

МАГНИТОПЛАЗМЕННАЯ РЕПЛИКА В СПЕКТРАХ РЕКОМБИНАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КВАЗИДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В GaAs/AlGaAs КВАНТОВЫХ ЯМАХ

О.В.Волков¹⁾, В.Е.Житомирский, И.В.Кукушкин, К.фон Клитцинг^{*2)}
К.Эберл^{*2)}

Институт Физики Твердого Тела РАН
142432 Черноголовка, Московской обл., Россия

* Max-Planck-Institut für Festkörperforschung
70569 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 12 сентября 1997 г.

Исследованы спектры излучательной рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными свободными дырками в широком наборе GaAs/AlGaAs квантовых ям с различной толщиной и концентрацией электронов. Обнаружено, что при определенных факторах заполнения, близких к целочисленным значениям, в спектре люминесценции появляется интенсивная линия, отвечающая оже-процессу – излучательной рекомбинации с испусканием дополнительного магнитоплазменного возбуждения. Новая линия сдвинута в сторону меньших энергий по отношению к нулевому уровню Ландау, а зависимость энергетического расщепления между этими линиями от магнитного поля согласуется с теоретическими представлениями о дисперсии магнитоплазменных возбуждений, что позволяет оценить энергию магнитоплазмона в ротонном минимуме.

PACS: 71.45.Gm

1. В последнее время сильно возрос интерес к системе двумерных (2D) электронов, что связано не только с разнообразными возможностями их применения в микроэлектронике, но и с открытием принципиально новых фундаментальных физических явлений – целочисленного и дробного квантового эффекта холла (КЭХ) [1]. Эти явления специфичны для 2D-систем, и для их понимания на микроскопическом уровне необходимо знать устройство спектра элементарных возбуждений системы 2D-электронов в перпендикулярном магнитном поле. Известно, что дисперсия таких возбуждений определяется межэлектронным взаимодействием, которое доминирует на длинах волн, сравнимых с характерным расстоянием между частицами. Именно электрон-электронное взаимодействие определяет дисперсию волн спиновой плотности в КЭХ, магниторотонную щель в дробном КЭХ, спектр магнитофононов в вигнеровском кристалле и перенормировку спектра магнитоплазменных мод. Стандартные оптические методы, основанные на изучении излучательной рекомбинации 2D-электронов с фотовозбужденными свободными дырками, позволяют получить информацию о дисперсии квазичастиц лишь в длинноволновой области спектра, что следует из закона сохранения квазиимпульса при излучательной рекомбинации. Поэтому для исследования коротковолновой части спектра возбуждений эффективными могут оказаться оже-процессы рекомбинации, поскольку участие дополнительной частицы отдачи позволяет преодолевать ограничения, связанные с законом сохранения квазиимпульса. Одним из примеров такого рода процессов является электронно-дырочная рекомбинация с возбуждением магнитоплазмона - коллективного возбуждения, со-

¹⁾ e-mail: volkov@issp.ac.ru

²⁾ K.von Klitzing, K.Eberl.

стоящего из электрона на одном уровне Ландау и "дырки" на другом, связанных кулоновским взаимодействием [2]. Как было показано в [3], возбуждение магнитоплазменных мод может влиять на форму спектра при резонансном пересечении оптических переходов и даже приводить к появлению в спектре новых линий - магнитоплазменных реплик, смещенных в меньшие энергии на энергию магниторотона [4]. Следует отметить, что проявление оже-процессов на аналогичных образцах наблюдалось многими авторами и приписывалось либо процессам переброса при рекомбинации многочастичных экситонных комплексов [5], либо испусканию оптических фононов при рекомбинации электронов из вышележащих уровней Ландау [6]. Поэтому для того, чтобы однозначно связать реплику, впервые обнаруженную нами в [4], с возбуждением магнитоплазмонов, необходимо изучение магнитополевой зависимости энергии расщепления в широком диапазоне концентрации 2D-электронов. Нами исследованы спектры люминесценции 2D-электронов семейства асимметрично легированных квантовых ям толщиной 200, 250, 300 и 350 Å с концентрацией носителей n_s от $1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $6.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью μ от $3 \cdot 10^5$ до $9 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Во всех исследованных структурах мы наблюдали магнитоплазменную реплику, которая демонстрировала общие для всех образцов свойства - линия возгорается в условиях, близких к режиму КЭХ, и энергетическое расщепление, соответствующее возбуждению магнитоплазменной моды, проявляет корневую зависимость от магнитного поля, то есть оно пропорционально энергии кулоновского взаимодействия на расстоянии порядка магнитной длины. Это подтверждает предположение о том, что появление реплик связано с возбуждением магниторотонов.

2. Серия из 7 асимметрично легированных одиночных квантовых ям высокого качества была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs (см. [4]). Оптическое возбуждение системы осуществлялось перестраиваемым Ti/Sp-лазером. Спектральным прибором служил двойной монохроматор Ramapog U-1000, который в сочетании с CCD-детектором обеспечивал разрешение 0.03 эВ. Концентрация и подвижность 2D-электронного газа измерялись транспортными методами на той же структуре в условиях лазерной подсветки. Для дополнительного управления концентрацией применялась слабая подсветка системы He/Ne-лазером. Эксперименты проводились при температуре 1.5К в диапазоне магнитного поля 0...11Тл, которое было направлено перпендикулярно плоскости квантовой ямы.

3. На рис.1 приведены фрагменты спектров люминесценции, отвечающие рекомбинации 2D-электронов нулевого уровня Ландау, измеренные для квантовой ямы толщиной 250 Å с концентрацией носителей $n_s = 3.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в различных магнитных полях в σ -поляризации. Наиболее существенным в спектре нулевого уровня Ландау является переход между наименьшими энергетическими уровнями электронов и тяжелых дырок $0+0\hbar+$ (высокоэнергетическая линия на рис.1). Однако, как видно из рис.1, при определенных значениях фактора заполнения, а именно в районе $\nu \approx 2.3$ (а) и $\nu \approx 4.3$ (б), с низкоэнергетического края нулевого уровня Ландау появляется ярко выраженная широкая линия, которая, как отмечалось в [4], связана с возбуждением магнитоплазмона в процессе электронно-дырочной рекомбинации. На рис.1(с) показана зависимость отношения интенсивности магнитоплазменной реплики и основного перехода $0+0\hbar+$ от фактора заполнения. Как видно из рисунка, магнитоплазменная реплика появляется в диапазонах $2 < \nu < 3$ и $4 < \nu < 5$ с максимумами при $\nu \approx 2.3, 4.3$.

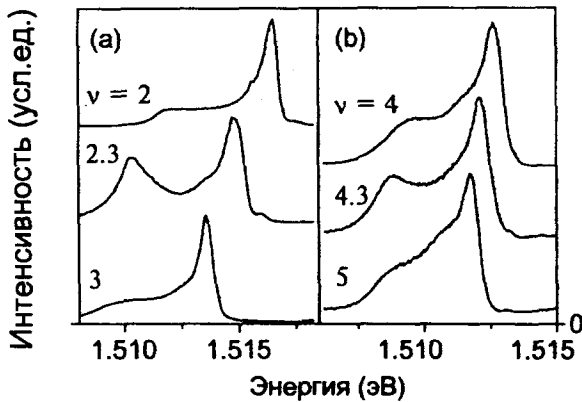


Рис.1(a, b) Спектры излучательной рекомбинации 2D-электронов нулевого уровня Ландау, измеренные для ямы толщиной 250 Å с концентрацией носителей $n_s = 3.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в различных магнитных полях, отвечающих указанным факторам заполнения. (c) Зависимость относительной интенсивности магнитоплазменной реплики от фактора заполнения

Причины такого поведения следует искать в правилах отбора для оптических переходов. Как известно, основными разрешенными электронно-дырочными переходами являются переходы между уровнями Ландау электронов и дырок с одинаковыми номерами ($N_e = N_h$). Переходы между уровнями с разными номерами ($N_e \neq N_h$) имеют значительно меньшую амплитуду [7,8]. Однако, поскольку концентрация фотовозбужденных дырок в системе очень мала, практически все дырки в процессе энергетической релаксации оказываются на наинизшем энергетическом уровне $0\hbar+$. В результате интенсивность люминесценции уровней Ландау с $N_e > 0$ быстро спадает с увеличением их номера. Однако рекомбинация электронов с уровня Ландау с $N_e > 0$ и дырок с уровня $0\hbar+$ тем не менее возможна, если она сопровождается возбуждением магнитоплазмона, уносящего нескомпенсированный угловой момент, равный N_e . При этом правила отбора для спина разрешают только переход с участием нижнего спинового подуровня N_e+ , поляризованный в $\bar{\sigma}$ -поляризации. Магнитоплазмон, участвующий в этом процессе, представляет собой пару из электрона на пустом или частично заполненном уровне Ландау и "дырки" на полностью заполненном уровне Ландау, номера которых отличаются на $\Delta N = N_e$, с энергией $\Delta N \cdot \hbar\omega_c + \Delta E(k)$. В силу теоремы Кона [9], при учете только межэлектронного взаимодействия полный импульс такой пары $k = 0$, а энергия возбуждения $-\Delta N \cdot \hbar\omega_c$ (так как $\Delta E(0) = 0$). Это означает, что энергия испущенного фотона окажется смещенной ровно на $N_e \hbar\omega_c$, то есть совпадет с энергией фотона, испус-

каемого при рекомбинации $0 + 0\hbar+$. Однако учет взаимодействия 2D-электронов с удаленными ионизованными донорами в слое легирования может существенно изменить описанную выше картину. Известно, что в режиме целочисленного КЭХ, когда фактор заполнения незначительно превышает четное число, все электроны на верхнем уровне Ландау локализованы на флуктуациях случайного потенциала [1] с размером порядка магнитной длины $l_H = (\hbar c/eB)^{1/2}$. В результате рекомбинации таких электронов с возбуждением магнитоплазмонов последние приобретают квазиимпульс порядка $k \sim 1/l_H$, а энергия фотонов оказывается сдвинутой на $\Delta E(k)$ относительно энергии перехода $0 + 0\hbar+$. Таким образом, формируется низкоэнергетический хвост спектра рекомбинации нулевого уровня Ландау. Конкретный его вид определяется плотностью состояний магнитоплазмонов, то есть зависит от закона их дисперсии. Как известно, в законе дисперсии магнитоплазмонов [2] имеется ярко выраженный минимум в области квазиимпульсов порядка обратной магнитной длины $1/l_H$. Энергия, соответствующая этому минимуму, оказывается пропорциональна энергии кулоновского взаимодействия на расстоянии порядка магнитной длины $\Delta E \sim e^2/\epsilon l_H$. Соответствующий максимум в плотности состояний должен приводить к возникновению линии, отщепленной на энергию магнитоплазмонов в минимуме (магниторотонов). Интенсивность этой линии при малых отклонениях от четного фактора заполнения должна расти пропорционально количеству электронов на верхнем уровне Ландау. При дальнейшем увеличении фактора заполнения, когда среднее расстояние между электронами на верхнем уровне Ландау становится сравнимо с магнитной длиной l_H , электроны начинают эффективно экранировать флуктуации случайного потенциала. Это приводит к падению интенсивности магнитоплазменной реплики за счет уменьшения числа локализованных электронных состояний. Отметим, что в процессе рекомбинации 2D-электрона из полностью заполненного уровня Ландау (под поверхностью Ферми) рождение магнитоплазмона с ненулевым квазиимпульсом оказывается невозможным вследствие равномерного распределения электронной плотности [10].

Таким образом, зависимость относительной интенсивности магнитоплазменной реплики от фактора заполнения, представленная на рис.1(с), вполне согласуется с описанным выше механизмом ее возникновения. Кроме того, этот механизм позволяет также объяснить обнаруженное нами в работе [4] угасание магнитоплазменной реплики при повышении температуры за счет термической делокализации электронов.

Для того чтобы подтвердить связь обнаруженной нами реплики с возбуждением магниторотонов, мы исследовали зависимость энергетического расщепления между магнитоплазменной репликой и основным переходом $0 + 0\hbar+$ нулевого уровня Ландау. На рис.2 приведены спектры для 4 различных концентраций 2D-электронов в магнитных полях, соответствующих фактору заполнения $\nu = 2.3$, для квантовой ямы толщиной 250 Å. Стрелкой отмечено положение магнитоплазменной реплики. Зависимость энергетического расщепления от магнитного поля для всех исследованных образцов показана на рис.3. Разные сочетания толщины ямы и фактора заполнения показаны на рисунке различными символами, соответствие между ними приведено на вставке. При этом в каждом случае точки ставились в некотором диапазоне по магнитному полю, где магнитоплазменная реплика ярко выражена: $2 < \nu < 3$ для точек, помеченных $\nu = 2$, и $4 < \nu < 5$ для точек, помеченных $\nu = 4$. Как видно из

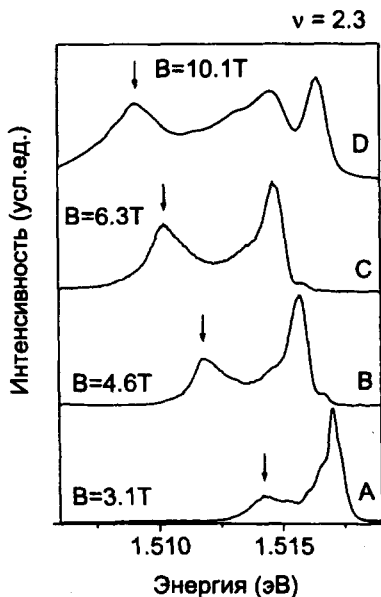


Рис.2 Спектры люминесценции нулевого уровня Ландау, полученные для четырех квантовых ям толщиной 250 Å с концентрациями носителей $n_s = 1.7 \cdot 10^{11}$, $2.6 \cdot 10^{11}$, $3.5 \cdot 10^{11}$ и $5.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (A, B, C и D, соответственно) в магнитных полях, соответствующих фактору заполнения $\nu = 2.3$. Магнитоплазменные реплики отмечены стрелками

рисунка, все точки, соответствующие возбуждению циклотронного магнитоплазмонна ($\nu = 2, 4$), независимо от толщины квантовой ямы и концентрации электронов, укладываются на одну и ту же универсальную зависимость, которая очень близка к корневой (штрих-пунктирная линия на рис.3). Коэффициент этой зависимости – $\delta E \simeq 0.38e^2/\epsilon l_H$ несколько больше энергии магнитоотона с $\Delta N = 1$, рассчитанной в [2], $0.25e^2/\epsilon l_H$.

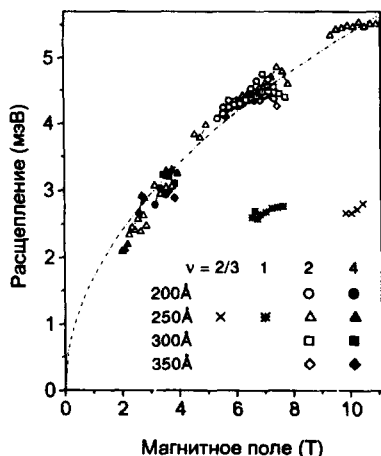


Рис.3 Магнитолевая зависимость энергетического расщепления между линией, отвечающей переходу $0 + 0\hbar+$, и магнитоплазменной репликой, измеренная для ям различной толщины и концентрации 2D-электронов. Соответствие между параметрами и символами, использованными на графике, показано на вставке. Штрих-пунктирная линия соответствует кулоновской энергии на магнитной длине с коэффициентом пропорциональности, отвечающим экспериментальным данным

На двух квантовых ямах толщиной 250 Å магнитоплазменная реплика была обнаружена также в районе фактора заполнения $\nu = 1$, что соответствует возбуждению волн спиновой плотности. Коэффициент при корневой аппроксимации $\delta E \simeq 0.22e^2/\epsilon l_H$ оказывается в разумном согласии с рассчитанным в [2] – $0.15e^2/\epsilon l_H$. На

одном из образцов с толщиной ямы 250 \AA магнитоплазменная реплика была также обнаружена в районе фактора заполнения $\nu = 2/3$ (рис.3) с $\delta E \simeq 0.19e^2/\epsilon l_H$. В данном случае магнитоплазмоны могут возникать в системе композитных фермионов ($\nu^* = 2$), определение закона дисперсии коллективных возбуждений в этом случае требует отдельного теоретического исследования.

4. Таким образом, нами показано, что магнитоплазменная реплика появляется на низкоэнергетическом хвосте нулевого уровня Ландау, когда фактор заполнения незначительно превышает четное число, что отвечает возбуждению циклотронного магнитоплазмона с ненулевым квазиимпульсом в процессе рекомбинации электронов верхнего частично заполненного уровня Ландау с дырками нижайшего энергетического уровня. Магнитополевая зависимость энергетического расщепления подтверждает связь этой реплики с дополнительным минимумом в дисперсии магнитоплазмонов при $k \approx 1/l_H$, а коэффициент этой зависимости находится в разумном согласии с теоретическими расчетами. Обнаружены также магнитоплазменные реплики в районе факторов заполнения $\nu = 1$ и $\nu = 2/3$, которые могут быть связаны с возбуждением волн спиновой плотности и магнитоплазмонов в системе композитных фермионов.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-16177) и ИНТАС (грант 95-IN/RU-675).

-
1. R.E.Prange and S.M.Girvin, *The Quantum Hall Effect*, New York : Springer, 1990.
 2. C.Kallin and B.I.Halperin, *Phys.Rev.B* **30**, 5655 (1984).
 3. Л.В.Бутов, Л.В.Кулик, В.Д.Кулаковский, Т.Г.Андерссон, *Письма в ЖЭТФ* **56**, 575 (1992).
 4. О.В.Волков, В.Е.Житомирский, И.В.Кукушкин и др., *Письма в ЖЭТФ* **65**, 38 (1997).
 5. G.Finkelstein, H.Shtrikman, and I.Bar-Joseph, *Phys. Rev.* **B53**, 12593 (1996).
 6. P.E.Simmonds et. al., *Surf. Science* **263**, 646 (1992).
 7. C.R.Pidgeon and R.N.Brown, *Phys. Rev.* **146**, 575 (1966).
 8. B.B.Goldberg et. al., *Phys.Rev.B* **38**, 10131 (1988).
 9. W.Kohn, *Phys.Rev.* **123**, 1242 (1961).
 10. B.Janovici, *Phys.Rev.Lett.* **46**, 386 (1981).