

**МАГНИТООСЦИЛЛАЦИИ ВРЕМЕНИ ЗАТУХАНИЯ
ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА
В ОДИНОЧНОМ ГЕТЕРОПЕРЕХОДЕ GaAs-AlGaAs
С МОНОСЛОЕМ АКЦЕПТОРОВ**

A.Ф.Дите, К.фон Клитцинг*, И.В.Кукушкин, В.Б.Тимофеев,
А.И.Филин

Институт физики твердого тела АН СССР

142432, Черноголовка, Московская обл.

* - Max-Planck-Institute für Festkörperforschung, Stuttgart, FRG.

Поступила в редакцию 5 ноября 1991 г.

В одиночном гетеропереходе GaAs/AlGaAs изучена кинетика излучательной рекомбинации двумерных (2D-) электронов. Наблюдались магнитоосцилляции времени затухания люминесценции 2D-электронов из возбужденной подзоны размерного квантования. Эти осцилляции синфазны с обнаруженными ранее¹ магнитоосцилляциями самой интенсивности рекомбинации, что связывается с периодическим изменением вероятности межподзонной релаксации.

1. Осцилляции интенсивности магнитолюминесценции 2D-электронов являются, обычно¹, аналогом осцилляций Шубникова - де Гааза и связаны со скачкообразным изменением химического потенциала электронов в магнитном поле. В этом случае соответствующие особенности (минимумы² или максимумы³) в зависимости интенсивности люминесценции от магнитного поля наблюдаются синфазно с магнитотранспортными, а именно, - при целочисленном заполнении уровней Ландау. Осциллирующая зависимость интенсивности рекомбинационного излучения электронов из возбужденной подзоны размерного квантования объясняется в этом случае тем, что при целочисленном заполнении электроны основной подзоны не принимают участия в экранировке притягивающего потенциала свободной дырки и реализуется корреляция дырок и электронов из возбужденной подзоны. В работе⁴ был обнаружен новый тип осцилляций магнитолюминесценции, отличающийся от магнитотранспортных, и объясненный в терминах упругой релаксации 2D-электронов из возбужденной подзоны в основную при пересечении соответствующих уровней Ландау. Исследование кинетики рекомбинации электронов из возбужденной подзоны в этих условиях позволяет прямым образом сделать выбор между двумя указанными механизмами.

2. Исследуемый образец содержал одиночный гетеропереход GaAs - Al_xGa_{1-x}As ($x = 0,3$), в котором в буферном слое GaAs на расстоянии $z_0 = 300\text{\AA}$ от гетерограницы был создан монослой акцепторов - атомов Be с концентрацией $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ⁵. Образец возбуждался лазерными импульсами длительностью 1 пс и длиной волны 605 нм с частотой повторения 800 кГц, для чего использовалась система фирмы Spectra Physics. В настоящем эксперименте на образце создавалась средняя плотность мощности 25 мВт/см², что соответствует 0,3 нДж за 1 пс в пятне 1 мм². Уровень оптической накачки выбирался таким низким, чтобы концентрацию 2D-электронов после лазерного импульса можно было считать постоянной в течение времени, характерного для исследуемых процессов рекомбинации⁶. Исследования проводились в оптическом криостате со сверхпроводящим соленоидом при температуре 1,6 К. Сигнал люминесценции регистрировался системой время-скоррелированного счета фотонов, что позволяло записывать как спектры, так и кинетику

затухания люминесценции в фиксированной спектральной позиции с временным разрешением 0,2 нс.

3. На рис.1 представлены интегральные (по времени) спектры люминесценции, измеренные при фиксированной концентрации 2D-электронов $n_s = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в перпендикулярном магнитном поле $H = 2,4; 2,7$ и $3,0$ Тл. В спектре люминесценции наблюдается рекомбинационное излучение 2D-электронов из возбужденной (линии отмечены стрелками) и основной подзон размерного квантования. В перпендикулярном магнитном поле линии люминесценции расщепляются на уровни Ландау в соответствии с фактором заполнения уровней $\nu = n_s / (eH/h)$. С ростом магнитного поля уровень Ландау смещается в сторону больших энергий тем быстрее, чем больше номер уровня N в данной подзоне $\hbar\omega_c(N + 1/2)$, где $\hbar\omega_c$ - циклотронная энергия. Представленные спектры, измеренные при импульсной накачке, качественно совпадают с полученными в аналогичных условиях спектрами при непрерывной накачке⁴. Из рис. 1 видно, что интенсивность линии рекомбинации 2D-электронов из возбужденной подзоны существенно меняется при небольшом изменении магнитного поля. Зависимость интенсивности от поля, приведенная на рис. 2 (кривая I), имеет осциллирующий характер. Как показано в⁴, резкий спад интенсивности происходит при пересечении нижнего уровня Ландау возбужденной подзоны с нижайшим незаполненным уровнем Ландау основной подзоны. В этот момент энергии уровней сравниваются, чем и обусловлено резонансное увеличение вероятности межподзонной релаксации за счет упругого рассеяния на атомах остаточных примесей. Таким образом открывается канал безызлучательного ухода 2D-электронов из возбужденной подзоны, что приводит к уменьшению интенсивности излучательной рекомбинации.

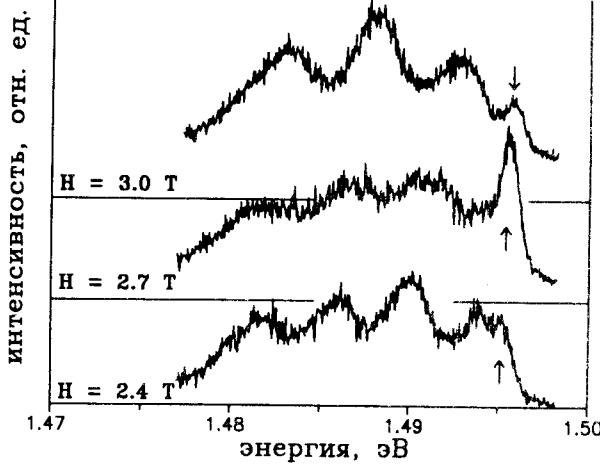


Рис. 1. Интегральные по времени спектры люминесценции, измеренные при $H = 2,4; 2,7; 3,0$ Тл. Стрелками отмечены линии рекомбинации 2D-электронов из возбужденной подзоны

Как отмечалось в⁶, в общем случае кривые затухания люминесценции имеют достаточно сложный характер, сильно зависящий от степени заполненности возбужденной подзоны. В случае, когда 2D-электронов в возбужденной подзоне мало (верхняя и нижняя кривые на рис. 1), кинетика рекомбинации 2D-электронов из основной подзоны с дырками, локализованными в монослое акцепторов, хорошо описывается простой экспонентой. По мере увеличения заполнения возбужденной подзоны наблюдается отклонение от экспоненты на начальном (~ 100 нс) участке кривой затухания. Это отклонение связано с тем, что дырки в этот промежуток времени рекомбинируют с 2D-электронами как из основной, так и из возбужденной подзон размерного квантования. Учи-

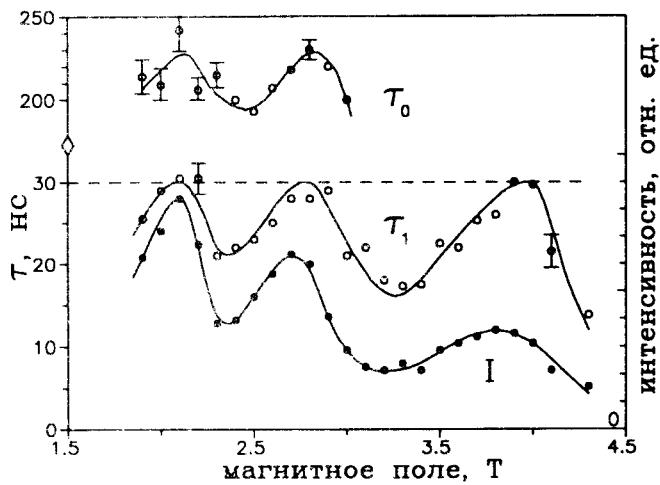


Рис. 2. Зависимости от магнитного поля интенсивности линии рекомбинации 2D-электронов из возбужденной подзоны (кривая I , шкала справа), времени ухода 2D-электронов из возбужденной подзоны (кривая τ_1) и времени рекомбинации 2D-электронов из основной подзоны с дырками, локализованными на монослое акцепторов (кривая τ_0)

тывая, что концентрации фотовозбужденных дырок (n_h) и 2D-электронов из основной (n_{s0}) и возбужденной (n_{s1}) подзон размерного квантования связаны соотношением $n_{s1} \ll n_h \ll n_{s0}$, начальный участок кинетической кривой, описывающей уход 2D-электронов из возбужденной подзоны, можно считать близким к экспоненциальному. На рис. 2 (кривая τ_1) представлена зависимость от магнитного поля времени ухода 2D-электронов из возбужденной подзоны $\tau_1(H)$. Значения $\tau_1(H)$ получены аппроксимацией методом минимизации критерия χ^2 экспериментальных кривых затухания. Как видно из рисунка, $\tau_1(H)$ осциллирует в фазе с интенсивностью (кривая I), причем значения в минимумах осцилляций уменьшаются с ростом магнитного поля, тогда как значения в максимумах остаются неизменными и равными ≈ 30 нс (пунктир). Отметим, что из анализа спектров следует, что в случае, когда интенсивность линии рекомбинации 2D-электронов из возбужденной подзоны максимальна, концентрация дырок в монослое в четыре раза превышает концентрацию 2D-электронов в возбужденной подзоне, во всех остальных случаях соотношение $n_{s1} \ll n_h$ является более строгим. При нарушении этого соотношения для соответствующей кривой затухания может происходить отклонение от экспоненциального закона, однако легко показать, что такое отклонение может приводить лишь к сглаживанию размаха наблюдаемых осцилляций.

Для 2D-электрона возможны два пути ухода из первой возбужденной подзоны: излучательная рекомбинация и релаксация в основную подзону. Поэтому можно считать, что $1/\tau_1 = 1/\tau_{rel} + 1/\tau_{rec}$, где τ_{rel} и τ_{rec} - времена релаксации и рекомбинации соответственно. Как показано в ⁴, незначительные изменения формы квантовой ямы с ростом магнитного поля не оказывают существенного влияния на волновую функцию 2D-электрона из возбужденной подзоны. Поскольку τ_{rec} определяется интегралом перекрытия волновых функций 2D-электронов из возбужденной подзоны и фотовозбужденных дырок, локализованных в монослое акцепторов, его можно считать константой, близкой к значению τ_1 в максимумах осцилляций. Таким образом наблюдаемый характер зависимости $\tau_1(H)$ определяется осцилляциями τ_{rel} . Когда энергии нижайшего незаполненного уровня Ландау основной подзоны и нижнего уровня Ландау возбужденной подзоны сравниваются, т.е. в точке пересечения соответствующих ветвей веера Ландау, время τ_{rel} резко уменьшается в результате резонансного роста вероятности перехода 2D-электрона из возбужденной подзоны в основную за счет упругого рассеяния

на атомах остаточных примесей. Причины последующего роста τ_{rel} до конца не понятны, однако можно предположить, что поскольку внутривидовая релаксация связана с испусканием соответствующего фона, изменения условий испускания за счет изменения энергетического зазора между уровнями могут привести к уменьшению вероятности релаксации.

Кривая τ_0 на рис.1 представляет собой зависимость от магнитного поля времени рекомбинации 2D-электронов из основной подзоны с фотовоизбужденными дырками, локализованными в монослое акцепторов (τ_0). Как видно из рисунка, $\tau_0(H)$ осциллирует в фазе с амплитудой линии рекомбинации 2D-электронов из возбужденной подзоны. Магнитоосцилляции τ_0 вызваны изменением формы потенциальной ямы вблизи интерфейса, которая чувствительна к вариациям заряда в слое обеднения. Чем больше концентрация электронов в возбужденной подзоне (и интенсивность соответствующей рекомбинации), тем больше отрицательный заряд в слое обеднения и, следовательно, меньше ширина ямы и протяженность волновой функции электронов.

В заключение отметим, что обнаруженные нами магнитоосцилляции времени затухания интенсивности рекомбинационного излучения 2D-электронов из возбужденной подзоны объясняются в терминах упругой межподзонной релаксации электронов в двумерном канале при пересечении соответствующих уровней Ландау⁴ и противоречат представлениям об экранировке притягивающего потенциала дырок³.

Авторы благодарны В.И.Фалько за полезные обсуждения и К.Плогу за предоставленные образцы.

-
1. Kukushkin I.V., von Klitzing K., Ploog K. Phys. Rev. B, 1988, 37, 8509.
 2. Chen W., Fritze M., Nurmiikko A.V. et al., Phys. Rev. Lett., 1990, 64, 2434.
 3. Turberfield A.J., Haynes S.R., Wright P.A. et al., Phys. Rev. Lett., 1990, 65, 637.
 4. Кирпичев В.Е., фон Клитцинг К., Кукушкин И.В. и др., Письма в ЖЭТФ, данный номер.
 5. Kukushkin I.V., von Klitzing K., Ploog K., Timofeev V.B., Phys. Rev. B, 1989, 40, 7788.
 6. Дите А.Ф., фон Клитцинг К., Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б., Филин А.И. Письма в ЖЭТФ, 1991, 54, 393.