

МЕЖПОДЗОННЫЕ КОЛЛЕКТИВНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В КВАЗИДВУМЕРНЫХ СИСТЕМАХ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

B.E.Бисти¹⁾

Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 25 февраля 1999 г.

Проведен расчет спектра межподзонных коллективных возбуждений спиновой и зарядовой плотности в системе квазидвумерных электронов в пределе сильного магнитного поля при $\nu \leq 4$ (ν – фактор заполнения). При $\nu \geq 2$ получены две новые близко расположенные моды коллективных возбуждений. Полученные моды позволяют дать новую трактовку экспериментально наблюдаемой линии, обычно интерпретируемой как линия одночастичных возбуждений.

PACS: 73.40.Nm

В последние годы свойства квазидвумерных электронов в таких системах, как инверсионные слои, одиночные квантовые ямы и сверхрешетки, привлекают значительное внимание исследователей. Особенностью таких систем, представляющей интерес как для теоретиков, так и для экспериментаторов, является появление особого рода коллективных возбуждений, связанное с наличием нескольких уровней размерного квантования. Специфические коллективные возбуждения, связанные с межподзонными переходами, – это межподзнные плазменные колебания, или волны зарядовой плотности (CDE) и волны спиновой плотности (SDE). Теоретически эта проблема в отсутствие магнитного поля исследовалась в работах [1-7]. В приближении случайных фаз (RPA), наряду с обычными двумерными плазмонами, были получены CDE (межподзнные плазмоны) [1,2]. Учет обменного взаимодействия электронов позволил получить второй тип возбуждений – SDE [3-7]. Обменное взаимодействие учитывалось как в приближении локальной плотности (LDA) [3, 4], так и прямыми методами [5-7]. Коллективные возбуждения в магнитном поле (межподзнные и внутримежподзнные магнитоплазмоны) рассматривались в рамках RPA и LDA [8-10]. Для экспериментального изучения SDE и CDE используются методы инфракрасного поглощения и резонансного комбинационного рассеяния [11-16].

В спектрах межподзенного комбинационного рассеяния света в магнитном поле [13-16] наблюдаются линии рассеяния на коллективных возбуждениях спиновой и зарядовой плотностей, а также расположенная между ними интенсивная линия. Эта линия интерпретируется в большинстве случаев как линия одночастичных возбуждений (SPE) [13,14]. Однако в работах [15, 16] указывается, что поляризационные и спектральные характеристики линии SPE противоречат обычной трактовке этой линии в терминах одночастичных возбуждений, и природа ее не вполне ясна.

В данной работе проведен расчет спектра межподзенных коллективных возбуждений в сильном магнитном поле прямым методом в приближении Хартри-Фока. Показано, что число коллективных мод зависит от фактора заполнения. Так, при

¹⁾ e-mail: bisti@issp.ac.ru

$\nu \leq 2$ в системе имеется 2 типа возбуждений, одно из которых CDE, а второе SDE. При $\nu > 2$ получены 4 типа возбуждений, два из которых CDE, а два других SDE. Помимо обычных CDE и SDE, появляются две новые близко расположенные моды коллективных возбуждений. Появление этих мод связано с заполнением второго уровня Ландау. Это позволяет дать новое объяснение линии SPE, появляющейся в магнитном поле действительно при ²⁾ $\nu > 2$. Это не одна неполяризованная линия SPE, а две почти совпадающие линии CDE и SDE.

Спектр межподзонных коллективных возбуждений в зависимости от величины магнитного поля H ищется при следующих условиях.

1. В системе имеются 2 подзоны размерного квантования, влиянием остальных подзон можно пренебречь. Плотность двумерных электронов n , такова, что нижняя подзона E_0 заполнена, а следующая, E_1 , – пуста. Энергии E_0 и E_1 вычислены в приближении Хартри.

2. Присутствует сильное квантующее магнитное поле H , направленное перпендикулярно двумерному слою. Рассматривается область сильных магнитных полей, для которых $0 < \nu \leq 4$.

3. Учитываются только процессы без переворота спина; для простоты полагаем g -фактор электронов $g = 0$ ($\mu_0 g \ll T$, T – температура системы), но спиновое вырождение в расчет включается.

4. Рассматривается длинноволновый предел $ka \ll 1$, $k a_H \ll 1$ (a – ширина квантовой ямы, $a_H = (\hbar c/eH)^{1/2}$ – магнитная длина).

5. Масштабы энергии таковы, что $T \ll |E_{CD} - E_{10}|$, $|E_{SD} - E_{10}| \ll \hbar\omega_c$, E_{10} ($E_{10} = E_1 - E_0$, $\omega_c = eH/mc$ – циклотронная частота).

6. Ширина уровней Ландау, существующая вследствие взаимодействия с при-
месами, мала по сравнению с температурой (это соответствует экспериментальной
ситуации, когда по сравнению с T мала ширина линий комбинационного рассеяния
на CDE и SDE).

Энергии коллективных возбуждений являются полюсами полного поляризацион-
ного оператора $\Pi(\mathbf{k}, \omega)$. Рассмотрим межподзонный поляризационный оператор (в
длинноволновом пределе межподзонные и внутриподзонные возбуждения можно рас-
сматривать независимо):

$$\Pi_{01}(\mathbf{k}, \omega) = \sum_{n, n', \sigma} \Pi_{0n, 1n', \sigma}(\mathbf{k}, \omega) = \sum_{n, n', \sigma} \sum_{m, m', \sigma'} \Pi_{0n, 1n', \sigma}^{0m, 1m', \sigma'}(\mathbf{k}, \omega) \quad (1)$$

m, m', n, n' – номера уровней Ландау.

При целочисленном факторе заполнения все вырожденные по энергии уровни Ландау заполнены с вероятностью 1. Предполагаем, что и при произвольном факторе заполнения уровни Ландау заполнены равновероятно вследствие того, что их ширина мала по сравнению с температурой (выполнено условие 6). В остальном будем пользоваться техникой функций Грина для $T = 0$. Сравнение E_{CD} в приближении RPA, вычисленной предложенным методом, с результатом, полученным в работе [10] с использованием температурной техники, показывает их эквивалентность при указанных предположениях.

Система уравнений для $\Pi_{0n, 1n', \sigma}$ включает суммирование лестничных и петлевых диаграмм, описывающих соответственно экситонный и деполяризационный

²⁾ И.В. Кукушкин, частное сообщение.

эффекты. В одночастичных функциях Грина учитываются обменные поправки к собственно-энергетической части. Эта совокупность диаграмм, соответствующая приближению Хартри-Фока, учитывалась в работах [5-7], посвященных расчету межподзонных коллективных возбуждений без магнитного поля, а также при рассмотрении возбуждений магнитоплазмонного типа в чисто двумерных системах [17,18] и частично в работе [19] при рассмотрении экситона Мотта в квазидвумерных полупроводниках в сильном магнитном поле. В этом приближении одночастичные функции Грина в магнитном поле зависят только от частоты, а взаимодействие – только от импульсов. Поэтому взаимодействие можно усреднить по импульсам, и система становится алгебраической.

Имеются следующие 2 типа взаимодействия:

$$\alpha_{0n,1n',\sigma}^{0m,1m',\sigma'}(k) = V_{01}^{01}(k) I_{nn'}(k,0) I_{m'm}^*(k,0) = \alpha_{nn'}^{mm'}(k); \quad \alpha_{nn'}^{mm'}(0) = V_{01}^{01}(0) \delta_{nn'} \delta_{mm'}. \quad (2)$$

Это взаимодействие определяет деполяризационный сдвиг.

$$\beta_{0n,1n',\sigma}^{0m,1m',\sigma'}(k) = -\delta_{\sigma\sigma'}(2\pi)^{-1} \int V_{00}^{11}(q) J_{nm}(\mathbf{q}) J_{n'm'}^*(\mathbf{q}) e^{ia_H^2 q_y k} d\mathbf{q} = \delta_{\sigma\sigma'} \beta_{nn'}^{mm'}(k), \quad (3)$$

$$\beta_{nn'}^{mm'}(0) = \beta_{nn'}^{mm'} \delta_{n-n', m-m'}; \quad \beta_{nn}^{mm} = -(2\pi)^{-1} \int V_{00}^{11}(q) |J_{nm}(\mathbf{q})|^2 d\mathbf{q}.$$

Это взаимодействие определяет экситонные поправки.

$$V_{ik}^{jl}(q) = \frac{2\pi e^2}{\epsilon q} \int \exp(-q|z_1 - z_2|) \psi_i(z_1) \psi_k(z_1) \psi_j(z_2) \psi_l(z_2) dz_1 dz_2, \quad (4)$$

i, j, k, l – индексы подзон, $\psi_i(z)$ – волновые функции электронов в направлении оси квантования.

$$I_{nn'}(q_x, q_y) = \int \phi_n(y) \phi_{n'}(y + q_x a_H^2) \exp(-iq_y y) dy, \quad (5)$$

$$\phi_n(y) = \pi^{-1/4} (a_H 2^n n!)^{-1/2} \exp(-y^2/2a_H^2) H_n(y/a_H),$$

H_n – полиномы Эрмита, ось x направлена вдоль \mathbf{k} .

При $k = 0$ интересующие нас переходы между соответствующими уровнями Ландау из разных подзон ($m = m', n = n'$) и переходы с изменением уровня Ландау можно рассматривать независимо. Выполнение условий (4), (5) позволяет рассматривать их независимо и при $k \neq 0$. Система уравнений для $\Pi_{0n,1n,\sigma}$ становится конечной (всего $[\nu] + 1$ уравнений). Для нахождения полюсов приравниваем к нулю детерминант этой системы:

$$\det |\Pi_{0n,1n,\sigma}^0 V_{0n,1n,\sigma}^{0m,1m',\sigma'} - \delta_{n\sigma, m\sigma'}| = 0, \quad (6)$$

$$V_{0n,1n,\sigma}^{0m,1m',\sigma'} = \alpha_{nn}^{mm} + \beta_{nn}^{mm} \delta_{\sigma\sigma'}.$$

Нулевые поляризационные операторы, включающие в себя обменные поправки

$$\Pi_{0n,1n,\sigma}^0 = \frac{n_{n\sigma}}{\omega - E_{10} - \Sigma_{10,n\sigma}}; \quad \Sigma_{10,n\sigma} = \Sigma_{1n\sigma} - \Sigma_{0n\sigma}, \quad (7)$$

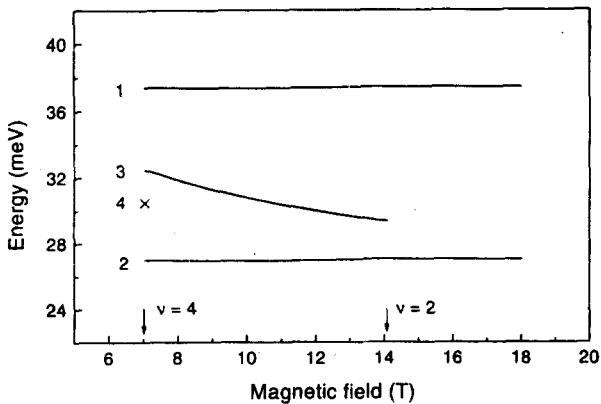
$n_{n\sigma}$ – плотность электронов на уровне $(0, n, \sigma)$. При $g = 0$ $n_{m,1/2} = n_{m,-1/2}$.

Обменные поправки к одночастичным энергиям имеют вид

$$\Sigma_{in\sigma} = \sum_m \epsilon_{nm}^{0i} n_{m\sigma}; \quad \epsilon_{nm}^{0i} = -(2\pi)^{-1} \int V_{0i}^{0i}(q) |I_{nm}(q)|^2 dq \quad (i = 0, 1). \quad (8)$$

Если заполнены только спиновые подуровни нулевого уровня Ландау ($\nu \leq 2$, $n_{0,1/2} = n_{0,-1/2} = n_s/2$), получаем, что наличие в системе двух типов частиц приводит к существованию двух типов коллективных возбуждений: CDE и SDE с энергиями E_{CD} и E_{SD} . CDE – это возбуждения с $S = 0$, а SDE – с $S = 1$ и $S_z = 0$ (в силу условия 3). Можно также интерпретировать их как синфазные и противофазные межподзонные переходы частиц с разными спинами.

При $2 < \nu \leq 4$ получаем, что, помимо основных CDE и SDE, появляются 2 близкие по энергии дополнительные моды CDE1 и SDE1, расположенные между SDE и CDE. Эти моды могут быть интерпретированы, хотя и не вполне корректно, как противофазные переходы частиц с разных уровней Ландау. Таким образом, появление новых типов частиц приводит к появлению новых типов коллективных возбуждений.



Зависимость энергий межподзонных коллективных возбуждений системы двумерных электронов в одиночной квантовой яме шириной 250 \AA ($n_s = 6.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) от величины перпендикулярного магнитного поля: 1 – CDE; 2 – SDE; 3 – CDE1, SDE1; 4 – CDE2, SDE2 (рассчитано для одного значения поля $\nu = 4$)

В качестве примера на рисунке приведен спектр коллективных возбуждений для прямоугольной квантовой ямы GaAs/AlGaAs ($a = 250\text{ \AA}$; $n_s = 6.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) при $k = 0$ в диапазоне магнитных полей, соответствующих $\nu \leq 4$. Видно, что E_{CD} и E_{SD} практически не зависят от H , в то время как E_{CD1} и E_{SD1} , начинаясь недалеко от E_{SD} , имеют вполне заметный наклон, что качественно согласуется с экспериментом [16,17]. Следует подчеркнуть, что совпадающие на рисунке моды CDE1 и SDE1 на самом деле не вырождены.

Аналогично из уравнения (6) можно найти спектр коллективных возбуждений при любом ν . Всякий раз при четных значениях ν будут возникать новые моды. Моды будут возникать парами, CD и SD типов, и расположены они примерно там же, где CDE1 и SDE1. На рисунке показана точка возникновения пары мод CDE2 и SDE2 при $\nu = 4$. Заметим, что появление мод парами и строгое деление возбуждений на CDE и SDE имеет место лишь в случае, когда электронная система неполяризована по спину. Однако в любом случае появление в системе нового типа частиц должно сопровождаться появлением новой моды коллективных возбуждений.

Итак, в данной работе проведен расчет спектра коллективных возбуждений в сильном магнитном поле в предположении, что вырожденные по энергии уровни при

низкой, но конечной температуре заполнены равновероятно. Предложенный метод позволяет получить полный спектр межподзонных коллективных возбуждений в зависимости от магнитного поля и дать новую интерпретацию линии, приписываемой ранее SPE. Утверждается, что все наблюдаемые моды являются коллективными.

Автор выражает благодарность С.В. Иорданскому за полезные дискуссии, И.В. Кукушкину за постоянное внимание к работе, Л.В. Кулику и О.В. Волкову – за помощь в проведении численных расчетов.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 98-02-16659).

-
1. Jainendra K.Jain, S. Das Sarma, Phys. Rev. **B36**, 5949 (1987).
 2. D.H.Ehlers, Phys. Rev. **B38**, 9706 (1988).
 3. S.Das Sarma and I.K.Marmorkos, Phys. Rev. **B47**, 16343 (1993).
 4. I.K.Marmorkos and S.Das Sarma, Phys. Rev. **B48**, 1544 (1993).
 5. S.L.Chuang, M.S.C.Luo, S.Schmitt-Rink et al., Phys. Rev. **B46**, 1897 (1992).
 6. M.S.-C.Luo, S.L.Chuang, S.Schmitt-Rink et al. Phys. Rev. **B48**, 11086 (1993).
 7. J.C.Ryan, Phys. Rev. **B43**, 12406 (1991).
 8. K.W.Chui and J.J.Quinn, Phys. Rev. **B9**, 4724 (1974).
 9. A.Tselis, J.J.Quinn, Surface Science **113**, 362 (1982).
 10. L.Wendler and R.Pechstedt, J. Phys: Condenc. Matter. **2**, 8881 (1990).
 11. D.Gammon, B.V.Shanabrook, J.C.Ryan et al., Phys. Rev. **B41**, 12311 (1990).
 12. D.Gammon, B.V.Shanabrook, J.C.Ruan et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 1884 (1992).
 13. G.Brozak, B.V.Shanabrook, D.Gammon et al., Superlatt. Microstruct. **12**, 251 (1992).
 14. G.Brosak, B.V.Shanabrook, D.Gammon et al., Phys. Rev. **B47**, 9981 (1993).
 15. В.Е.Кирпичев, И.В.Кукушкин, К. фон Клитцинг и др., Письма в ЖЭТФ **67**, 196 (1998).
 16. V.E.Kirpichev, L.V.Kulik, I.V.Kukushkin et al., Phys. Rev. 1998 (in press).
 17. Ю.А.Бычков, С.В.Иорданский, Г.М.Элиашберг, Письма в ЖЭТФ **33**, 152 (1981).
 18. C.Kallin and B.I.Halperin, Phys. Rev. **B30**, 5655 (1984).
 19. И.В.Лerner, Ю.Е.Лозовик, ЖЭТФ **78**, 1167 (1978).