

ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВНУТРИ- И МЕЖПОДЗОННЫХ МАГНИТОПЛАЗМОНОВ В СПЕКТРЕ ИЗЛУЧЕНИЯ КВАЗИДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

Л.В.Бутов, Л.В.Кулик, В.Д.Кулаковский, Т.Г.Андерссон*¹⁾

*Институт физики твердого тела РАН,
142432, Черноголовка, Россия*

** Chalmers University of Technology, Phys. Department,
S-41296 Sweden, Gothenburg*

Поступила в редакцию 2 ноября 1992 г.

В спектрах магнитоломинесценции квазидвумерного электронного газа в InGaAs квантовой яме при 4К обнаружено расщепление линии излучения, отвечающей рекомбинации электрона с нулевого уровня Ландау первой подзоны, 0_e^1 . Эффект наблюдается в области резонанса энергий внутри- и межподзонных магнитоплазмонов при наличии электронов во второй подзоне, исчезает с ростом температуры и находит объяснение, если учесть взаимодействие между двумя типами магнитоплазмонов в конечном (после рекомбинации 0_e^1 -электрона) состоянии $2D$ -ЭГ.

В последнее время большое внимание привлекают исследования магнитооптических свойств двумерного электронного газа ($2D$ -ЭГ), заполняющего несколько подзон размерного квантования в InGaAs/GaAs и GaAs/AlGaAs гетеропереходах и квантовых ямах¹⁻⁴. На фиолетовом краю полосы рекомбинационного излучения (вблизи уровня Ферми) такого $2D$ -ЭГ были обнаружены сильные осцилляции интенсивности излучения в магнитном поле, являющиеся в общем смысле оптическим аналогом осцилляций Шубникова-де Гааза¹.

Целью данной работы является исследование особенностей поведения рекомбинационного излучения электронов вблизи дна основной ($n_z = 1$) подзоны в условиях частичного заполнения электронами следующей ($n_z = 2$) подзоны. Анализ спектров излучения, записанных нами при высоких температурах ($T > 20$ К) показал, что энергии переходов между уровнями Ландау линейны по магнитному полю H . Такое поведение согласуется с представлениями о поведении уровней Ландау для свободных электронов. Однако при понижении температуры до 4К было обнаружено качественное изменение в поведении линии $0_e^1 - 0_h^1$ (переход между нулевыми уровнями Ландау электронов и дырок из основной подзоны $n_z = 1$): при некоторых значениях H линия $0_e^1 - 0_h^1$ расщепляется на две. Такое расщепление исчезает при опустошении второй подзоны. Для объяснения эффекта предлагается учесть взаимодействие между двумя типами возбуждений (внутри- и межподзонные магнитоплазмоны) в конечном состоянии $2D$ -ЭГ, образуемом после рекомбинации 0_e^1 -электрона. Обнаруженное проявление в спектре излучения взаимодействия двух типов магнитоплазмонов в конечном состоянии $2D$ -ЭГ стоит в одном ряду с недавно обнаруженными эффектами модификации спектра излучения $2D$ -ЭГ вследствие других видов взаимодействия в конечном состоянии $2D$ -ЭГ (магнитоплазмон - LO-фононное⁵ и магнитополяронное⁶).

В работе исследовались спектры фотолуминесценции $2D$ -ЭГ в InGaAs квантовой яме шириной 20 нм при $T = 4,2$ К в полях $H < 14$ Тл. Гетероструктуры $Al_{0,3}Ga_{0,7}As/In_{0,18}Ga_{0,82}As/GaAs$ с селективно легированным слоем

¹⁾ Т.Г.Андерссон .

AlGaAs ($N_{Si} \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Их концентрация равновесных 2D-электронов в квантовой яме составляла $1,3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Неравновесные носители возбуждались непрерывным арговым лазером ($\lambda = 5145 \text{ \AA}$) с плотностью возбуждения $w \sim 10^{-2} \text{ Вт/см}^2$. Концентрация фотовозбужденных носителей была много меньше равновесной. Образцы располагались в жидком гелии в криостате со сверхпроводящим солеонидом. Для возбуждения образца и сбора излучения использовался кварцевый световод.

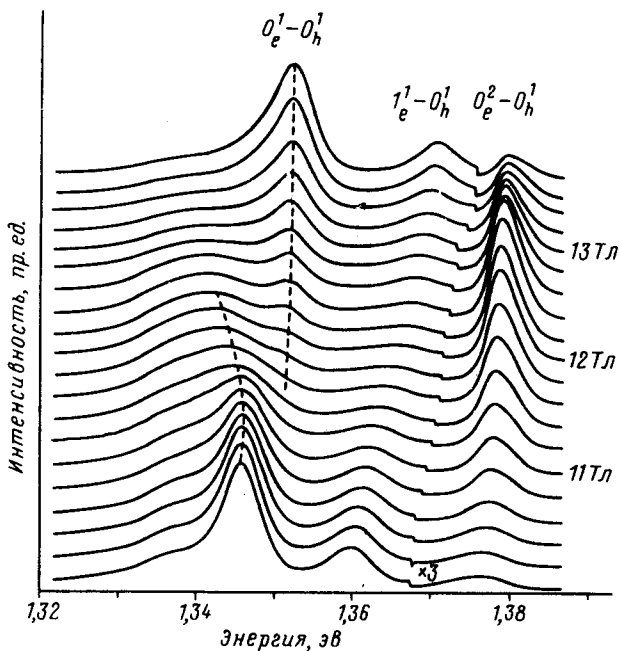


Рис.1. Спектры излучения гетероструктуры $n\text{-Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{In}_{0,18}\text{Ga}_{0,82}\text{As}/\text{GaAs}$ в сильных магнитных полях при температуре $T = 4,2 \text{ К}$

Спектры магнитолуминесценции 2D-ЭГ (рис.1) состоят из ряда линий, отвечающих переходам между заполненными уровнями в зоне проводимости (0_e^1 , 1_e^1 и 0_e^2) и уровнем 0_h^1 в валентной зоне. Переходы $0_e^1 - 0_h^1$ являются разрешенными; дипольно запрещенные переходы $j_e^1 - 0_h^1$ ($j \geq 1$) разрешаются, главным образом, в силу рассеяния на дефектах. Переходы $0_e^2 - 0_h^1$ разрешены и даже более интенсивны, чем $0_e^1 - 0_h^1$, из-за наличия сильного электрического поля в направлении, перпендикулярном плоскости ямы (z -направлении) ¹⁻⁴.

На рис.2 представлены зависимости энергии $E_{j,n}(H)$ и интенсивности $I_{j,n}(H)$ для переходов $j_e^n - 0_h^1$. Осцилляции интенсивности линии $0_e^2 - 0_h^1$ связаны с осцилляциями заполнения электронами состояния 0_e^2 , а находящиеся в противофазе с ними осцилляции интенсивности переходов из первой подзоны являются следствием изменения доли фотовозбужденных дырок, рекомбинирующих с 0_e^2 -электронами.

Из рис.1 и рис.2 видно, что зависимость энергии перехода $0_e^1 - 0_h^1$ от H сильно отличается от линейной, характерной для свободных носителей. Энергия $E_{0,1}$ испытывает скачкообразное увеличение в полях 6,4 и 8,4 Тл, а в

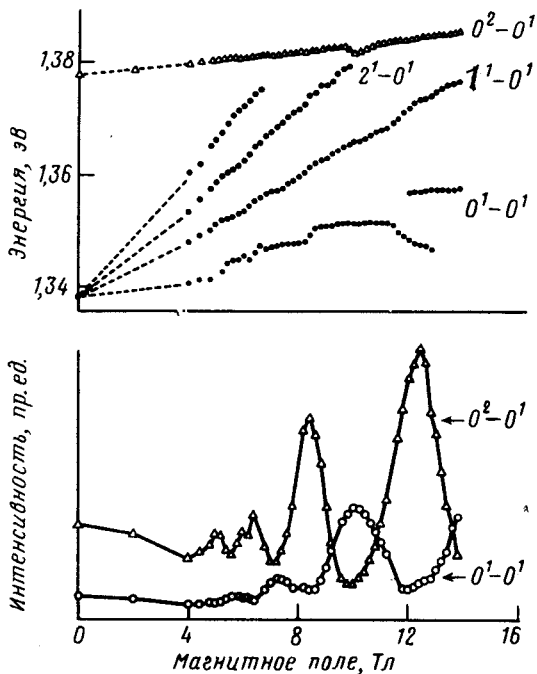


Рис.2. Зависимости энергий (а) и интенсивностей (б) переходов от магнитного поля. Пунктирная линия на рис. а показывает спектральное положение LO -фононного повторения линии $2_e^1 - 0_h^1$

области 12 Тл поведение линии $0_e^1 - 0_h^1$ характерно для случая антикроссинга двух состояний, из которых только одно является оптически активным. При $H > 11$ Тл энергия $E_{0,1}$ отклоняется от линейной в сторону меньших энергий, и одновременно в спектре начинает возгораться вторая ветвь этой линии, расположенная на ~ 6 мэВ выше по энергии. С ростом H происходит перераспределение интенсивности излучения в пользу высокоэнергетической ветви, которая становится доминирующей в спектре при $H > 12$ Тл.

В исходном состоянии уровень электронов 0_e^1 полностью заполнен и, следовательно, не может быть расщепленным. Поэтому поведение линии $0_e^1 - 0_h^1$ должно отражать расщепление конечного состояния. После рекомбинации электрона с уровня 0^1 зоны проводимости на нем остается дырка (введем для такой дырки обозначение 0_h^1c). Из-за межчастичного кулоновского взаимодействия дырка не является свободной. Образовавшееся возбуждение следует описывать ⁷⁻⁹ на языке магнитоплазмонов, причем в $2D$ -ЭГ с электронами в двух подзонах актуальны два типа магнитоплазмонов: внутривозонные и межвозонные.

Внутривозонные магнитоплазмоны отвечают возбуждениям, связанным с межуровневыми переходами в пределах одной подзоны (рис.3). Их энергия квантована с величиной кванта $\sim \hbar\omega_c$:

$$E_{intra} \sim n\hbar\omega_c + \delta(n, q), \quad (1)$$

где $\hbar\omega_c$ – циклотронная частота электронов, $n \leq N$, N – число занятых уровней Ландау, q – квазиимпульс ^{7,8}. В области малых q поправки $\delta(n, q)$ малы по сравнению с величиной кулоновской энергии $E_C \sim e^2/\epsilon l$, где e – заряд электрона, ϵ – диэлектрическая постоянная и l – магнитная длина. В интересующей нас области магнитных полей $H \sim 10$ Тл величина $E_C <$

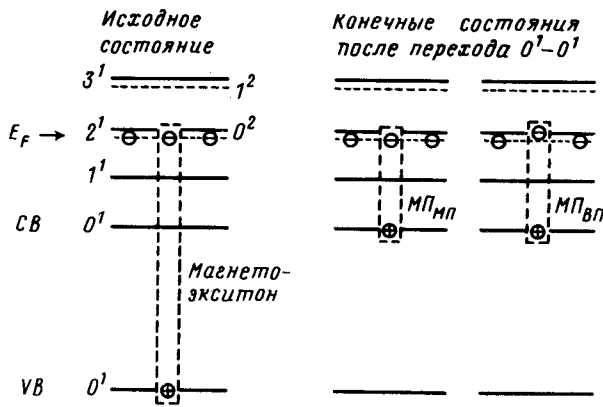


Рис.3. Иллюстрационная схема начального и конечных (образующихся в результате рекомбинации 0_e^1 -электрона) состояний $2D$ -ЭГ. Уровни Ландау, заполненные электронами, показаны двойными линиями, уровень 0^2 заполнен частично. Обозначения: CB - зона проводимости, VB - валентная зона, E_F - энергия Ферми. ME , MP_{intra} и MP_{inter} - магнитоэкситон, внутри- и межподзонный магнитоплазмоны, соответственно

$1/3\hbar\omega_c$. Межподзonné магнитоплазмоны отвечают возбуждениям, связанным с межподзонными переходами в зоне проводимости, их энергия близка к величине расщепления подзон, $\Delta_{1,2}$:

$$E_{inter} \sim \Delta_{1,2} + \delta', \quad (2)$$

где δ' определяется кулоновским взаимодействием ⁹, $\delta' < E_C$.

В условиях эксперимента (низкая температура, частичное заполнение электронами уровня 0_e^2) большая часть фотовозбужденных дырок 0_h^1 за время жизни успевает связаться с электронами 0_e^2 в магнитоэкситонные состояния. После рекомбинации $0_h^1 - 0_e^1$ в $2D$ -ЭГ остается возбуждение $0_e^2 - 0_h^1c$ (или межподзонный магнитоплазмон) с q , равным квазиимпульсу исходного $0_e^2 - 0_h^1$ магнитоэкситона ($q < l^{-1}$). Вблизи резонанса энергий внутри- и межподзонных магнитоплазмонов, то есть при $n\hbar\omega_c + \delta \sim \Delta_{1,2} + \delta'$, переход $0_h^1 - 0_e^1$ может сопровождаться аннигиляцией возбуждения $0_e^2 - 0_h^1c$ с рождением внутриподзонного магнитоплазмона (рис.3). При этом следует учесть, что в этой области кулоновское взаимодействие должно приводить к резонансному связыванию двух типов магнитоплазмонов и, как следствие, к их антикроссингу ⁹. Поэтому в результате рекомбинации 0_e^1 -электрона в $2D$ -ЭГ возможно рождение любого из двух образовавшихся смешанных состояний, а в спектре излучения 0_e^1 -электронов должны наблюдаться две линии. С ростом H ветвь внутриподзонных магнитоплазмонов превращается в межподзонную ветвь, и соответствующая ей линия рекомбинации становится доминирующей в спектре излучения (рис.1).

Из рис.1 видно, что появление дополнительной линии у излучательного перехода $0_e^1 - 0_h^1$ (рис.1) почти совпадает с резонансом энергий переходов $2_e^1 - 0_h^1$ и $0_e^2 - 0_h^1$. Это связано с тем, что вследствие малого различия в кулоновских поправках для энергий магнитоплазмонов и межзонных магнитоэкситонов резонансы для энергий магнитоплазмонов $2_e^1 - 0_h^1c$ и $0_e^2 - 0_h^1c$ и магнитоэкситонов $2_e^1 - 0_h^1$ и $0_e^2 - 0_h^1c$ должны наблюдаться почти в одних и тех же магнитных полях.

В рамках предложенного объяснения эффект должен исчезать при опустошении уровня 0_e^2 . Для проверки критичности наблюдаемого эффекта к заполнению уровня Ландау во второй подзоне нами было исследовано измене-

ние спектров излучения 2D-ЭГ с уменьшением плотности n_{2D} . (Уменьшение n_{2D} достигалось путем использования всестороннего гидростатического сжатия образца). Эти исследования показали, что расщепление линии $0_c^1 - 0_h^1$ исчезает, когда уровень 0_c^2 опустошается. Такое поведение свидетельствует в пользу предложенной модели.

Поскольку энергия кулоновского взаимодействия уменьшается с понижением поля, в явном виде антипересечение наблюдается лишь при больших H (> 10 Тл). В полях 8,4 и 6,4 Тл две ветви не разрешаются вследствие конечной ширины переходов, однако в спектре наблюдается сильное уширение линии рекомбинации и скачок энергии перехода.

Авторы выражают благодарность Г.Е.Бауэру (G.E.W.Bauer), И.Е.Ицкевичу, И.В.Кукушкину, Б.А.Музыкантскому и В.Б.Тимофееву за полезные обсуждения.

-
1. W.Chen, M.Fritze, A.V.Nurmikko, et al., Phys. Rev. Lett. **64**, 2434 (1990); Phys. Rev. B **43**, 14738 (1991); **45**, 8464 (1992).
 2. A.J.Turberfield, S.R.Haynes, P.A.Wright, et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 637 (1990).
 3. В.Е.Кирпичев, К. фон Клигцинг, И.В.Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **54**, 630 (1991).
 4. T.A.Fisher, P.E.Simmonds, M.S.Scolnick, et al. Proc. of 5-th Int. Conf. on Modulated Semiconductor Structures, Nara 1991, p.307.
 5. L.V.Butov, V.I.Grinev, V.D.Kulakovskii, et al., Phys. Rev. B, 1992 to be published.
 6. P.E.Simmonds, M.S.Scolnick, T.A.Fisher, et al., Proc. of 9-th Int. Conf. on Electronic Properties of Two-Dimensional Systems, Nara 1991, p.624.
 7. X.Wu, Phys. Rev. B **38**, 4212 (1988).
 8. L.Wendler and R.Pechstedt, J. Phys.: Cond. Matt. **2**, 8881 (1990).
 9. T.Ando, B.Fowler, and F.Stern, Electronic properties of two-dimensional systems, Rev. Mod. Phys. **54**, (1982).