

ПРОЯВЛЕНИЕ ЭКСИТОННЫХ ЭФФЕКТОВ В МАГНИТООСЦИЛЛЯЦИЯХ ИНТЕНСИВНОСТИ РЕКОМБИНАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

О.В.Волков, В.Е.Житомирский, И.В.Кукушкин, К.фон Клитцинг^{*1)},
К.Эберл^{*1)}

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

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

Поступила в редакцию 23 октября 1996 г.

Исследованы температурные зависимости магнитоосцилляций рекомбинационного излучения двумерных электронов из фотовозбужденной подзоны размерного квантования в GaAs/AlGaAs одиночной квантовой яме. Показано, что при высоких температурах ($T > 10\text{K}$) период осцилляций определяется отношением энергии межподзонного расщепления и суммарной циклотронной энергии электронов и дырок. При понижении температуры ($T < 5\text{K}$) обнаружено возникновение новой серии осцилляций (того же периода, но с большим сдвигом по фазе), которые связаны с возникновением экситонных состояний под уровнями Ландау.

PACS: 73.40.Hm

1. Квантование циклотронного движения электронов и определяемая им дискретность спектра двумерных электронных систем в перпендикулярном магнитном поле приводят к осцилляциям соответствующих термодинамических и кинетических характеристик. Одним из явлений такого рода являются осцилляции, наблюдающиеся в магнитопольевых зависимостях интенсивности рекомбинационного излучения двумерных электронов из возбужденной подзоны размерного квантования. Подробно эти осцилляции изучены в работе [1] для двумерного канала в одиночном гетеропереходе GaAs/AlGaAs с монослоем акцепторов, встроеным на расстоянии 300Å от интерфейса [2]. Перекрывание волновых функций двумерных электронов и дырки на удаленном нейтральном акцепторе мал, что обуславливает большие времена жизни (сотни наносекунд) фотовозбужденных дырок и отсутствие кулоновских электрон-дырочных поправок к энергии начального состояния системы перед актом рекомбинации. В работе [1] была продемонстрирована однозначная связь магнитоосцилляций интенсивности рекомбинационного излучения из возбужденной подзоны с осцилляциями времени релаксации фотовозбужденных носителей при пересечении нулевого уровня Ландау первой подзоны 0_e^1 с пустыми уровнями Ландау N_e^0 основной подзоны. Время релаксации неравновесных электронов из возбужденной подзоны в основную увеличивается при уменьшении энергетического расщепления между подзоной и ближайшим уровнем Ландау [1], что и приводит к возникновению острых максимумов рекомбинационной интенсивности с периодом по обратному магнитному полю, равным отношению межподзонного расщепления (E_{10}) и циклотронной энергии электронов ($\hbar\omega_c^e$).

¹⁾ K.von Klitzing, K. Eberl

Аналогичные, на первый взгляд, осцилляции наблюдались также и в квантовых ямах [3]. Однако в этом случае решающую роль может играть кулоновское взаимодействие двумерных электронов с фотовозбужденной дыркой. Так, авторы работы [3] демонстрируют, что наблюдаемые ими оптические осцилляции совпадают с осцилляциями Шубникова-де Гааза, период которых определяется отношением $E_F/\hbar\omega_c^e$ (E_F - энергия Ферми электронов). Этот факт объясняется в работе [3] тем, что если проводимость электронов основной подзоны исчезает (целые факторы заполнения в основной подзоне), то их вклад в экранировку притягивающего потенциала дырок падает, а значит, возрастает вклад электронов возбужденной подзоны как в экранировку, так и в рекомбинацию. Для преодоления такой разницы в интерпретации причин магнитоосцилляций [1, 3] необходимо исследование спектров рекомбинации двумерных носителей в квантовой яме для ситуации, когда E_F значительно отличается от E_{10} .

В настоящей работе показано, что при температурах выше 10 К, максимумы магнитоосцилляций интенсивности рекомбинации неравновесных электронов из возбужденной подзоны связаны с замедлением процесса межподзонной релаксации при уменьшении расщепления между энергией оптического перехода из подзоны $0_e^1 - 0_h$ и соответствующего уровня Ландау электронов основной подзоны $N_e^0 - N_h$. При этом период осцилляций определяется отношением $E_{10}/(\hbar\omega_c^e + \hbar\omega_c^h)$. При понижении температуры ниже 5 К нами обнаружено возникновение дополнительной серии осцилляций той же периодичности, но с заметным сдвигом по фазе. Этот эффект объясняется значительными экситонными поправками к энергии $N_e^0 - N_h$ оптических переходов с пустых уровней Ландау электронов основной подзоны.

2. Нами исследовалась излучательная рекомбинация двумерных электронов с фотовозбужденными дырками в асимметрично легированной одиночной квантовой яме высокого качества. Образец был выращен методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs по следующей схеме: буферный слой GaAs толщиной 3000 Å, нелегированная сверхрешетка GaAs-AlGaAs (30×100 Å) с общей толщиной 13000 Å, квантовая яма GaAs толщиной 250 Å, AlGaAs спейсер толщиной 200 Å и слой легированного AlGaAs:Si (уровень легирования 10^{18}см^{-3}) толщиной 450 Å. Магнитотранспортные измерения на данном образце при постоянном лазерном фотовозбуждении дают концентрацию $6.6 \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$ и подвижность $9.8 \cdot 10^5 \text{см}^2/\text{Вс}$.

3. На рис.1 приведены спектры люминесценции, измеренные в различных магнитных полях при температуре 10 К. В спектрах доминируют разрешенные $N_e - N_h$ -переходы между уровнями Ландау электронов и дырок. Кроме того, отчетливо видно немонотонное поведение интенсивности линии $0_e^1 - 0_h$, отвечающей рекомбинации электронов из возбужденной подзоны. На рис.2а представлены магнитоосцилляции интенсивности этой линии, измеренные при 10 К. Внизу на рис.2б приведена диаграмма магнитополевой зависимости энергии оптических переходов, полученная для исследуемого образца. Она представляет собой набор спектров, измеренных с мелким шагом по магнитному полю. Контраст диаграммы отражает интенсивность рекомбинации, так что большая интенсивность соответствует белому цвету. Черный цвет соответствует слабому сигналу. Из рис.2 видно четкое совпадение по магнитному полю максимумов интенсивности рекомбинации из фотовозбужденной подзоны с местами пересечений энергий оптических переходов $0_e^1 - 0_h$ и $N_e^0 - N_h$.

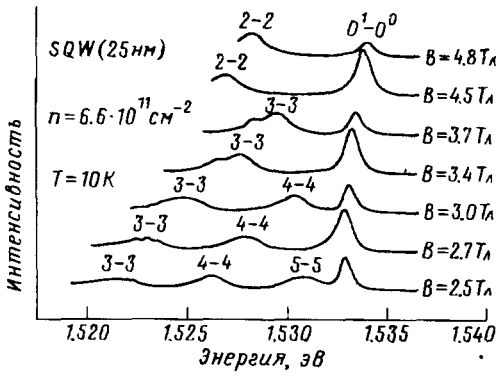


Рис.1. Спектры люминесценции, измеренные в асимметрично легированной одиночной квантовой яме (толщина 250 Å, концентрация двумерных электронов $n_s = 6,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) в диапазоне магнитных полей от 2,5 до 4,8 Тл при температуре 10 К. Оптический переход $0^1 - 0^0$ отвечает рекомбинации электронов из возбужденной подзоны, а линии $N - N$ соответствуют оптическим переходам с N -го уровня Ландау электронов основной подзоны и N -го уровня Ландау фотовозбужденных дырок

Таким образом, период осцилляций в обратном магнитном поле определяется отношением $E_{10}/(\hbar\omega_c^e + \hbar\omega_c^h)$, что принципиально отличается от результата, полученного в одиночном гетеропереходе, где период осцилляций определялся величиной $E_{10}/\hbar\omega_c^e$ [1]. Этот экспериментальный факт говорит о том, что в квантовых ямах вместо одночастичной релаксации неравновесных носителей наблюдается релаксация электрон-дырочных пар, связанных кулоновским взаимодействием. Похожие результаты были получены в работе [4]. Авторы этой работы наблюдали усиление рекомбинационной интенсивности оптического перехода с первого уровня Ландау основной подзоны $1_e^0 - 1_h$, когда последний совпадал по энергии с оптическим переходом из возбужденной подзоны $0_e^1 - 0_h$.

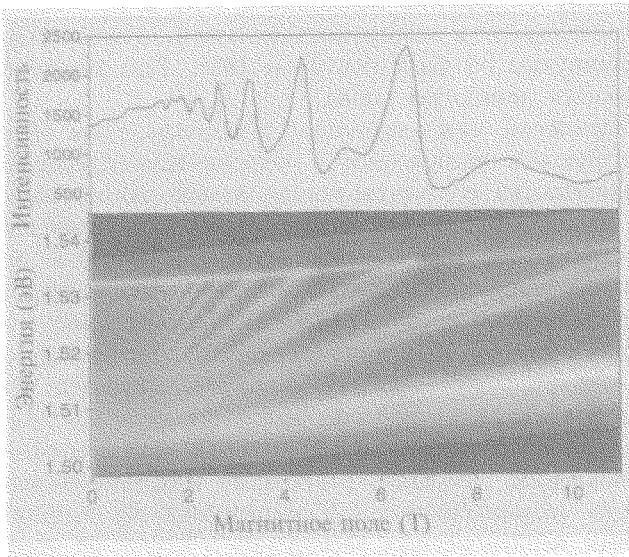


Рис.2. Магнитоосцилляции интенсивности рекомбинации электронов из возбужденной подзоны (оптический переход $0^1 - 0^0$ на рис.1), измеренные при температуре 10 К. Внизу приведена диаграмма энергий оптических переходов в магнитном поле. Контраст рисунка отражает интенсивность линий люминесценции в спектре. Белый цвет соответствует большей интенсивности, а черный – малому уровню сигнала

На рис.3а приведены магнитоосцилляции интенсивности рекомбинации электронов из возбужденной подзоны при разных температурах в обратном магнитном поле. Множитель B_0 выбран из тех соображений, чтобы правильно

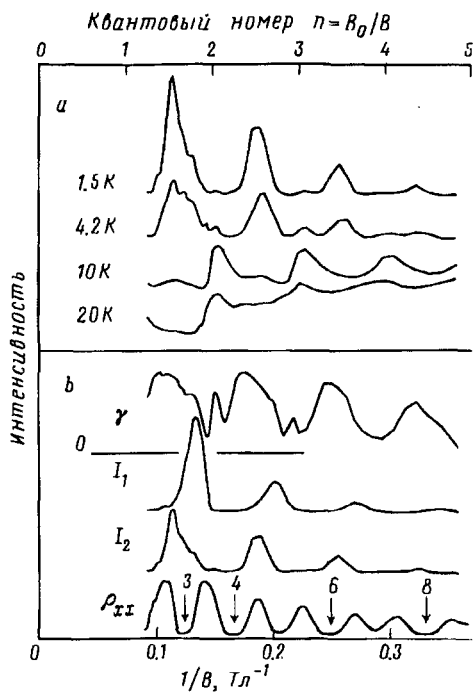


Рис.3. а) Осцилляции рекомбинационной интенсивности фотовозбужденной подзоны в обратном магнитном поле, измеренные при разных температурах. Верхняя шкала – обратное поле, отнормированное для правильной нумерации высокотемпературных осцилляций. б) Магнитополевая зависимость поляризации люминесценции γ из возбужденной подзоны и магнитосопротивления ρ_{xx} . I_1 и I_2 – осцилляции интенсивности люминесценции, полученные при большой и малой мощности оптической накачки, соответственно

нумеровать максимумы осцилляций при больших температурах. Определенный таким образом квантовый номер $N = B_0/B$, кроме того, отвечает номеру уровня Ландау, для которого совпадают оптические переходы $0_e^1 - 0_h$ и $N_e^0 - N_h$. При понижении температуры прослеживается возникновение новой группы осцилляций того же периода, но сдвинутые по фазе почти на 180° . При температуре 1.5 K эти осцилляции становятся доминирующими.

Связь осцилляций интенсивности люминесценции с осцилляциями времени жизни неравновесных электронов в возбужденной подзоне можно проследить по магнитоосцилляциям поляризации соответствующей линии люминесценции, которые представлены на рис.3б. Видно, что в магнитополевой зависимости поляризации также присутствуют две серии осцилляций, синфазные с осцилляциями рекомбинационной интенсивности. Хорошо известно, что поляризация люминесценции γ неравновесных носителей определяется соотношением между временем спиновой релаксации τ_s и осциллирующем в магнитном поле временем их жизни τ_0 : $\gamma \sim \tau_0 / (\tau_s + \tau_0)$. Поэтому увеличение времени жизни неравновесных электронов в возбужденной подзоне, наблюдаемое в максимумах осцилляций интенсивности люминесценции из-за торможения межподзонной релаксации, приводит к установлению спинового равновесия и, следовательно, к высокой степени поляризации люминесценции. В минимумах же осцилляций спиновая температура системы неравновесных электронов и дырок не успевает понизиться за время жизни электронов в возбужденной подзоне и поляризация люминесценции оказывается заметно меньше.

На рис.3б также представлены магнитотранспортные осцилляции Шубникова-де Гааза, измеренные на этом образце. Видно, что магнитооптические и транспортные осцилляции имеют различную природу, поскольку они де-

монстрируют сильно отличающийся по обратному магнитному полю период осцилляций. Поэтому возникновение дополнительной серии осцилляций не может быть объяснено изменением эффектов экранирования при целочисленных факторах заполнения уровней Ландау [3] или проявлением спиновых особенностей в осцилляциях Шубникова-де Гааза при понижении температуры [5]. Более того, нами было обнаружено, что сдвиг фаз между обнаруженными двумя сериями магнитооптических осцилляций может плавно изменяться при увеличении уровня фотовозбуждения. На рис.3б представлены осцилляции интенсивности рекомбинации электронов из возбужденной подзоны, измеренные при двух сильно различающихся (в 20 раз) уровнях оптической накачки. Видно, что при сохранении периода осцилляций происходит сдвиг фазы, так что вместо 200° фаза становится близка к 100° .

4. Резонно предположить, что главный эффект при охлаждении нашей системы ниже 10К состоит в возникновении экситонных состояний под пустыми уровнями Ландау [6]. В этом случае осцилляции должны сдвинуться по фазе на величину $Ry^{(N)}/(\hbar\omega_c^e + \hbar\omega_c^h)$, где $Ry^{(N)}$ – энергия связи экситона, построенного на N -ом уровне Ландау электрона и дырки. Энергия связи таких магнитоэкситонных состояний была вычислена в работе [6], где было показано, что в случае, когда $Ry^{(N)}$ оказывается меньше, чем $\hbar\omega_c$, справедливо выражение

$$Ry^{(N)} = e^2 / (\epsilon\lambda_H \sqrt{N + 1/2}),$$

где $\lambda_H = \sqrt{\hbar/eB}$ – магнитная длина.

Таким образом, для сдвига по фазе $\Delta\phi$ мы можем написать: $\Delta\phi = Ry^{(N)}/\hbar\omega_c^*$, где $\hbar\omega_c^* = \hbar\omega_c^e + \hbar\omega_c^h = eB\hbar/\mu$ – суммарная циклотронная энергия электронов и дырок, а μ – приведенная масса электронов и дырок. Номер уровня Ландау N , от которого зависит энергия связи соответствующего экситонного состояния, определяется из условия равенства межподзонного расщепления и суммарной циклотронной энергии: $N = E_{10}/\hbar\omega_c^*$, поэтому в исследуемых магнитооптических осцилляциях эффективная энергия связи экситонного состояния (с учетом изменения N) определяется выражением $Ry^{(N)} = e^3 B / \epsilon\sqrt{\mu E_{10}}$. Важно, что эффективный экситонный Ридберг оказался пропорциональным магнитному полю, что и приводит к не зависящему от поля фазовому сдвигу:

$$\Delta\phi = \sqrt{e^4 \mu / \epsilon^2 \hbar^2 E_{10}} = \sqrt{2Ry/E_{10}},$$

где $Ry = e^4 \mu / 2\epsilon^2 \hbar^2$ – экситонный Ридберг. Подставляя $Ry = 4.8$ мэВ и $E_{10} = 25$ мэВ, мы получаем оценку 220° для сдвига по фазе. Отличие энергии связи от вычисленной выше может быть обусловлено экранировкой. Уменьшение сдвига по фазе при высоком уровне оптической накачки (рис.3б) является непосредственным проявлением этого эффекта.

5. Таким образом, в данной работе из исследований магнитопольных зависимостей интенсивности рекомбинационного излучения двумерных носителей из возбужденной подзоны размерного квантования нами сделан вывод о том, что в квантовых ямах релаксация фотовозбужденных носителей должна рассматриваться как релаксация по энергии электрон-дырочных пар, связанных кулоновским взаимодействием. При низких температурах экситонные поправки для таких электрон-дырочных пар оказываются существенными по сравнению с циклотронным расщеплением. Показано, что вычисленная в работе [6] зависимость энергии связи экситонного состояния под N -м уровнем Ландау от

квантового номера N и от магнитного поля хорошо подходит для объяснения сдвига фазы магнитооптических осцилляций.

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

-
1. В.Е.Кирпичев, К.фон Клитцинг, И.В.Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **54**, 630 (1991); А.Ф.Дите, К.фон Клитцинг, И.В.Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **54**, 635 (1991).
 2. I.V.Kukushkin, K.von Klitzing, K.Ploog, and V.B.Timofeev Phys.Rev. B **40**, 7788 (1989).
 3. W.Chen, M.Fritze, A.V.Nurmikko et al., Phys.Rev.Lett. **64**, 4532 (1990); A.J.Turberfield, S.R.Haynes, P.A.Wright et al., Phys.Rev.Lett. **65**, 637 (1990).
 4. L.V.Kulik, A.V.Petinova, V.D.Kulakovskii et al., Phys.Rev. B **51**, 17654, (1995).
 5. В.Е.Житомирский, И.Е.Ицкевич, В.Е.Кирпичев и др., Письма в ЖЭТФ **56**, 215 (1993).
 6. В.Ф.Гантмахер, Б.Л.Гельмонт, Б.Н.Зверев, Ал.Л.Эфрос, ЖЭТФ **84**, 1129 (1983).