

ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В
ОДИНОЧНОМ ГЕТЕРОПЕРЕХОДЕ GaAs – AlGaAs.*И.В. Кукушкин, К.фон Клитцинг, К.Плог*

Изучена излучательная рекомбинация двумерных электронов с неравновесными фотовозбужденными дырками в одиночных гетеропереходах GaAs – AlGaAs. Обнаружены два различных канала рекомбинации $2D$ -электронов – со свободными дырками и с дырками, связанными на акцепторах. В магнитном поле наблюдается расщепление линий излучения на уровни Ландау, которое зависит только от нормальной компоненты поля.

1. После открытия целочисленного ¹ и дробного ² квантового эффекта Холла (КЭХ) заметно вырос интерес к исследованию свойств двумерных $2D$ -электронов в перпендикулярном магнитном поле. Для микроскопического описания этих явлений важно знать энергетический спектр электронной системы. Все методы, основанные на измерениях магнитопроводимости ³, магнитной восприимчивости ⁴, магнетоемкости ⁵, электронной теплоемкости ⁶ чувствительны только к свойствам электронов вблизи поверхности Ферми. Один из наиболее эффективных методов прямого определения энергетического спектра $2D$ -электронов основан на изучении рекомбинационного излучения $2D$ -электронов с фотовозбужденными дырками ⁷. Применение этого метода в кремниевых структурах металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) ⁷⁻¹⁰ позволило наблюдать осцилляции ширины уровней Ландау от фактора заполнения ⁸, осцилляции спинового и междолинного расщеплений ⁹ и измерить кулоновские щели в энергетическом спектре несжимаемой Ферми-жидкости в условиях дробного КЭХ ¹⁰.

Принципиальное преимущество системы $2D$ -электронов в одиночных гетеропереходах GaAs – AlGaAs по сравнению с Si-МДП-структурами заключается в возможности выращивать методом молекулярно-пучковой эпитаксии образцы высокого качества и с заданными свойствами. До настоящего времени магнитооптические исследования $2D$ -электронов в гетероструктурах GaAs – AlGaAs проводились только в системах с квантовыми ямами ¹¹⁻¹⁴. В этом случае система $2D$ -электронов имеет ряд недостатков. Во-первых, из-за малого времени рекомбинации в узких квантовых ямах носители обычно имеют сравнительно высокую температуру ¹⁴. Во-вторых, в широких квантовых ямах обычно заполнено несколько $2D$ -подзон, и при этом рекомбинационное излучение электронов из верхних подзон доминирует в спектре ¹³. В-третьих, подвижность $2D$ -электронов в квантовых ямах обычно значительно меньше, чем в одиночных гетеропереходах.

2. В спектре люминесценции стандартного одиночного гетероперехода с буферным слоем GaAs толщиной 1 мкм наблюдается несколько очень интенсивных объемных линий, которые перекрываются с более слабой по интенсивности линией рекомбинации $2D$ -электронов (см. также ¹⁵). Эта ситуация аналогична случаю с Si-МДП-структурами, но в GaAs из-за большого числа различных остаточных примесей существует сразу несколько объемных линий, перекрывающих широкий энергетический интервал. Поэтому для исследования рекомбинационного излучения $2D$ -электронов необходимо уменьшить сигнал объемной рекомбинации путем сокращения толщины буферного слоя GaAs. Экспериментально было установлено, что оптимальная толщина GaAs составляет 500 Å. При этом доля объемной рекомбинации значительно уменьшается, а подвижность $2D$ -электронов не изменяется.

Образцы используемые для исследований были выражены на полуизолирующей подложке GaAs, которая была отделена от активной области 30-ти периодной сверхрешеткой (с периодом 25 Å). Наличие сверхрешетки препятствовало распространению дислокаций из подложки в активную область GaAs, а также не позволяло фотовозбужденным носителям

проникать в подложку. Все структуры имели спейсер толщиной 180 Å. Остальные параметры структур опубликованы в работе ¹⁶.

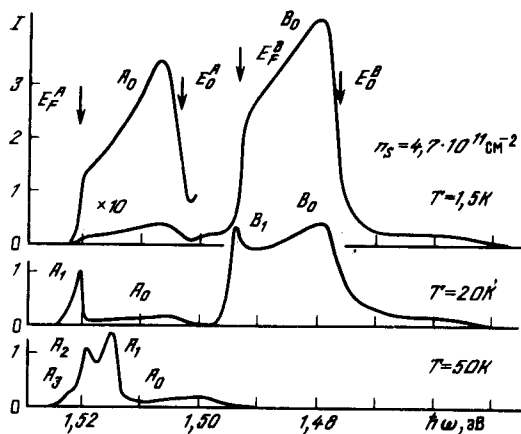


Рис. 1. Спектры рекомбинационного излучения 2D-электронов с фотовозбужденными дырками, измеренные на образце 1 при различных температурах. Плотность мощности $W = 10^{-5}$ Вт/см². Стрелки отвечают положениям энергии Ферми и дна 2D-подзоны, которые были определены из веера уровней Ландау

3. На рис. 1 показан спектр излучения, полученный на образце 1 с низким уровнем легирования слоя AlGaAs кремнием. До освещения образца концентрация 2D-электронов составляла $n_S = 6 \cdot 10^{10}$ см⁻², а подвижность $\mu = 1,2 \cdot 10^5$ см²/В·с. В условиях фотовозбуждения при мощности криптонового лазера $W = 10^{-5}$ Вт/см² n_S увеличивалось до $4,7 \cdot 10^{11}$ см⁻² ($\mu = 3 \cdot 10^5$ см²/В·с). В спектре люминесценции образца 1 при $T = 1,5$ К наблюдаются две линии излучения (A и B), отвечающие рекомбинации 2D-электронов со свободными дырками (линия A) и с дырками связанными на акцепторах (линия B). Это утверждение следует, во-первых, из того факта, что расщепление между линиями A и B отвечает энергии ионизации акцептора, во-вторых, из температурной зависимости спектров излучения, в-третьих, из расщепления линий A и B в магнитном поле.

Рассмотрим сначала влияние температуры на изменение спектра люминесценции. Из рис. 1 следует, что повышение температуры приводит к заполнению возбужденных 2D-подзон, что сопровождается появлением дополнительных линий A_i и B_i в спектре (индекс $i = 0, 1, 2, \dots$ отвечает номеру 2D-подзоны). Рекомбинация электронов из возбужденных 2D-подзон существенно эффективнее из-за более сильного перекрытия волновых функций этих электронов и фотовозбужденных дырок. При повышении температуры до 50 К линии излучения, обусловленные рекомбинацией 2D-электронов со связанными дырками (линии B_i), исчезают из спектра (рис. 1) из-за термоионизации акцепторов.

В образце 2 с более высоким содержанием легирующей примеси кремния, в котором в условиях фотовозбуждения концентрация электронов составляла 10^{12} см⁻² ($\mu = 6,5 \cdot 10^5$ см²/В·с), уже при $T = 1,5$ К первая возбужденная 2D-подзона заселена электронами (см. рис. 2). Как видно из рис. 2 в магнитном поле $H = 2T$, перпендикулярном 2D-слою, линии A_i и B_i расщепляются на уровни Ландау и величина расщепления пропорциональна H . Зависимость спектрального положения линий от магнитного поля показана в верхней части рис. 2, из которой можно определить положения энергии Ферми и дна размерно квантованных подзон (указаны стрелками на рис. 1 и 2) ⁸. Важно, что расщепления линий A и B в магнитном поле отличаются. Из расщепления линий A_i следует, что эффективная циклотронная масса равна $0,060 m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), а для линий B_i получается значение $0,067 m_0$, которое совпадает с циклотронной массой 2D-электронов в гетеропереходах

GaAs — AlGaAs. Разница в расщеплениях линий A и B появляется из-за того, что циклотронное квантование возникает не только для $2D$ -электронов, но и для свободных дырок. В соответствии с правилами отбора оптические переходы возможны только для электронов и дырок, имеющих одинаковый номер уровня Ландау. Поэтому для линий A_i циклотронные расщепления электронов и дырок складываются и эффективная циклотронная масса уменьшается. Из сравнения расщеплений линий A и B можно определить циклотронную массу дырок, которая оказалась равна $0,57 m_0$. Эта величина соответствует массе тяжелых дырок в GaAs. Разность в расщеплениях линий A и B в магнитном поле также свидетельствует о том, что линии A_i соответствуют рекомбинации $2D$ -электронов со свободными дырками, а B_i — с дырками, связанными на акцепторах.

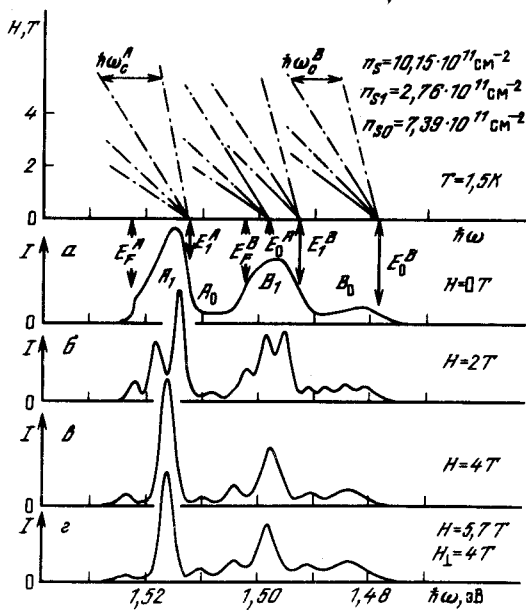


Рис. 2. Спектры рекомбинационного излучения $2D$ -электронов с фотовозбужденными дырками, измеренные на образце 2 в различных магнитных полях перпендикулярных $2D$ -слою, и в магнитном поле $5,7$ Т, наклонном на 45° . В верхней части рисунка показаны вееры уровней Ландау, полученные для линий A_i и B_i

Для экспериментальной проверки того факта, что линии A и B действительно возникают из-за рекомбинации $2D$ -электронов, мы использовали метод поворота магнитного поля. На рис. 2 г показан спектр полученный в поле $H = 5,7$ Т, наклоненном на 45° к $2D$ -слою, так что нормальная компонента H составляла 4 Т. Из сравнения спектров в и г рис. 2 следует, что расщепление линий A и B зависит исключительно от нормальной компоненты магнитного поля.

На рис. 3 представлены осцилляции Шубникова — де Гааза, измеренные магнитотранспортным и магнитооптическим методами. При записи магнитооптических осцилляций спектральное положение щели спектрометра фиксировалось и совпадало с положением энергии Ферми в спектре люминесценции (показано стрелками на рис. 1, 2). В случае, когда была заполнена только нижайшая $2D$ -подзона магнитооптические и магнитотранспортные осцилляции практически не отличались. При заполнении возбужденной $2D$ -подзоны, как видно из рис. 3, магнитооптические осцилляции оказывались существенно более чувствительными к рекомбинации электронов из верхней подзоны, что позволяет независимо исследовать свойства этих электронов. В нижней части рис. 3 показаны магнитооптические осцилляции, измерен-

ные в наклонном магнитном поле, из которых следует двумерность электронов, участвующих в рекомбинации.

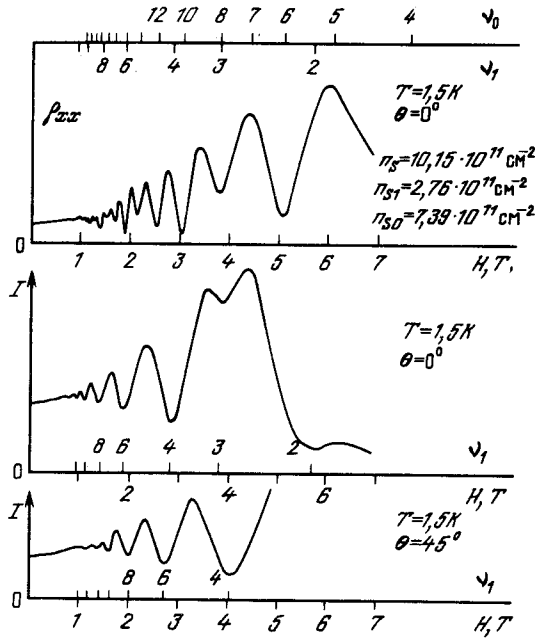


Рис. 3. Магнитотранспортные и магнитооптические осцилляции Шубникова – де Гааза, измеренные на образце 2 при $T = 1,5$ К. Нижняя зависимость записана в магнитном поле, наклонном на 45° к $2D$ -плоскости

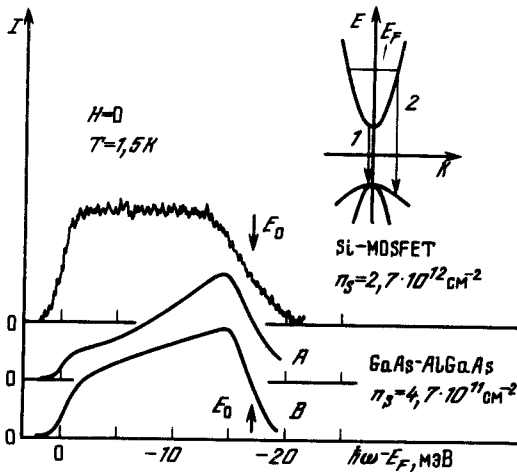


Рис. 4. Линии излучения $2D$ -электронов, измеренные в Si-МДП-структуре и одиночном гетеропереходе GaAs – AlGaAs при одинаковой энергии Ферми электронов $E_F \approx 17$ мэВ. На вставке показана энергетическая схема рекомбинации в импульсном пространстве

Заметим, что формы линий излучения $2D$ -электронов, измеренные в Si-МДП структурах и в одиночных гетеропереходах GaAs – AlGaAs существенно отличаются. На рис. 4 показаны эти линии излучения, измеренные в условиях, когда энергии Ферми $2D$ -электронов составляют ≈ 17 мэВ. Видно, что в отличие от кремния, форма линий излучения (A и B) в ге-

теропереходах не прямо отражает энергетическое распределение одночастичной плотности состояний. Это связано с тем, что в прямозонных полупроводниках закон сохранения квазиимпульса требует равенства квазиимпульсов рекомбинирующих электронов и дырок (с точностью до импульса фотона). Поскольку тепловой импульс фотовозбужденных дырок существенно меньше импульса Ферми $2D$ -электронов ($k_F \sim E_F^{1/2} \sim n_S^{1/2}$), то вероятность рекомбинации уменьшается по мере увеличения энергии от дна $2D$ -подзоны к энергии Ферми.

В заключение авторы выражают благодарность В.Б.Тимофееву за обсуждения результатов работы и Б.Ульриху за помощь в эксперименте.

Литература

1. Klitzing K. V., Dorda G., Pepper M. Phys. Rev. Lett., 1980, **45**, 494.
2. Tsui D. C., Stormer H. L., Gossard A. C. Phys. Rev. Lett., 1982, **48**, 1559.
3. Stahl E., Weiss D., Weimann G. et al. J. Phys. C18, 1985, C18, 783.
4. Eisenstein J. P., Stormer H. L., Narayanamurty V. et al. Phys. Rev. Lett., 1985, **55**, 875.
5. Smith J. P., Goldberg B. B., Stiles P. J., Neiblum M. Phys. Rev., 1985, **B32**, 2696.
6. Gornik E., Lassnig P., Strasser G. et al. Phys. Rev. Lett., 1985, **54**, 1820.
7. Кукушкин И. В., Тимофеев В. Б. Письма в ЖЭТФ, 1984, **40**, 413.
8. Кукушкин И. В., Тимофеев В. Б. ЖЭТФ, 1987, **93**, 1088.
9. Kukushkin I. V. Sol. St. Comm., 1988, **65**, 1473.
10. Кукушкин И. В., Тимофеев В. Б. Письма в ЖЭТФ, 1987, **44**, 179.
11. Smith M. C., Petrou A., Perry C. H., Worlock J. M. Surf. Sci., 1986, **174**, 136.
12. Perry C. H., Worlock J. M., Smith M. C., Petrou A. Proc. of the Int. Conf. of High Magnetic Fields in Sem. Phys., Springer Series in Solid St. Sci., 1987, **71**, 202.
13. Meseguer F., Maan J. C., Ploog K. Phys. Rev., 1987, **B35**, 2505.
14. Berendschot T. T., Reinen H. A., Bluysen H. J. Sol. St. Comm., 1987, **63**, 873.
15. Yang C. H., Lyon S. A., Tu C. W. Superlattices and Microstructures, 1987, **3**, 269.
16. Kukushkin I. V., K. von Klitzing, Ploog K. Phys. Rev., 1988, **B37**, 2021.

Институт физики твердого тела
им. Макса Планка
г. Штутгарт, ФРГ.

Поступила в редакцию
24 марта 1988 г.