

## ОПТИЧЕСКОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

**В.Е.Житомирский<sup>1)</sup>, О.В.Волков, И.В.Кукушкин, С.Рожко<sup>+</sup>, В.Диче<sup>\*2)</sup>**

Институт физики твердого тела РАН  
142432 Черноголовка, Россия

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

\* School of Physics and Astronomy, University of Nottingham  
Nottingham NG7 2Rd, United Kingdom

Поступила в редакцию 27 ноября 1998 г.

Исследовано влияние поглощения неравновесных акустических фононов на интенсивность рекомбинации двумерного электронного газа в магнитном поле. Неравновесные акустические фононы испускались в процессе релаксации электронов в туннельном переходе, напыленном на обратную сторону образца с двумерным электронным каналом. Продемонстрировано, что оптический сигнал интенсивности рекомбинации неравновесных электронов из фотовозбужденной подзоны размерного квантования может служить чувствительным детектором акустических фононов. Общий разогрев двумерных носителей и межподзонные переходы, стимулированные поглощением неравновесных акустических фононов, приводят к эффектам разного знака, что позволяет однозначно выделить полезный сигнал.

PACS: 71.35.Cc, 78.66.Fd

1. Исследование спектра коллективных возбуждений двумерного (2D) электронного газа в ультраквантовом пределе является одной из наиболее актуальных и интересных задач физики низкоразмерных систем. Энергия акустических фононов в GaAs с длиной волны порядка магнитной длины ( $100 \text{ \AA}$ ) составляет 15 K, что делает фононную методику уникальной для исследования особенностей в дисперсии коллективных возбуждений, таких, например, как магниторотон в режиме дробного квантового эффекта Холла.

Основной проблемой при использовании фононной методики для измерений на 2D электронных каналах является высокая чувствительность измеряемых величин к изменению температуры. Электрическая мощность, выделяемая в образец для генерации фононов высокой энергии приводит также и к нежелательному общему росту температуры решетки. С этой точки зрения туннельный переход [1] выгодно отличается от теплового источника по эффективности преобразования электрической мощности в поток фононов высокой энергии. Спектр акустических фононов, испускаемый за счет энергетической релаксации туннелирующих носителей, определяется напряжением  $V$ , приложенным к переходу. Со стороны высоких энергий спектр испущенных фононов имеет отсечку в районе  $\hbar\omega_{ph} = eV$ . Выделяемая в данной методике тепловая мощность (при фиксированном спектре неравновесных

<sup>1)</sup> e-mail: zhitomir@issp.ac.ru

<sup>2)</sup> W.Dietsche.

фононов) может варьироваться в широких пределах путем изменения туннельного сопротивления.

В данной работе нами исследовано влияние акустических фононов, генерируемых туннельным переходом, на интенсивность линии рекомбинационного излучения неравновесных электронов фотовозбужденной подзоны в одиночном гетеропереходе GaAs/AlGaAs. При достаточно высоких концентрациях электронов основной подзоны в районе  $4.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  уровень ферми-системы 2D носителей оказывается непосредственно вблизи дна следующей подзоны размерного квантования. Фотовозбужденные электроны приходят в 2D канал из объема GaAs, возмешая уход 2D носителей за счет рекомбинации. Локализация фотовозбужденных носителей в  $z$ -направлении происходит в процессе релаксации между подзонами размерного квантования. Релаксация между первой возбужденной и нулевой подзонами происходит с испусканием акустических фононов с характерными квазимпульсами порядка фермиевского –  $k_f$ . В случае, если величина энергетического зазора между дном первой размерно-квантованной подзоны и уровнем Ферми 2D электронной системы оказывается меньше, чем энергия таких акустических фононов  $E_{ph} = \hbar sk_f \cong 0.4 \text{ мэВ}$ , образуется узкое горло для межподзонных релаксационных процессов. Основным каналом ухода фотовозбужденных носителей становится их рекомбинация с фотовозбужденными дырками [2]. Поглощение акустических фононов является альтернативным каналом релаксационного ухода (см. вставку к рис.2) и приводит к уменьшению интенсивности рекомбинации неравновесных электронов фотовозбужденной подзоны.

2. В данной работе исследован образец с 2D электронным каналом в одиночном гетеропереходе GaAs/AlGaAs с монослоем акцепторов, расположенным в процессе роста структуры на расстоянии  $300 \text{ \AA}$  от гетерионтерфайса [3]. Перекрытие волновых функций 2D электронов основной подзоны и дырки на удаленном нейтральном акцепторе мало, что обуславливает большие времена жизни (сотни наносекунд) фотовозбужденных дырок. Протяженность волновой функции 2D электронов фотовозбужденной подзоны гораздо больше, чем протяженность волновой функции нулевой подзоны. Это обеспечивает гораздо лучшее перекрытие электронов с дыркой, локализованной на удаленном акцепторе, а потому их время излучательной рекомбинации оказывается порядка 30 нс [2]. Поэтому в спектрах рекомбинационного излучения интенсивность линии, отвечающей фотовозбужденной подзоне размерного квантования, может быть существенно больше, чем для электронов основной подзоны, несмотря на то, что концентрация неравновесных носителей в фотовозбужденной подзоне на несколько порядков ниже концентрации равновесных 2D электронов.

Оптическое возбуждение исследуемого образца осуществлялось перестраиваемым Ti:Sp-лазером, излучательная рекомбинация детектировалась CCD камерой. Спектральное разрешение 0.03 мэВ обеспечивалось спектральным прибором Ramanor U - 1000.

Туннельный переход Al – Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> – Al ( $1 \text{ мм}^2$ , 0.6 Ом) был напылен на обратную сторону исследуемого образца толщиной 0.5 мм в вакууме  $10^{-6} \text{ мбар}$ , окисление Al велось в плазменном разряде в атмосфере кислорода при давлении  $3 \cdot 10^{-3} \text{ мбар}$ . Толщина Al пленок составляла 50 нм, что соответствовало омическому сопротивлению 0.5 Ом на квадрат. Для генерации неравновесных акустических фононов мы пропускали ток 30 мА через туннельный переход. Приложенная электрическая мощность

в 1 мВт была сравнима с мощностью оптической накачки 2 мВт и не приводила к заметному разогреву образца при температуре 1.4 К. Поглощение фононов детектировалось по изменению интенсивности люминесценции 2D электронов.

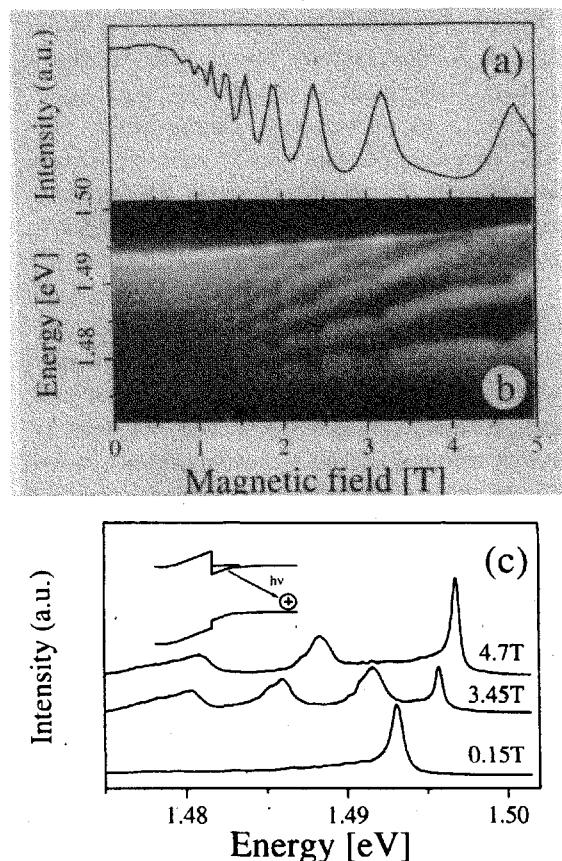


Рис.1 Магнитоосцилляции интенсивности рекомбинации электронов фотовозбужденной подзоны, измеренные при 1.4 К (а). Концентрация 2D электронов основной подзоны  $4.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Диаграмма магнитополевой зависимости энергии оптических переходов, измеренная для исследуемого образца (б). Диаграмма представляет собой набор спектров, измеренных с мелким шагом по магнитному полю. Пример таких спектров приведен для нескольких значений магнитного поля (с). Контраст диаграммы отражает интенсивность рекомбинации, так что большая интенсивность соответствует светлому цвету. Черный цвет соответствует слабому сигналу. Вставка к рисунку – схема оптических переходов в одиночном гетеропереходе с дельта-слоем акцепторов

3. На рис.1а представлены магнитоосцилляции интенсивности рекомбинации электронов фотовозбужденной подзоны, измеренные при 1.4 К. Концентрация 2D электронов основной подзоны составляла  $4.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Внизу на рисунке 1б приведена диаграмма магнитополевой зависимости энергии оптических переходов, полученная для исследуемого образца. Она представляет собой набор спектров, измеренных с мелким шагом по магнитному полю. Пример таких спектров приведен на рис. 1с для нескольких значений магнитного поля. Контраст диаграммы отражает интенсивность рекомбинации, так что большая интенсивность соответствует светлому цвету. Черный цвет соответствует слабому сигналу. В работе [2] была продемонстрирована однозначная связь магнитоосцилляций, представленных на рис. 1а, 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 (см. рис. 1б). Время релаксации неравновесных электронов из возбужденной подзоны в основную увеличивается при уменьшении энергетического расщепления между подзоной и ближайшим уровнем Ландау, так же как это происходит и в нулевом магнитном поле. Магнитоосцилляции времени релаксации

приводят к возникновению острых максимумов рекомбинационной интенсивности с периодом по обратному магнитному полю, равным отношению межподзонного расщепления ( $E_{10}$ ) и циклотронной энергии электронов ( $\hbar\omega_c^e$ ).

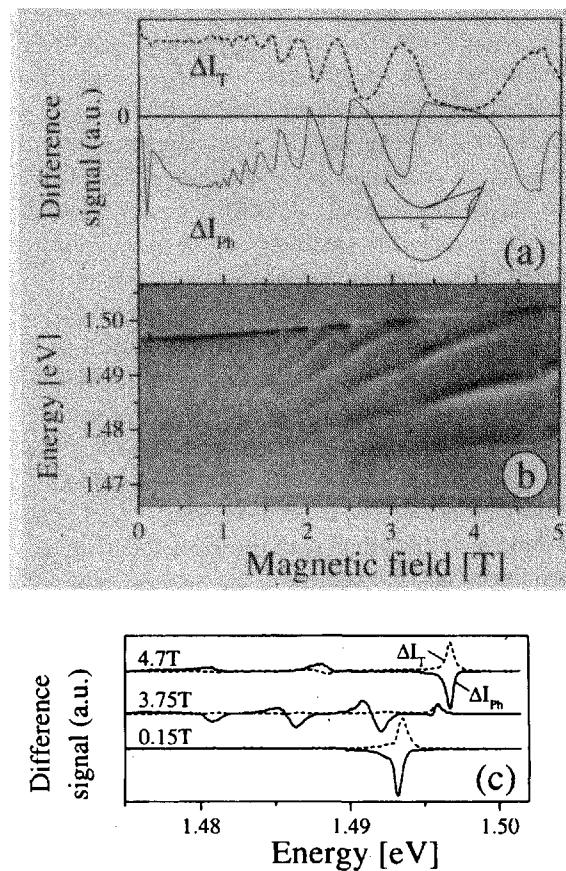


Рис.2 Изменение интенсивности в спектральном положении фотовозбужденной подзоны размерного квантования за счет фононной засветки и за счет изменения температуры образца на 0.5 К (а). Магнитополевая диаграмма влияния фонов на интенсивность рекомбинационного излучения двумерных носителей (б). Диаграмма получена как разность интенсивностей в спектрах рекомбинационной люминесценции с возбуждением и без возбуждения акустических фонов в исследуемом образце. Пример таких разностных спектров приведен для нескольких характерных значений магнитного поля (с). Вставка к рисунку – схема межподзонных переходов фотовозбужденных носителей с поглощением неравновесных акустических фонов в малых магнитных полях

На рис.2б представлена магнитополевая диаграмма влияния фонов на интенсивность рекомбинационного излучения 2D носителей. Она получена как разность интенсивностей в спектрах рекомбинационной люминесценции с возбуждением и без возбуждения акустических фонов в исследуемом образце. Пример таких разностных спектров приведен на рис. 2с для нескольких характерных значений магнитного поля. Фоновый сигнал не превышал 1% оптического сигнала во всем диапазоне магнитных полей. Необходимо отметить, что детектируемый сигнал в спектральных положениях, соответствующих уровням Ландау основной подзоны, связан исключительно с изменением формы ямы из-за перезаселения фотовозбужденной подзоны. Для доказательства мы провели аналогичные измерения на этом же образце при существенно меньшей концентрации 2D электронов. Опустошение канала достигалось путем засветки образца лазером с длиной волны 4880 Å с поглощением света в слое AlGaAs [3]. При меньших концентрациях расстояние между дном подзоны и уровнем ферми-системы становится больше 5 мэВ и межподзональная релаксация идет быстро, так что интенсивность линии рекомбинации электронов фотовозбужденной подзоны становится пренебрежимо малой.

Изменение интенсивности в спектральном положении фотовозбужденной подзоны размерного квантования за счет фононной засветки и за счет изменения температуры образца на 0.5 К показано на рис.2а. Сравнение двух кривых рис.2а показывает, что эффекты температурного разогрева и поглощения фононов высоких энергий оказываются разного знака. Эта ситуация не имеет аналогов в литературе и связана существенным образом с исследуемым объектом. Температурная зависимость интенсивности рекомбинации электронов фотовозбужденной подзоны определяется двумя основными механизмами. Первый – увеличение заселенности фотовозбужденной подзоны, обусловленное размытием фермиевской функции распределения 2D электронов основной подзоны при увеличении их температуры. Второй – уменьшение концентрации неравновесных носителей из-за ускорения межподзонной релаксации за счет поглощения фононов высоких энергий. В легированных системах первый механизм – изменение статистики 2D электронов – оказывается существенно сильнее второго и только использование фононной методики позволило выделить второй механизм в чистом виде. Использование туннельного перехода в качестве генератора фононов играет решающую роль для предотвращения разогрева решетки, поскольку нежелательный разогрев решетки может полностью замаскировать эффекты поглощения фононов, как это и происходит в случае исследования температурной зависимости. Нами были проведены тестовые измерения, когда одинаковая электрическая мощность выделялась пропусканием тока либо через туннельный переход, либо через нижнюю резистивную пленку туннельного перехода. В последнем случае измерялся сигнал, связанный с разогревом образца. Такая методика позволяет выделять полезный сигнал, однако для нашего объекта сигнал разогрева был во всех полях по крайней мере на порядок меньше фононного, так что приведенные выше экспериментальные результаты не нуждаются в корректировке.

4. На магнитополевой зависимости сигнала, индуцированного фононами (рис.2а), отчетливо видны две особенности в малых полях в районе 0.15 и 0.55 Тл. Они наблюдаются несмотря на тот факт, что в эксперименте возбуждаются все возможные энергии и направления распространения акустических фононов. Такая ситуация возникает благодаря селективности межподзонных переходов по квазимпульсу поглощаемых акустических фононов. Поскольку фермиевская скорость 2D электронов основной подзоны  $v_f$  на два порядка выше скорости звука в GaAs, межподзонные переходы оказываются возможны только при поглощении акустических фононов с квазимпульсами в плоскости порядка фермиевских  $k_f$ . Положение первого из резонансов по магнитному полю – 0.15 Тл приблизительно соответствует межподзонному циклотронному резонансу, когда частота поглощаемого фонона оказывается равной циклотронной частоте электронов фотовозбужденной подзоны и электроны оказываются во временном резонансе с акустической волной. Частота фононов, при поглощении которых происходит межподзonnaя релаксация,  $\omega_{ph} = sk_f \cong 600$  ГГц для данной концентрации 2D электронов основной подзоны. Равенство  $\omega_c = eB/m$  и  $\omega_{ph}$  достигается в магнитном поле  $B = 0.2$  Тл, что хорошо соответствует эксперименту. Таким образом мы полагаем, что первый минимум связан с резонансным усилением индуцированных фононами межподзонных переходов из возбужденной в основную подзону через виртуальный циклотронный переход в возбужденной подзоне.

В несколько больших магнитных полях оказывается возможным удовлетворить другому резонансному условию, когда магнитная длина становится порядка длины

волны характерных фононов –  $2\pi/k_f$ . Подобная оценка дает для магнитного поля значение 0.51 Тл, что соответствует второй из особенностей в малых магнитных полях на рис.2а. Мы полагаем, что благодаря такому геометрическому резонансу происходит усиление поглощения фононов, а значит и ускорение индуцированных фононами межподзонных переходов фотовозбужденных носителей. Классическим аналогом данного типа резонанса является хорошо известный геометрический резонанс, когда циклотронный диаметр электронов совпадает с длиной волны фона. В этом случае электроны остаются все время в области постоянной фазы и эффективно отбирают энергию у ультразвуковой волны.

5. Таким образом, в данной работе на примере индуцированных фононами межподзонных переходов продемонстрировано наличие циклотронного и геометрического резонансов для поглощения неравновесных акустических фононов. В больших магнитных полях межподзонные переходы между совпадающими по энергии уровнями Ландау разных подзон (рис.2а) вызываются поглощением фононов с  $1/k_{ph} \cong l_H \cdot (N/2)^{1/2}$ , где  $N$  – номер уровня Ландау основной подзоны. Детектирование поглощения таких фононов 2D носителями в наших экспериментах демонстрирует исключительные возможности нашей фононной методики для исследования особенностей в спектрах коллективных возбуждений системы 2D электронов в режиме дробного квантового эффекта Холла при  $k \cdot l_H = 1$ .

Авторы выражают свою благодарность К.Плогу за предоставленные образцы одиночного гетероперехода. Данная работа была выполнена при поддержке фонда Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG), грант Российского фонда фундаментальных исследований #98-02-04079, а также за счет финансирования по гранту ГНТП ФТНС “Наноструктуры”.

- 
1. S.Roshko, V.Zhitomirsky, J.Cooper et al., Physica **B219**, 16 (1996).
  2. А.Ф.Дите, И.В.Кукушкин, В.Б.Тимофеев и др., Письма в ЖЭТФ **54**, 642 (1991).
  3. I.V.Kukushkin, K.von Klitzing, K.Ploog, and V.B.Timofeev, Phys. Rev. **B40** 7788 (1989).