что все  $e$  и  $h$  на 1-уровне Ландау во всем диапазоне  $1 < \tilde{\nu} < 2$  связаны в экситоны, для которых паулиевский и обменный вклады компенсируются. Поведение 2-2 магнитоэкситона (рис. 1 и 2) аналогично поведению 1-1 магнитоэкситона. Его энергия понижается на

$23 \pm 3$  мэВ при заполнении 0- и 1-уровней Ландау и остается неизменной при заполнении 2-уровня. Таким образом, магнитоэкситоны одного уровня Ландау ( $j_e^N - j_h^N$ ) не взаимодействуют, а взаимодействие магнитоэкситонов разных уровней приводит к понижению энергии, т.е. является притягивательным. Отметим, что недавно в исследованиях спектров  $2D$   $e-h$ -плазмы в условиях селективного возбуждения небольшого количества магнитоэкситонов на 0- и 1- уровнях Ландау <sup>9</sup> было обнаружено, что в сильном магнитном поле магнитоэкситоны разных уровней притягиваются, взаимодействие же небольшого количества магнитоэкситонов на одном уровне не приводит ( в рамках точности) к изменению их энергии.

Постоянство энергии магнитоэкситонов  $j - j$  во всей области плотностей  $0 < j \leq \tilde{\nu} \leq j+1$  указывает на то, что все  $e$  и  $h$  на верхнем уровне Ландау связаны в экситоны, и, следовательно, в системе реализуется состояние экситонного диэлектрика. Подчеркнем, что спаривание  $e$  и  $h$  происходит и при  $\tilde{\nu} > 1$ , когда межчастичное расстояние меньше размера магнитоэкситонов. В этом случае магнитоэкситоны также аналогичны куперовским парам.

В нулевом магнитном поле экситоны на ферми-поверхности являются динамическими парами и спаривание под уровнем Ферми ослабляется вследствие уменьшения мест для рассеяния в  $k$ -пространстве. В сильном магнитном поле магнитоэкситоны являются статическими парами и в первом приближении энергия спаривания на уровне Ландау не зависит от наличия носителей на вышележащих уровнях. При учете оже-процессов магнитоэкситон под уровнем Ферми уже нельзя рассматривать как стабильное связанное состояние. Это отражается, в частности, в увеличении ширины линии излучения для переходов между уровнями Ландау под уровнем Ферми (рис. 1). Кроме того сдвиг линии 1-1 при изменении  $\tilde{\nu}$  от 0 до единицы существенно больше, чем сдвиг линии 0-0 при изменении  $\tilde{\nu}$  от 1 до 2, хотя без учета оже-процессов эти сдвиги в рамках рассматриваемой модели должны быть одинаковыми <sup>10</sup>.

Отметим, что в частном случае целочисленных  $\tilde{\nu}$  энергию перехода для полностью заполненного уровня Ландау, ближайшего к уровню Ферми, можно получить, введя новую квазичастицу - деэкситон <sup>10</sup>. В энергию деэкситона входят только обменная энергия взаимодействия  $e(h)$  со всеми остальными  $e(h)$  в зоне и энергия связи магнитоэкситона <sup>10</sup>. Вследствие симметрии электрон-дырка на уровне Ландау (с учетом перенормировки  $E_p$ ) энергии переходов при произвольных  $\nu$ , по-видимому, можно также рассчитывать в терминах деэкситонов, учитывая паулиевское отталкивание.

5. На рис. 3 показаны зависимости энергий переходов от  $H$  при фиксированных  $n_{eh}$ . При различных  $n_{eh}$  энергии переходов между верхними занятыми уровнями Ландау укладываются на один веер Ландау, показанный на рис. 3 сплошными линиями. Это является отражением того, что при фиксированном  $H$  энергия магнитоэкситонов на верхнем уровне не зависит от плотности вплоть до полного заполнения уровня и появления носителей на следующем уровне (рис. 1,2).

Уменьшение  $H$  приводит к уменьшению вырождения уровней Ландау и при  $H_c(N) = 2\pi\hbar c n_{eh} / (N+1)e$  уровень  $N$  заполняется полностью и начинает заполняться  $N+1$ -уровень. Как было показано в п. 3 магнитоэкситоны на одном уровне Ландау не взаимодействуют, а взаимодействие магнитоэкситонов разных уровней вызывает понижение энергии. При  $H < H_c(N)$  уменьшение  $H$  приводит к увеличению количества магнитоэкситонов на других ( $j \neq N$ ) уровнях, а при  $H > H_c(N)$  - к уменьшению (неизменности для  $N=0$ ). Поэтому при  $H = H_c(N)$  происходит изменение наклона зависимости энергии  $N - N$ -перехода от  $H$  (при  $H < H_c$  наклон круче). Энергии переходов

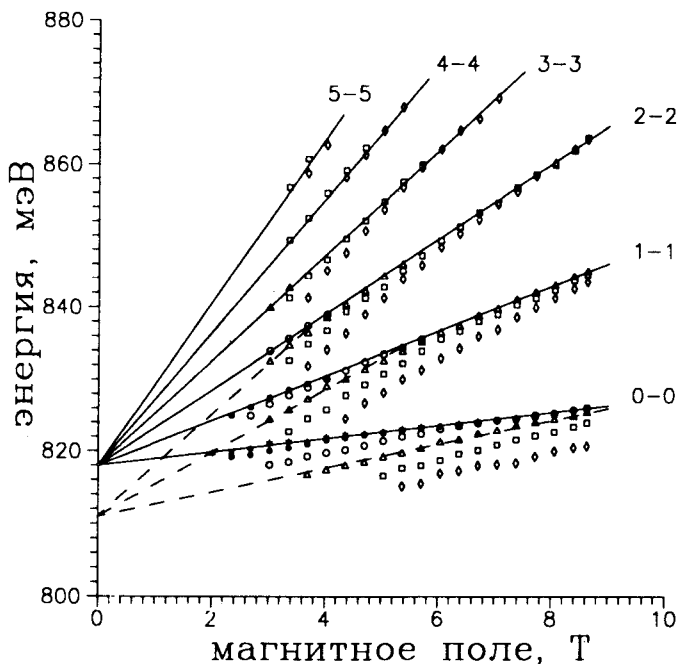


Рис. 3. Энергии переходов в зависимости от  $H$  при различных  $n_{e\Delta}$ : звездочки -  $4 \times 10^{10}$ , точки -  $2,1 \times 10^{11}$ , кружки -  $2,9 \times 10^{11}$ , треугольники -  $4,8 \times 10^{11}$ , квадраты -  $6,8 \times 10^{11}$ , ромбы -  $10^{12} \text{ см}^{-2}$

между уровнями Ландау под уровнем Ферми укладываются на веера Ландау (различные для разных  $n_{eh}$ ), сходящиеся при  $H = 0$  в точки, соответствующие перенормированной ширине запрещенной зоны. Один из таких вееров (для  $n_{eh} = 4,8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) показан на рис. 3 штрихованной линией.

В заключение авторы выражают благодарность Кукушкину И.В., Рашба Э.И. и Тимофееву В.Б. за плодотворные дискуссии, Д.Грютцмахеру Д. и Форхелу А. за гетероструктуры с КЯ.

### Литература

1. Келдыш Л.В., Копяев Ю.В. ФТТ, 1964, 6, 2791 ; Comte C., Nosieres P. J.Phys., 1982, 43, 1069 ; G.E.W.Bauer, Phys.Rev.Lett., 1990, 64, 602.
2. Schmitt-Rink S., Chemla D.S., Miller D.A. Adv. Phys., 1989, 38, 89.
3. Бутов Л.Б., Кулаковский В.Д., Егоров В.Д., Андерссон Т.Г. Письма в ЖЭТФ, 1991, 53, 37.
4. Potemski M., Maan J.C., Ploog K., Weimann G. Sol. St. Comm., 1990, 75, 185.
5. Butov L.V., Kulakovskii V.D., Forchel A., Grutsmacher D. Proc. of 5th Int. Conf on Superlattices and Microstructures, Berlin, 1990, in press.
6. Kulakovskii V.D., Lach E., Forchel A. et. al. Phys. Rev. B, 1989, 40, 8087.
7. Лернер И.В., Лозовик Ю.Е. ЖЭТФ, 1981, 80, 1488; Paquet D., Rice T.M., Ueda K. Phys. Rev. B, 1985, 32, 5208.
8. Schmitt-Rink S., Miller D.A.B., Chemla D.S. Phys. Rev. B, 1987, 35, 8113.
9. Stark J.B., Knox W.H., Chemla D.S. et al. Phys. Rev. Lett., 1990, 65, 3033.
10. Бычков Ю.А., Рашба Э.И. Письма в ЖЭТФ, 1990, 52, 1209; Бутов Л.В., Кулаковский В.Д., Рашба Э.И. Письма в ЖЭТФ, 1991, 53, 104.