

ПРИМЕСНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ИЗ ЛАФЛИНОВСКОГО $2D$ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

В.М.Апальков, Э.И.Раиба

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

Поступила в редакцию 7 декабря 1990 г.

В сферической модели Холдейна рассчитан спектр примесного рекомбинационного излучения из $2D$ электронного газа при факторе заполнения $\nu = 1/3$. Спектр критически зависит от углового момента системы в исходном состоянии. Возможны скачкообразные изменения спектра свечения в функции параметров системы, вызванные изменением величины этого момента. Изучены факторы, определяющие интенсивность линии, отвечающей переходу в основное состояние системы, а также положение и интенсивность оже-спутников.

Межэлектронное взаимодействие в квазидвумерном ($2D$) электронном газе в сильном магнитном поле порождает ряд специфических явлений, среди них наиболее замечательным является дробный квантовый эффект Холла ¹. Несжимаемая квантовая жидкость ², ответственная за этот транспортный эффект, и другие $2D$ -фазы в последние годы интенсивно изучаются оптическими методами. Исследуется как захват носителей на примесные центры расположенные вблизи области конфайнмента ^{3,4}, так и рекомбинация свободных носителей внутри этой области ^{5,6}. Имеются значительные достижения в анализе таких спектров, но их более полная интерпретация может быть достигнута лишь путем количественного сравнения с теорией. Трудность состоит в том, что в задаче отсутствует малый параметр: все конкурирующие величины имеют масштаб кулоновской энергии $\epsilon_c \equiv e^2/\epsilon l$, ϵ - диэлектрическая постоянная, l - магнитная длина. Поэтому теория возмущений неприменима, и арсенал методов крайне ограничен. В первых теоретических работах ⁷⁻⁹ обсуждалось возникновение в спектре люминесценции спутников, за которые ответственны оже-процессы в электронном газе. В ⁷ исследована точно решаемая модель трех электронов, связанных короткодействующим взаимодействием, и изучена зависимость положения и интенсивности спутников от параметров модели. В ⁸ кратко сообщаются результаты численного решения четырехэлектронной модели в прямоугольной геометрии. В ⁹ эта же проблема обсуждается феноменологически в одномодовой модели.

В настоящей статье приводятся результаты численного решения задачи о захвате электрона из $2D$ -жидкости на нейтральный или притягивающий кулоновский центр при электронной плотности отвечающей фактору заполнения $\nu = 1/3$. В начальном состоянии - шесть электронов, в конечном - пять. Изучается полная картина спектра - расположение спутников, распределение интенсивностей. Устанавливаются оптимальные условия для извлечения из таких спектров свечения параметров спектра элементарных возбуждений. Зависимость спектра от ν будет описана отдельно.

Расчет выполнялся в сферической геометрии ¹⁰, которая удобна в спектроскопических приложениях, так как в ней сохраняется непрерывная группа вращений и связанные с ней правила отбора. Рассматривались только спин-ориентированные состояния. Использовалась обычная схема расчетов ¹⁰⁻¹². Расстояние между точками на сфере принималось равным длине хорды. В отличие от предыдущих работ по влиянию примесей на $2D$ -газ ¹³⁻¹⁴, смещение \hbar кулоновского центра из плоскости конфайнмента имитировалось не введением эффективного заряда Z^* , а смещением этого центра от северного полюса сферы

Халдейна ($\theta = 0$) на расстояние h^* в сторону центра сферы. Соответствие между h и h^* можно установить из условия, чтобы потенциал создаваемый кулоновским центром в центре плоскости, равнялся бы разности потенциалов между северным и южным полюсами сферы:

$$h^* = (R + h) - (R^2 + h^2)^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь $R = lS^{1/2}$ - радиус сферы, а $2S$ - параметр теории, равный полному магнитному потоку через сферу (в единицах кванта потока). Такой способ описания примесных центров представляется предпочтительным, так как он описывает не только ослабление кулоновского поля при смещении центра из плоскости, но также более плавное пространственное распределение этого поля. Если ввести параметр $\alpha = 1 - h^*/R$, то $\alpha = 0,75$ примерно отвечает Si-MOSFET'ам, где $h \approx 60 \text{ \AA}$ ¹⁵, а $\alpha = 0,4 - 0,5$ - ситуации в GaAs/AlGaAs гетероструктурах, где $h \approx 200 - 250 \text{ \AA}$ ⁴; в обоих случаях $l \approx 100 \text{ \AA}$. Предполагалось, что выполнено неравенство $l, h \gg r_i \gg a$, где r_i - радиус примесного центра, a - постоянная решетки, и использовалось приближение метода эффективной массы. Взаимодействие нейтрального центра с $2D$ -газом опускалось, а потенциал заряженного центра считался кулоновским. В базисе собственных функций оператора углового момента $\psi_m \propto [\cos(\theta/2)]^{S+m} [\sin(\theta/2)]^{S-m} \exp(im\varphi)$, θ и φ - полярные координаты, матричные элементы энергии электрона в поле кулоновского центра равны

$$V_m(h^*) = -(Ze^2/R)F(1/2, S+m+1, 2(S+1); (1-h^*/R)/(1-h^*/2R)^2)/(2-h^*/R), \quad (2)$$

где $F(\alpha, \beta, \gamma; z)$ - гипергеометрическая функция.

Вероятность излучательной рекомбинации пропорциональна выражению:

$$w_{MM'} = 2\pi(N/R^2) \left| \int \dots \int d\vec{\omega}_1 \dots d\vec{\omega}_{N-1} \Phi_M^*(\vec{\omega}_1 \vec{\omega}_2 \dots \vec{\omega}_N = \vec{\omega}_0) \Psi_{M'}(\vec{\omega}_1 \dots \vec{\omega}_{N-1}) \right|^2, \quad (3)$$

где N - число электронов в начальном состоянии, Φ_M и $\Psi_{M'}$ - нормированные антисимметризованные волновые функции начального и конечного состояний, M и M' - проекции углового момента, а интегрирование по $\vec{\omega}_j$ распространяется по единичной сфере. Предполагается, что вследствие неравенства $r_i \ll h$ и экспоненциальной малости интеграла перекрытия, рекомбинация происходит на северном полюсе $\vec{\omega}_0$ - точке сферы, ближайшей к примесному центру. Из выражения для ψ_m видно, что рекомбинация происходит только с орбитали $m = S$, поэтому из (3) следует правило отбора

$$M = M' + S. \quad (4)$$

Рассмотрим сначала примесный центр с $Z = 1$, после рекомбинации он нейтрален ($Z = 0$). В конечном состоянии число электронов $N = 5$. Оно отвечает несжимаемой жидкости с $\nu = 1/3$ при $S = 3(N-1)/2 = 6$. Выбрав это значение S , можно исследовать связь спектра люминесценции со спектром возбуждений свободной $2D$ -жидкости. Результаты представлены на рис. 1 при трех значениях α . При $\alpha = 0$ и $0,5$ в начальном состоянии ($N = 6$) основным является уровень с $M = S = 6$ (щели равны $0,050$ и $0,034$, соответственно; ниже все энергии в единицах ϵ_c). Согласно (4) переходы происходят на уровень с $M' = 0$ и различными значениями полного момента L' . Наиболее интенсивен переход в лафлиновское состояние ($L' = 0$). На рис. 1а,б показаны наиболее сильные спутники ($\geq 5\%$ от интенсивности основной полосы). Наиболее интенсивные из них отвечают состояниям вблизи минимума ротонной ветви ($kl = L(l/R) \approx 1,6$ при $L = 4$), т.е. ротонной щели Δ_r ¹⁶. Примечательно, что возбуждения с более высокой энергией также дают заметный вклад. При $L' = 6$ интенсивность спутника, отвечающего нижнему уровню, составляет $\sim 10^{-3}$, и доминирует вклад

следующего уровня. Так как вероятность w [форм. (3)] не выражается в терминах электронной плотности, нет каких-либо общих причин для доминирования ротонных спутников. Однако это имеет место всюду за исключением низкочастотной части спектра свечения.

При $\alpha \leq \alpha_{cr} \approx 0,38$ в начальном состоянии нижним является уровень $M = 3$ (пересечение термов при изменении α отмечалось в ¹⁴). Поэтому в конечном состоянии $M' = -3$, т.е. переходы возможны лишь на уровни с $L' \geq 3$. Спектр свечения при $\alpha = 0,3$ показан на рис. 1в. Видно, что наиболее сильная полоса значительно смещена в низкочастотную сторону (на $\approx 0,10$; хотя этот сдвиг численно близок к величине щели для образования пары квазичастица - дырка, он никак с ней не связан). Это резкое изменение спектра происходит как

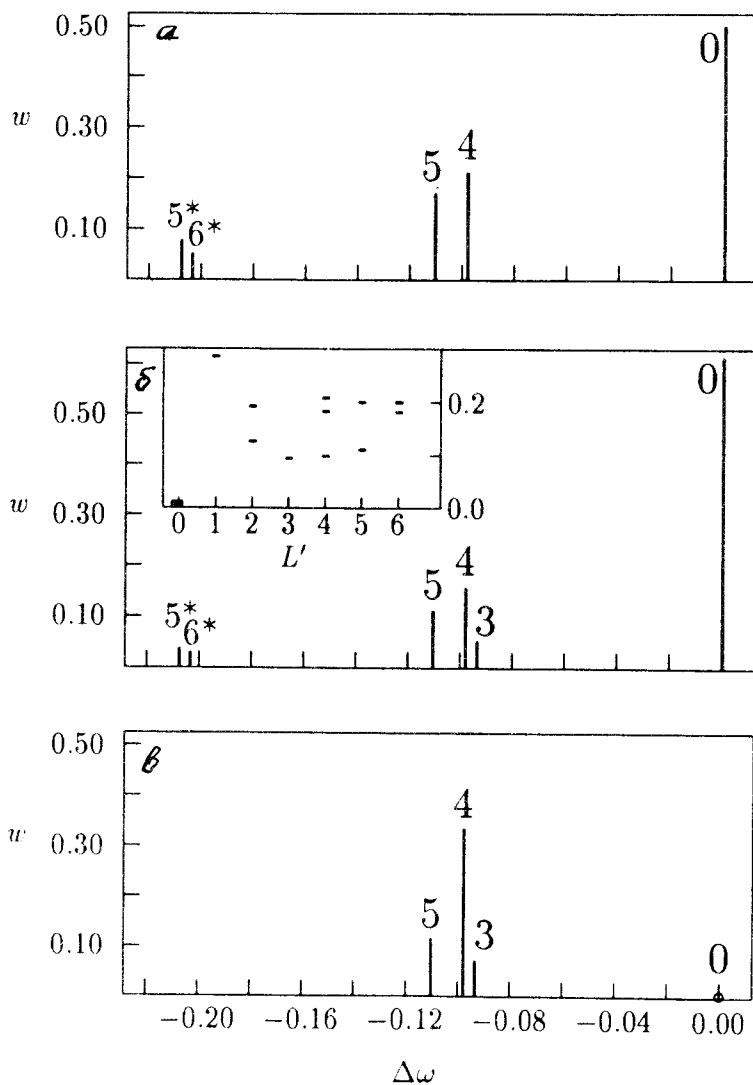


Рис. 1. Спектр свечения при захвате электрона на положительно заряженный центр. В начальном состоянии $N = 6$, в конечном $N = 5$ и образуется несжимаемая жидкость. Отсчет энергии производится от перехода на основной уровень системы. Для каждой полосы указано значение L' для конечного уровня. Переходы на уровни, которые не являются нижайшими для данного L' , отмечены звездочкой: *a* - $\alpha = 1$, *b* - $\alpha = 0,5$, *v* - $\alpha = 0,3$. Вставка - нижняя часть спектра элементарных возбуждений в конечном состоянии

переход по α при $\alpha = \alpha_{cr}$, но может управляться и другими параметрами (ν , температурой T и др.). При наличии рекомбинационных центров с разными значениями α возможно наложение двух спектров. Все сильные полосы отвечают ротонной ветви.

Рис.2 иллюстрирует спектр свечения той же системы, но при захвате на нейтральный центр. Исходным является вырожденный уровень с $L = 3$ ($-3 \leq M \leq 3$). Поэтому разрешены переходы на уровни $-9 \leq M' \leq -3$. Конечное состояние отвечает несжимаемой жидкости, возмущенной кулоновским потенциалом примеси. При $\alpha = 1$ нижним является уровень с $M' = -8$, при $\alpha \leq 0,36$ - с $M' = 0$. Видно, что спектр свечения содержит много полос со сравнимой интенсивностью, они соответствуют различным M' . Большинство полос лежит внутри области шириной Δ_r , что отражает отсутствие щели при $\alpha = 1$ ¹⁴. При $\alpha = 0,3$ основной уровень $M' = 0$, переход на него запрещен. Наиболее интенсивные полосы, $M' = -4$ и $M' = -8$, в спектрах рис. 2а,б расположены в обратном порядке.

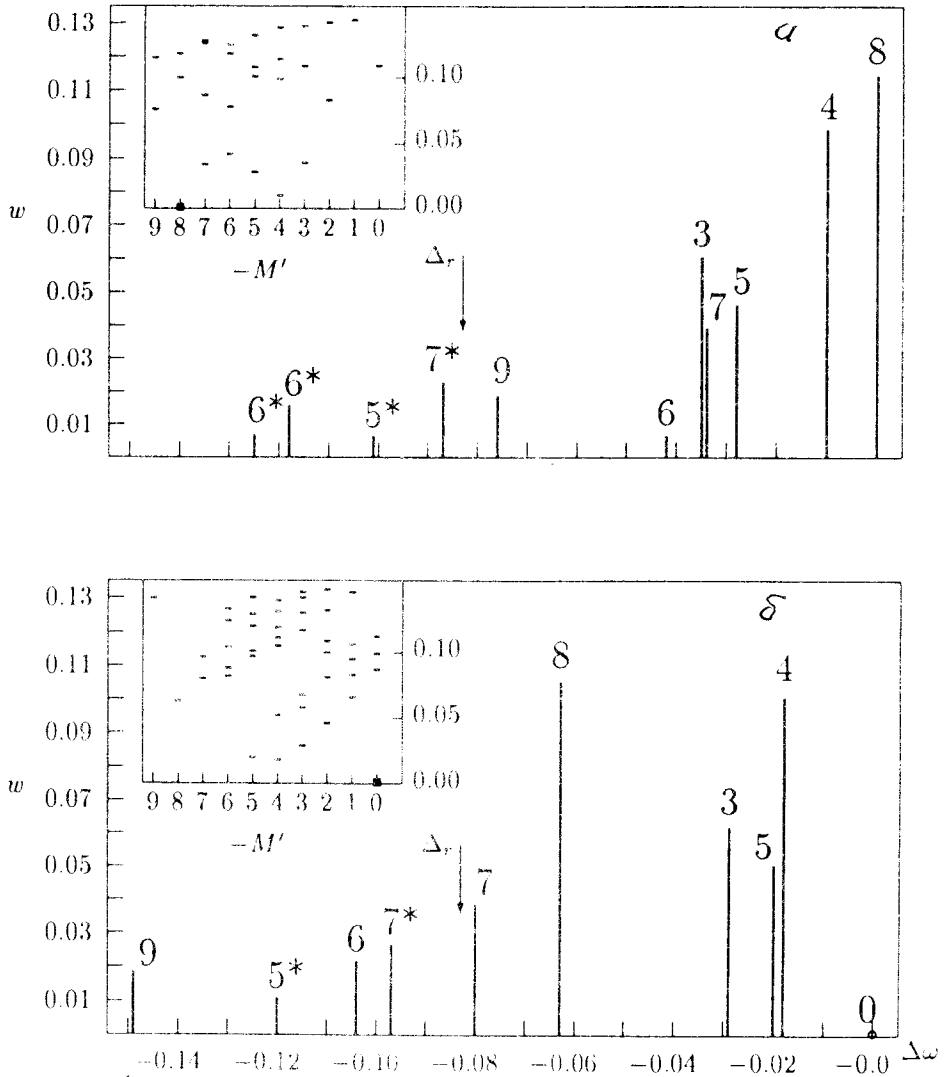


Рис. 2. Спектр свечения при захвате электрона на нейтральный центр. Для каждой полосы указано значение $(-M')$ для конечного уровня. Заполнение всех взаимно вырожденных подуровней основного состояния считается одинаковым. Остальное как на рис. 1: а - $\alpha = 1$, б - $\alpha = 0,3$. Вставки - нижняя часть спектра элементарных возбуждений в конечном состоянии

На вставках показана нижняя часть спектра элементарных возбуждений, он заметно отличается от спектра рис. 1б (вставка). Нижняя часть спектра - "квазиротонная" ветвь. Наиболее интенсивные спутники на рис. 2а, и сильные длинноволновые полосы на рис. 2б, отвечают этой ветви. Но низкочастотная часть спектра свечения, соответствующая переходам на более высокие уровни с энергией масштаба Δ_r , также обладает значительной интенсивностью (особенно на рис. 2б).

В спектре свечения этой же системы при $S=7,5$ (лафлиновская фаза в исходном, а не конечном, состоянии), доминирует полоса перехода на основной уровень ($M' = -7,5$), интенсивность спутников составляет $\approx 2,5\%$. Этот факт показывает, что богатый спектр спутников на рис. 2а,б связан с различными возбужденными состояниями "избыточного" электрона, существовавшего в начальном состоянии.

При $N \rightarrow \infty$ основная масса полос сливается в континуум.

Из представленных данных видно, что спектр свечения очень чувствителен к ряду свойств системы: заряду примесного центра, его расстоянию от плоскости конфинмента, наличию квазичастиц в начальном состоянии. Интенсивность спутников велика если в конечном состоянии примесь нейтральна, либо если в исходном состоянии концентрация электронов в окрестности примесей отлична от $\nu = 1/3$. Изменение значения углового момента M исходного уровня при изменении параметров системы приводит к резкому сдвигу и полной трансформации спектра свечения. Расположение спутников и распределение интенсивностей в них позволяют судить о нижней части спектра элементарных возбуждений в почти идеальной системе (ротонная щель), либо системе возмущенной примесями. По этому спектру нельзя определить величину щели для образования свободных пар квазичастица - дырка.

Мы благодарны Ю.А.Бычкову, И.В.Кукушкину и В.Б.Тимофееву за обсуждения, а Л.Н.Щуру за консультации при составлении компьютерных программ.

Литература

1. Tsui D.C., Stormer H.L., Gossard A.C. Phys. Rev. Lett., 1982, 48, 1559.
2. Laughlin R.B. Phys. Rev. Lett., 1983, 50, 1395.
3. Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1986, 44, 179.
4. Kukushkin I., Timofeev V., von Klitzing K., Ploog K. Adv. in Solid State Physics (Festkorperprobleme) 1988, 28, 21.
5. Goldberg B.B., Heiman D., Pinczuk A., Pfeiffer L., West K. Phys. Rev. Lett., 1990, 65, 641.
6. Clark R.G., Fond R.A., Hayes R.S., Ryan J.R., Turberfield A.J., Wright P.A., Foxon C.T., Harris J.J. In: The Application of High Magnetic Fields in Semiconductor Physics, Abstracts of International Conference (Wurzburg, August 1990), p.39.
7. Бычков Ю.А., Рауба Э.И. ЖЭТФ, 1989, 96, 757.
8. Chakraborty T., Pietilainen P. Ref. ⁶, p.29.
9. Yang S.-R.E. Phys. Rev., B, 1989, 40, 1836.
10. Haldane F.D.M. Phys. Rev. Lett., 1983, 51, 605.
11. Fano G., Ortolani F., Colombo E. Phys. Rev. B, 1986, 34, 2670.
12. Chakraborty T., Pietilainen P. The Fractional Quantum Hall Effect (Springer, New York) 1988.
13. Zhang F.C., Vulovic V.C., Guo Y., Das Sarma S. Phys. Rev. B, 1985, 32, 6920.
14. Rezayi E.H., Haldane F.D.M. Phys. Rev. B, 1985, 32, 6924.
15. Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б. ЖЭТФ, 1987, 92, 258.
16. Girvin S.M., Mc Donald A.H., Platzman P.M. Phys. Rev. B, 1986, 33, 2481.