

Безызлучательная рекомбинация и кинетика оптически ориентированных электронов на интерфейсе GaAs/AlGaAs

© Р.И. Джиоев, К.В. Кавокин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 25 февраля 2003 г.)

Показано, что оптическая ориентация электронных спинов в полупроводниках позволяет реализовать чувствительный метод измерения зависимости времени жизни носителей от их концентрации. Эксперименты, проведенные в стационарном режиме при малой интенсивности возбуждения на гетероструктуре GaAs/AlGaAs, позволили исследовать безызлучательную рекомбинацию электронов и дырок, разделенных встроением в интерфейс электрическим полем.

1. Область гетерограницы играет важную роль в работе большинства приборов на основе полупроводниковых гетероструктур. Надо также отметить, что интерфейс всегда является составной частью просветных полупроводниковых фотокатодов и напряженных фотокатодных структур. Последние перспективны для получения потоков фотоэлектронов с предельной спиновой поляризацией [1]. Изучение поляризованной фотолюминесценции (ФЛ) из области ферромагнитного гетероинтерфейса в структуре Ni/GaAs дало возможность обнаружить взаимное влияние тонкой, толщиной в несколько нанометров ферромагнитной пленки и оптически ориентированных электронов в полупроводнике [2]. В связи с этим представляет интерес исследование поведения ориентированных по спину электронов вблизи гетероинтерфейса.

Помимо специфической информации о спиновом транспорте [3,4], важной для гипотетических приложений в спинтронике, исследование динамики электронного спина вблизи гетерограницы способно дать сведения о релаксационных процессах, существенных для эффективной работы обычных электронных и оптоэлектронных приборов. В данной работе применяется метод оптической ориентации для экспериментального исследования влияния интерфейса GaAs/AlGaAs на кинетику рекомбинации и спиновую поляризацию электронов. Одним из основных результатов работы является обнаружение эффективного канала безызлучательной рекомбинации на интерфейсе, насыщающегося при довольно низких уровнях накачки.

Кинетика фотовозбужденных носителей в полупроводниковых структурах широко исследуется методами спектроскопии с временным разрешением, несомненным преимуществом которых является возможность прямого измерения скоростей рекомбинации. С другой стороны, освещение образцов лазерными световыми импульсами пикосекундной длительности с неизбежностью ограничивает возможности этого метода. Из-за наличия насыщающихся центров рекомбинации время жизни будет меняться по мере затухания люминесценции. Поэтому связь времени жизни и концентрации

носителей может быть установлена только посредством довольно сложных вычислений [5]. Это обстоятельство в определенной степени лишает метод присущей ему наглядности и может привести к потере точности измерения. Во-вторых, высокие значения отношений периода импульсов к их длительности не позволяют понизить интенсивность в импульсе до уровней, которых можно достичь в стационарных условиях возбуждения.

Использование оптической ориентации электронных спинов для измерения эффективных времен жизни помогает преодолеть указанные ограничения. Эти измерения основаны на сравнении времен рекомбинации и спиновой релаксации электронов с периодом прецессии их среднего спина во внешнем магнитном поле, приложенном к образцу в поперечном к среднему спину направлении. Эксперименты проводятся в стационарных условиях, так что измеренные времена жизни соответствуют фиксированным концентрациям носителей.

В данной работе исследовались особенности кинетики электронов в слое p -GaAs гетероструктуры GaAs/AlGaAs, обусловленные наличием интерфейса. Метод оптической ориентации позволил измерять времена жизни при предельно низких уровнях возбуждения. Наблюдавшаяся зависимость скорости рекомбинации от интенсивности накачки объяснена захватом носителей на глубокие центры вблизи интерфейса. Согласие экспериментальных данных с вычислениями, основанными на модели Шокли-Рида-Холла [6], позволило определить скорости рекомбинации электронов и дырок на гетерогранице. Соотношение скоростей захвата электронов и дырок на глубокие центры свидетельствует о наличии изгиба зон, создающего барьер для дырок.

2. Эксперименты проводились при комнатной температуре на гетероструктуре GaAs/Al_{0.6}Ga_{0.4}As. Образцы представляли собой используемые для производства фотокатодов „инверсные“ структуры GaAs/Al_{0.6}Ga_{0.4}As/стекло [7]. На этих образцах уже были выполнены измерения диффузионной длины и времени жизни электронов [8,9]. Это позволило нам отдельно определить скорости рекомбинации в объеме и на интерфейсе.

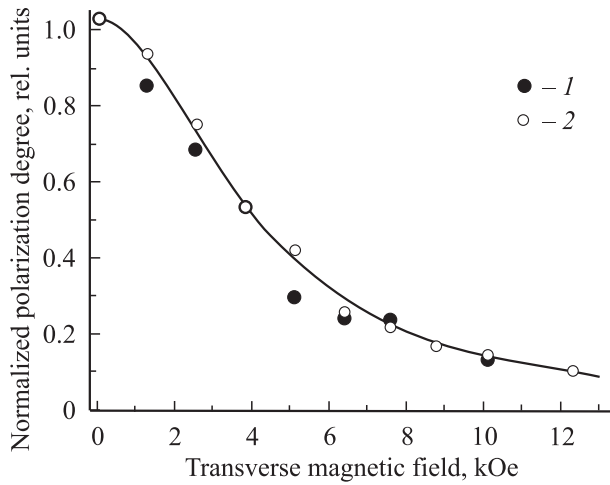


Рис. 1. Зависимости степени циркулярной поляризации ФЛ от величины поперечного магнитного поля (эффект Ханле). Экспериментальные зависимости показаны точками: 1 — для слабой накачки (10 mW/cm^2), 2 — для сильной накачки (200 mW/cm^2). Линия — лоренцевский контур.

Эффективные времена определялись с помощью изменения степени поляризации излучения ρ при межзонной рекомбинации в стационарных условиях генерации носителей заряда циркулярно поляризованным светом. Слой GaAs возбуждался через широкозонное „окно“ AlGaAs лучом Kr^+ лазера ($\lambda_{\text{ex}} = 752.5 \text{ nm}$). Интенсивность возбуждающего света менялась от 10 до 200 mW/cm^2 . Для улучшения отношения сигнала к шуму при малых плотностях накачки луч лазера фокусировался цилиндрической линзой. Использовался анализатор круговой поляризации с фотоупругим модулятором [10] в сочетании со схемой двухканального счета фотонов, поляризованных по правому и левому кругу. Точность измерения степени поляризации ρ была не хуже $5 \cdot 10^{-4}$. Чтобы избежать влияния на величину ρ диффузии электронов от возбуждающей поверхности в глубь кристалла, измерения проводились на длинноволновом крыле линии фотолюминесценции [8], где $\alpha L_e \ll 1$ (α — коэффициент поглощения на длине волны измерений).

При наличии канала поверхностной рекомбинации эффективное время жизни τ_{eff} электронов определяется выражением

$$1/\tau_{\text{eff}} = 1/\tau_v + \eta_i/L_e, \quad (1)$$

где τ_v — время жизни электронов в объеме кристалла, η_i — скорость рекомбинации на поверхности (в данном случае на интерфейсе), L_e — длина диффузии электронов. Значения τ_{eff} вычислялись с использованием выражения для поляризации ФЛ

$$\rho = 0.25T_s/\tau_{\text{eff}}. \quad (2)$$

Здесь $T_s = (\tau_s^{-1} + \tau_{\text{eff}}^{-1})^{-1}$ — время жизни спиновой ориентации электронов (τ_s — время спиновой релаксации). Время T_s определялось по эффекту деполяризации ФЛ поперечным магнитным полем (эффект

Ханле). На рис. 1 приведены нормированные кривые деполяризации для двух случаев, отличающихся интенсивностями накачки. Как видно из рисунка, зависимости совпадают друг с другом, т.е. время жизни спиновой ориентации электронов не зависит от интенсивности накачки ($T_s = 6.5 \cdot 10^{-11} \text{ s}$). На это указывает также и то обстоятельство, что степень поляризации ФЛ довольно мала ($\rho < 0.02$). Действительно, в таком случае для времен выполняется соотношение $\tau_s \ll \tau_{\text{eff}}$; это значит, что время жизни спиновой ориентации электронов T_s определяется в основном временем их спиновой релаксации τ_s , которое от интенсивности накачки не зависит. Таким образом, зная поляризацию ФЛ, можно вычислить эффективное время жизни электронов τ_{eff} .

Чтобы отделить рекомбинацию в объеме кристалла от рекомбинации на интерфейсе, исследованы процессы диффузии электронов и поглощения рекомбинационного излучения в кристалле. Измерена зависимость ρ от длины волны ФЛ. Методом, описанным в [8], определена диффузионная длина электронов $L = \sqrt{D\tau_v}$, где D — коэффициент диффузии электронов. Эксперимент показал, что значение L не зависит от интенсивности накачки ($L \approx 4 \mu\text{m}$). Время жизни в области, прилегающей к интерфейсу, также не зависит от интенсивности накачки; оно больше, чем в основной толще кристалла, из-за наличия встроенного электрического поля вблизи гетерограницы. Именно это время нужно понимать как

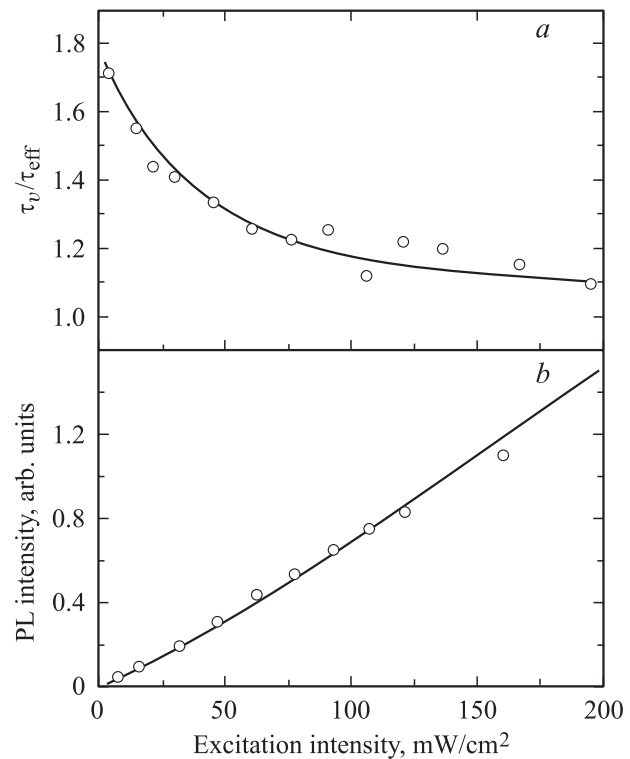


Рис. 2. Зависимости от интенсивности накачки: *a* — отношения объемного времени жизни к эффективному (τ_v/τ_{eff}), *b* — интенсивности ФЛ. Сплошные линии получены по формулам (6) и (3).

параметр τ_V в задаче о насыщении безызлучательной рекомбинации. Таким образом, имеем $\tau_V = 3.6 \cdot 10^{-9}$ с [8].

На графиках рис. 2 точками показаны экспериментально измеренные зависимости от интенсивности накачки: на рис. 2, *a* — отношения объемного времени жизни к эффективному времени жизни в области интерфейса; на рис. 2, *b* — интенсивности ФЛ.

3. Перейдем теперь к построению модели, описывающей зависимость τ_{eff} от интенсивности накачки. Потоки электронов ($\eta_e \cdot n(0)$) и дырок ($\eta_h \cdot p(0)$) к поверхности должны быть равны друг другу. Из решения уравнения непрерывности для электронов имеем

$$n(z) = \frac{J \cdot \tau_{\text{eff}}}{L} e^{-z/L}, \quad (3)$$

где J — интенсивность возбуждения, z — координата вдоль нормали к поверхности интерфейса. Отсюда следует, что

$$\eta_h \cdot p(0) = \frac{J \cdot \eta_e}{L(1/\tau_V + \eta_e/L)}, \quad (4)$$

где $p(0)$ — концентрация дырок у интерфейса.

Чтобы избавиться от неопределенности в решении (4), следует ввести дополнительное соотношение между η_h и η_e . Согласно используемой здесь модели Шокли–Рида–Холла, имеем

$$\frac{\eta_h}{r_h} + \frac{\eta_e}{r_e} = 1, \quad (5)$$

где r_h и r_e — скорости захвата дырок и электронов соответственно. Условие (5) означает, что на интерфейсный центр одновременно не может быть захвачено более одного электрона или дырки.

Решение системы уравнений (4) и (5) для τ_{eff}/τ_V имеет вид

$$\tau_{\text{eff}}/\tau_V = \frac{1}{2j} \left[\sqrt{(1+a-j)^2 + 4aj} - (1+a-j) \right], \quad (6)$$

где $j = \frac{J}{p_0 r_h}$, $a = \frac{L}{\tau_V r_e}$. На рис. 2, *a* и *b* линиями показаны результаты расчета τ_{eff} и интенсивности с использованием (6) вместе с (1), (2) и (3). Наилучшее совпадение с экспериментальными результатами получено при следующих значениях скоростей захвата на интерфейсе: $r_e = 10^5$ и $r_h = 3 \cdot 10^{-2}$ см/с.

Обращает на себя внимание большое различие скоростей захвата электронов и дырок. Тот факт, что отношение r_e/r_h на 6 порядков больше, чем наблюдалось для интерфейса GaAs/AlGaAs в [11], заставляет предположить наличие встроенного электрического поля, которое создает барьер для дырок и потенциальную яму для электронов. Заметим, что существование встроенного электрического поля в таких структурах отмечалось и ранее. Это и было причиной существенного различия релаксационных времен, измеренных вблизи интерфейса ($\tau_V = 3.6 \cdot 10^{-9}$ с, $T_s = 6 \cdot 10^{-11}$ с) и вблизи свободной поверхности GaAs ($\tau_V = 2.3 \cdot 10^{-9}$ с, $T_s = 4.4 \cdot 10^{-11}$ с) [8].

При уровнях легирования 10^{18} см $^{-3}$ встроенное поле экранируется на расстояниях от интерфейса, много меньших, чем диффузионная длина $L \approx 4 \mu\text{m}$. Формула (6) остается при этом справедливой, однако r_e и r_h должны умножаться на соответствующие бoльцмановские факторы f_e и f_h . Если не принимать во внимание пространственное квантование носителей, то

$$f_e/f_h = e^{u/k_B T}, \quad (7)$$

где u — величина электростатического потенциала вблизи интерфейса. Таким образом, искривление зон на несколько сотен meV при комнатной температуре может привести к наблюдаемому значению отношения r_e/r_h . Эффект насыщения безызлучательного канала рекомбинации не наблюдался при возбуждении со стороны свободной поверхности GaAs, поскольку темп рекомбинации на поверхности довольно высок ($\eta = 7 \cdot 10^5$ см/с), и мощности лазера было недостаточно для насыщения центров рекомбинации. При 77 К эффект не удается наблюдать даже на интерфейсе, поскольку при такой температуре центры безызлучательной рекомбинации, очевидно, заняты.

Таким образом, измерение динамических параметров, определяющих неоднородное распределение спиновой плотности оптически ориентированных электронов, позволило проследить зависимость времен жизни от концентрации фотовозбужденных носителей у интерфейса гетероструктуры (Al, Ga)As. В экспериментах по оптической ориентации, выполненных при комнатной температуре в стационарных условиях и низких уровнях возбуждения, проявилась безызлучательная рекомбинация электронов и дырок, разделенных встроенным электрическим полем вблизи гетерограницы.

Список литературы

- [1] H.-J. Drouhin, G. Lampel, Yu.A. Mamaev, A.V. Subashiev, Yu.P. Yashin. Physics and Technology. 7th Int. Symp. Proc. St. Petersburg (1999). P. 291.
- [2] Р.И. Джигоев, Б.П. Захарченя, В.Л. Коренев. ФТТ **37**, 11, 3510 (1995).
- [3] Д.З. Гарбузов, И.А. Меркулов, В.А. Новиков, В.Г. Флейшер. ФТП **10**, 5, 934 (1976).
- [4] D. Hagele, M. Oestreich, W.W. Ruhle, N. Nestle, K. Eberl. Appl. Phys. Lett. **73**, 11, 1580 (1998).
- [5] G.W't Hooft, C. van Opdorp. J. Appl. Phys. **60**, 3, 1065 (1986).
- [6] R.N. Hall. Phys. Rev. **87**, 387 (1952).
- [7] J.P. Andre, P. Guittard, J. Hallais, C. Piaget. J. Crist. Growth **55**, 235 (1981).
- [8] Р.И. Джигоев, Б.П. Захарченя, Р.Р. Ичкитидзе, К.В. Кавокин, П.Е. Пак. ФТТ **35**, 10, 2821 (1993).
- [9] Р.И. Джигоев, К.В. Кавокин. ФТТ **33**, 10, 2928 (1991).
- [10] S.N. Jaspersen, S.E. Shnatterly. Rev. Sci. Inst. **40**, 761 (1969).
- [11] R.K. Ahrenkiel, B.M. Keyes, D.J. Dunlavy. J. Appl. Phys. **70**, 225 (1991).