

СПИНОВАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ФОТОВОЗБУЖДЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК В ОДИНОЧНОМ ГЕТЕРОПЕРЕХОДЕ GaAs/AlGaAs

А.И.Филин, А.Ф.Дите, К.фон Клитцинг*, И.В.Кукушкин, О.В.Волков

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

*Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Stuttgart, FRG

Поступила в редакцию 6 июля 1992 г.

В одиночном гетеропереходе GaAs/AlGaAs исследована спиновая релаксация фотовозбужденных электронов и дырок в прямом эксперименте по изучению кинетики рекомбинационного излучения с анализом циркулярной поляризации. Определено время дырочной спиновой релаксации в различных магнитных полях. Произведена оценка сверху времени установления спинового равновесия в электронной подсистеме.

1. Спиновая релаксация фотовозбужденных носителей может происходить существенно медленнее, чем рекомбинационные процессы, поскольку переворот спина требует магнитного взаимодействия, которое является слабым. Именно это обстоятельство было использовано в экспериментах по оптическому ориентированию фотовозбужденных носителей заряда, выполненных в трехмерной системе – соединении AlGaAs¹. При этом неравновесная намагниченность в электронной системе создавалась с помощью фотовозбуждения циркулярно поляризованным светом, и рекомбинационный фотоотклик был также сильно циркулярно поляризован. Для двумерных (2D) систем имеются основания предполагать, что из-за дискретности энергетического спектра в перпендикулярном магнитном поле процессы спиновой релаксации будут аномально медленными². Однако времяразрешенные эксперименты по оптической ориентации, выполненные в 2D-квантовых ямах, неожиданно показывают необычайно короткие времена спиновой релаксации³. Для разрешения этой загадки необходимы прямые эксперименты по исследованию кинетики рекомбинационного излучения в перпендикулярном магнитном поле с анализом циркулярной поляризации. В настоящей статье представлены результаты такого эксперимента, выполненного на образцах, содержащих одиночный гетеропереход GaAs/AlGaAs и δ -слой акцепторов, на котором связываются фотовозбужденные дырки.

2. Исследовался образец, содержащий одиночный гетеропереход GaAs-Al_xGa_{1-x}As ($x = 0,3$), в котором в буферном слое GaAs на расстоянии 300 Å от гетерограницы был создан монослой акцепторов – атомов Be с концентрацией $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ⁴. Источником возбуждающего света являлась пикосекундная лазерная система фирмы Spectra Physics со следующими выходными параметрами: длительность импульса $\tau = 1 \text{ пс}$, длина волны излучения $\lambda = 605 \text{ нм}$, частота повторения $f = 800 \text{ кГц}$, при этом средняя плотность мощности на образце составляла 25 мВт/см^2 , что соответствует энергии $0,3 \text{ нДж}$ за 1 пс в пятне 1 мм^2 . Концентрацией 2D-электронов можно управлять, меняя интенсивность оптического возбуждения⁵. Данный (достаточно низкий) уровень накачки выбирался для того, чтобы в течение времени, характерного для исследуемых процессов, можно было пренебречь изменениями концентрации 2D-электронов⁶. Образец располагался в оптическом гелиевом криостате при

температуре 1,6 К. Регистрация люминесценции осуществлялась на выходе монокроматора системой время-скоррелированного счета фотонов, что позволяло записывать кинетику люминесценции в определенной спектральной позиции, а также спектры, определенным образом задержанные во времени.

3. В магнитном поле зеемановское расщепление приводит к появлению двух электронных и четырех дырочных спиновых подуровней. Схема расщепления уровней и разрешенных переходов показана на вставке к рис.1а. Нами исследовались две наиболее интенсивные циркулярно поляризованные компоненты люминесценции - σ^- (результат рекомбинации электронов с подуровня $s = +1/2$ с дырками с подуровня $J_z = -3/2$) и σ^+ ($s = -1/2$, $J_z = +3/2$).

На рис.1 представлены интегральные по времени спектры в σ^- - и σ^+ -поляризациях в полях 4,2 Тл и 5,5 Тл. Важно отметить более высокую степень поляризации линии рекомбинации 2D-электронов из первой возбужденной подзоны B_1 по сравнению с линиями рекомбинации 2D-электронов с уровнями Ландау основной подзоны B_0 . В основной подзоне уровни Ландау полностью заполнены, то есть заселенность обоих спиновых подуровней здесь одинакова, и степень поляризации линии B_0 определяется только состоянием дырочной спиновой подсистемы, тогда как в поляризацию линии B_1 вносит вклад также и электронная ориентация по спину.

На вставке к рис.2 показана кинетика рекомбинации 2D-электронов с нижайшего уровня Ландау (линия B_0) в σ^- - и σ^+ -поляризациях. Быстрое падение сигнала на начальном участке нижней кривой (σ^+) обусловлено наличием двух каналов ухода дырок с верхнего (по энергии) дырочного спинового подуровня ($J_z = +3/2$): рекомбинации и релаксации на нижний спиновый подуровень. В свою очередь верхняя кривая (σ^-) на начальном участке быстро растет, отражая рост заселенности нижнего спинового подуровня за счет дырок, сваливающихся с верхнего спинового подуровня. После установления спинового равновесия в дырочной подсистеме относительная заселенность верхнего и нижнего спиновых подуровней перестает меняться - кинетические кривые становятся параллельными.

На рис.2 представлена зависимость от времени степени поляризации $\gamma = (\sigma^- - \sigma^+)/(\sigma^- + \sigma^+)$ в различных магнитных полях. Сплошные кривые - результат аппроксимации экспериментальных данных функцией вида $\gamma_h(t) = \gamma_0(1 - \exp(-t/\tau_h))$, где γ_0 - степень поляризации, наблюдающаяся в соответствующем поле в стационарном состоянии - может быть получена из интегральных (по времени) спектров из соотношения интенсивностей линий σ^- - и σ^+ -поляризаций.

4. В исследуемых нами спектрах присутствует фон от объемной донорно-акцепторной рекомбинации, быстро спадающий со временем и ростом длины волны. На временах порядка единиц наносекунд в спектральных позициях, соответствующих нижнему уровню Ландау вклад этого фона пренебрежимо мал, что позволило произвести прямые измерения кинетики, отвечающей заселенности дырочных спиновых подуровней. Однако в коротковолновой части спектра на временах порядка 1 нс нельзя пренебречь наличием донорно-акцепторного фона, что затрудняет прямое наблюдение интересующей нас кинетики в спектральной позиции, соответствующей линии B_1 . Мы снимали серии задержанных во времени спектров люминесценции, из которых извлекали зависимость от времени интенсивности интересующей нас линии за вычетом интенсивности фона. На рис.3 представлена степень поляризации линии B_1 в полях 4,2 Тл

и 5,5 Тл (вблизи фактора заполнения 3) как функция времени. Круглыми и квадратными символами обозначены точки, полученные из анализа линий B_1 и B_0 , соответственно (в основной подзоне анализировался нижний уровень Ландау). Ширина временного окна, при которой снимались исходные спектры, составляла 0,8 нс (рис.3а) и 0,3 нс (рис.3б). В качестве нулевой принята такая задержка, при которой задняя граница временного окна совпадает с максимумом функции отклика системы регистрации. Сплошные кривые проведены для удобства, пунктир отвечает степени поляризации соответствующих линий, полученной из интегрального (по времени) спектра.

Нижняя кривая (γ_h) на рис.3а, б представляет собой обсуждавшуюся ранее временную зависимость дырочной степени поляризации. Верхняя кривая каждого рисунка (γ_e) отражает суммарный вклад в степень поляризации рекомбинационного излучения, вносимый электронами и дырками. Характерным для всех полученных нами зависимостей степени электронной поляризации от времени является тот факт, что уже при нулевой задержке электронная подсистема заметно поляризована. Отсюда следует вывод, что за времена более короткие, чем позволяет разрешить наша система регистрации (~ 300 пс), заселенность верхнего спинового подуровня возбужденной подзоны существенно уменьшается по отношению к заселенности нижнего. Затем наблюдается уменьшение электронного вклада в степень поляризации излучения, связанное с установлением электронного спинового равновесия. С того момента, как кривые γ_e и γ_h начинают идти параллельно, можно считать, что электронный вклад перестал меняться. Из рис.3 видно, что электронная подсистема приходит в спиновое равновесие за времена порядка 0,5 нс.

В возбужденной подзоне g -фактор электрона больше, чем в основной из-за более слабого влияния эффектов непараболичности ⁷, то есть спиновое расщепление в возбужденной подзоне сильнее. Поэтому энергетический зазор между верхними спиновыми подуровнями возбужденной и основной подзон больше, чем между нижними спиновыми подуровнями. Таким образом, вероятность перехода с верхнего спинового подуровня возбужденной подзоны на верхний спиновый подуровень основной подзоны выше, чем вероятность аналогичного межподзонного перехода с нижнего на нижний спиновые подуровни, поскольку вероятность релаксации из возбужденной подзоны в основную растет с ростом энергетического зазора между начальным и конечным состояниями электрона ⁸.

Вблизи фактора заполнения 3, где снимались зависимости, приведенные на рис.3, еще один механизм может приводить к более быстрому опустошению верхнего спинового подуровня возбужденной подзоны по сравнению с нижним: для электронов со спином вверх, находящихся на нижнем спиновом подуровне возбужденной подзоны, в основной подзоне существенно меньше свободных мест, чем для электронов со спином вниз, поэтому вероятность межподзонной релаксации без переверота спина существенно выше для электронов с верхнего спинового подуровня.

На вставке к рис.3 представлена зависимость от магнитного поля степени поляризации электронной подсистемы. Экспериментальные точки соответствуют значению γ_e при нулевой задержке, когда дырочным вкладом можно пренебречь. Сплошная линия проведена для удобства. Видно, что зависимость стартует из нуля и имеет насыщающийся характер в больших полях.

5. Таким образом, наблюдается следующая иерархия времен в исследуемой

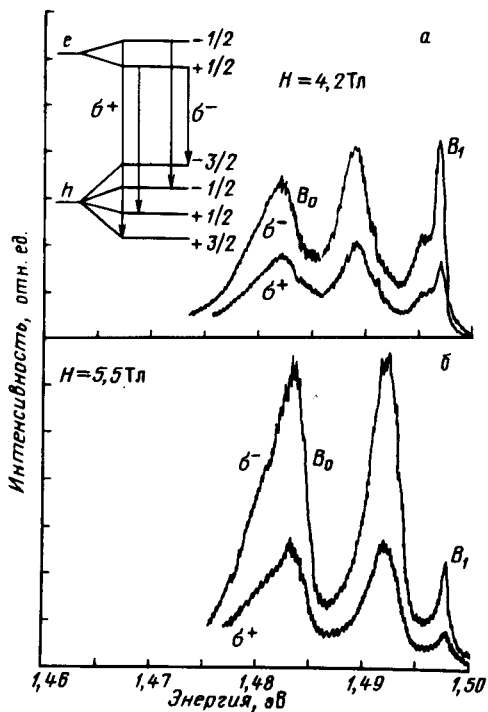


Рис.1

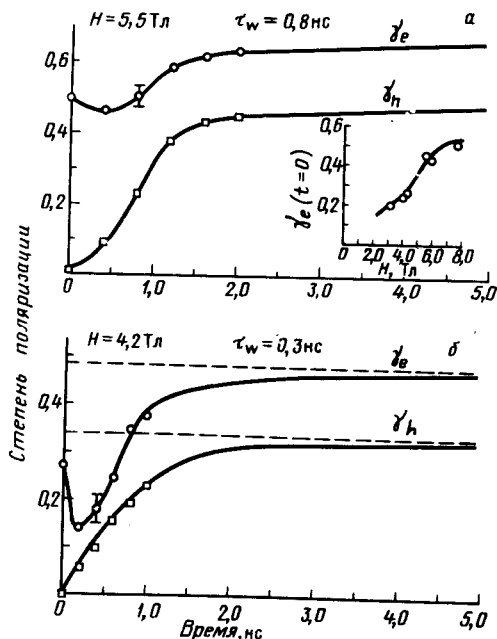


Рис.3

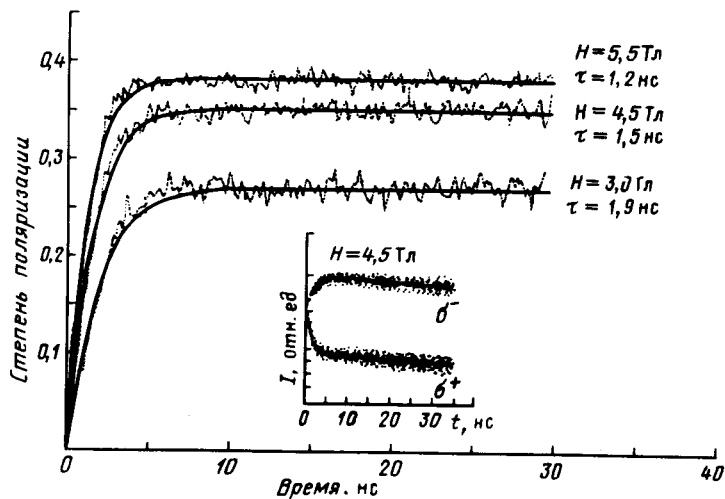


Рис.2

Рис.1. *a* и *б* – интегральные по времени спектры люминесценции в полях 4,2Тл и 5,5Тл в σ^- - и σ^+ -поляризациях. На вставке – схема расщепления электронных и дырочных уровней в магнитном поле

Рис.2. Степень дырочной поляризации γ_h , как функция времени в полях 3,0Тл, 4,5Тл и 5,5Тл. На вставке – кинетика рекомбинации 2D-электронов с нижнего уровня Ландау основной подзоны с фотовозбужденными дырками с нижнего (σ^-) и верхнего (σ^+) дырочных спиновых подуровней

Рис.3. Степень поляризации как функция времени для линий рекомбинации 2D-электронов с нижнего уровня Ландау основной и возбужденной подзон (квадратные и круглые символы соответственно). *a* – поле $H = 5,5$ Тл, временное окно $\tau_w = 0,8$ нс, *б* – поле $H = 4,2$ Тл временное окно $\tau_w = 0,3$ нс. На вставке – зависимость от магнитного поля степени электронной поляризации

нами системе: самым коротким оказывается время межподзонной электронной релаксации без преворота спина – менее 0,3нс; затем следует время установления электронного спинового равновесия – порядка 0,5нс; время дырочной спиновой релаксации составляет 1–2нс; гораздо более длинными оказываются времена рекомбинации 2D-электронов из возбужденной (около 30нс) и основной (порядка 300нс) подзон размерного квантования^{6,8}.

В заключение авторы выражают благодарность В.Б.Тимофееву и В.Е.Житомирскому за полезные обсуждения и К.Плогу за предоставленные образцы.

-
1. Opt. Orient., Modern Problems in Cond. Matt. Sciences. Eds. F.Meier, and B.P.Zakharchenya, Amsterdam: North-Holland, 1984, 8.
 2. M.Potemski, J.C.Maan et al., Phys. Rev. Lett. **63**, 2409 (1989).
 3. T.C.Damen, K.Leo, J.Shah, and J.E.Cunningham, Appl. Phys. Lett. **58**, 1902 (1991).
 4. I.V.Kukushkin, K. von Klitzing, K.Ploog, and V.B.Timofeev, Phys. Rev. **B 40**, 7788 (1989).
 5. I.V.Kukushkin, K. von Klitzing, K.Ploog, et al., Phys. Rev. **B 40**, 4179 (1988).
 6. А.Ф.Дите, К. фон Клитцинг, И.В.Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **54**, 393 (1991).
 7. M.Dobers, Proceed. EP2DS8, Grenoble, France, 1989, 435.
 8. А.Ф.Дите, К. фон Клитцинг, И.В.Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **54**, 635 (1991).