

Сильная спиновая поляризация электронов в диодной структуре на основе InAs

© Я.В. Терентьев[¶], О.Г. Люблинская, А.А. Усикова,
А.А. Торопов, В.А. Соловьев, С.В. Иванов

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

(Получена 21 февраля 2007 г. Принята к печати 7 марта 2007 г.)

Путем измерения циркулярно-поляризованной фотолюминесценции обнаружена высокая степень ориентации спинов электронов в n -области диодной структуры на основе InAs, помещенной в магнитное поле в геометрии Фарадея. Поляризация излучения достигает 90% в поле 2 Тл. В противоположность этому степень поляризации в обычных, без p - n -перехода, слоях InAs не превышает 20% в диапазоне полей до 4 Тл. Эффект связывается с наличием встроенного электрического поля p - n -перехода, которое препятствует локализации неравновесных электронов на мелких донорных центрах и тем самым позволяет ориентировать спины электронов за счет зеемановского расщепления в зоне проводимости.

PACS: 71.70.Ej, 72.25.Mk, 73.40.Kp, 78.55.Cr

1. Введение

Создание эффективного поляризатора спинов электронов по-прежнему остается актуальной задачей спинтроники. Обычно в качестве источника спин-поляризованных электронов используют так называемые полумагнитные полупроводники. Речь идет о материалах, легированных ионами переходных металлов (Fe, Ni, Mn, Cr). В полумагнитных полупроводниках обменное взаимодействие sp -электронов с d -электронной оболочкой магнитного иона (например, Mn^{++}) приводит к значительному усилению эффектов, обусловленных магнитным полем. В частности, возникает гигантский эффект Зеемана (см. обзор [1]). Благодаря ему даже в относительно слабом, менее 1 Тл, магнитном поле электроны полностью поляризуются по спину. Однако обменное взаимодействие обычно существует лишь при криогенных температурах, что существенно ограничивает область применения полумагнитных полупроводников.

Несмотря на определенные успехи в области поиска новых полупроводниковых материалов и создания гетероструктур, сохраняющих магнитные свойства при более высоких температурах (см., например, [2]), проблему создания эффективного спинового поляризатора нельзя считать решенной. В принципе в качестве альтернативы для получения спин-поляризованных носителей можно использовать узкозонные материалы, обладающие большим g -фактором электронов благодаря сильному спин-орбитальному взаимодействию, например, InAs ($g = -15$) или InSb ($g = -49$). Однако до настоящего времени такая возможность не изучалась. В нашей работе методом магнитооптических измерений исследована поляризация спинов электронов в различных гетероструктурах на основе InAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии.

2. Образцы и методика эксперимента

Эксперименты проводились на двух типах образцов InAs: с p - n -переходом и без него. Зонная диаграмма образца первого типа представлена на рис. 1. Область с p^+ -легированием включает в себя подложку InAs, эпитаксиальный буферный слой InAs (0.2 мкм), потенциальный барьер для электронов, образованный слоями AlGaAsSb (0.2 мкм) и AlSb (100 Å), и, наконец, тонкий слой InAs (300 Å). Концентрация легирующей примеси, в качестве которой использовался Be, в p^+ -слоях составляла 10^{17} – 10^{18} см⁻³; n -область образована слоем InAs толщиной 0.27 мкм, барьером для дырок AlGaAsSb (0.1 мкм) и тонким сильно легированным слоем InAs (300 Å). В активной области n -InAs не легировался, однако фоновая концентрация электронов n_0 , измеренная с помощью эффекта Холла, составляла $\sim 5 \cdot 10^{16}$ см⁻³ при $T = 78$ К. Таким образом, образцы имели диодную структуру с сильно асимметричным p - n_0 -переходом, в котором область объемного заряда шириной порядка 500 нм со встроенным электрическим полем $\sim 10^4$ В/см в основном сосредоточена в n_0 -области перехода. Для измерения фотолюминесценции (ФЛ) в условиях, когда к структуре прикладывается

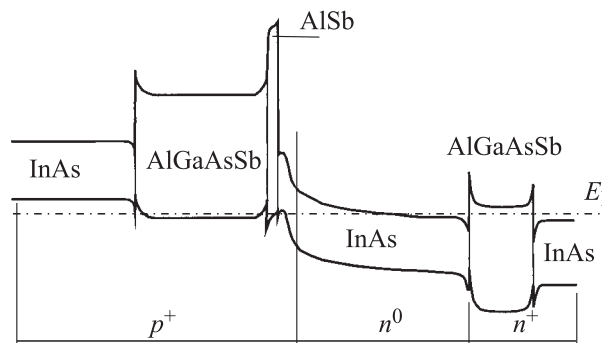


Рис. 1. Зонная диаграмма образца с p - n -переходом.

[¶] E-mail: yakov.terentyev@pop.ioffe.rssi.ru

электрическое смещение, были изготовлены методом химического травления круглые мезы с кольцевым металлическим контактом диаметром 500 мкм.

Второй тип образцов, без $p-n$ -перехода, содержал нелегированный InAs, идентичный материалу n_0 -области образца первого типа. Слой InAs толщиной 0.2 мкм был заключен между 100 Å-обкладками AlInAs. Последние образуют высокие потенциальные барьеры в зоне проводимости и валентной зоне, удерживающие неравновесные носители в активной области.

С помощью измерения циркулярно-поляризованной ФЛ исследовался эффект Зеемана в геометрии Фарадея в магнитном поле B до 4 Тл в диапазоне температур от 2 до 60 К. ФЛ возбуждалась излучением полупроводникового лазера с длиной волны 809 нм. Свет фокусировался на образце в пятно с размерами 2×0.5 мм, интенсивность на поверхности составляла 4 Вт/см^2 . Излучение лазера почти полностью поглощалось в поверхностном слое толщиной ~ 0.2 мкм, поэтому в образцах с диодной структурой возбуждалась только n_0 -область $p-n_0$ -перехода. Для выделения циркулярно-поляризованных компонент ФЛ использовался ромб Френеля, изготовленный из NaCl, и линейный поляризатор, представляющий собой металлическую сетку, нанесенную на прозрачную полимерную пленку. Спектры излучения записывались методом синхронного детектирования с помощью решеточного монохроматора и InSb-фотодиода, охлаждаемого жидким азотом.

3. Фотолюминесценция эпитаксиального слоя InAs в магнитном поле

На рис. 2, *a* приведены спектры ФЛ однородного эпитаксиального слоя InAs для некоторых значений магнитного поля, записанные при $T = 2$ К. Во всех спектрах наблюдаются два пика. Один из них, обозначенный на графике буквой D, хорошо описывается одиночным контуром Гаусса, максимум которого соответствует энергии 415 мэВ. Это примерно на 2 мэВ меньше ширины запрещенной зоны ($E_g = 416.75$ мэВ [3]), поэтому мы считаем, что эта линия отвечает рекомбинации электронов, связанных на мелких донорах. Вторая полоса ФЛ (DAR) сдвинута относительно первой на 15 мэВ в область меньших энергий и соответствует рекомбинации донорно-акцепторных пар. Рассмотрим подробнее поведение пика D. На рис. 3 показана зависимость его энергетического положения от магнитного поля для обеих циркулярных поляризаций излучения σ^+ и σ^- . Здесь же построена теоретическая зависимость ширины запрещенной зоны от магнитного поля $E_g(B)$, рассчитанная в линейном приближении по формуле

$$E_g = E_{g0} + \frac{1}{2} \hbar \omega_c \pm \frac{1}{2} g_e \mu_B B,$$

где E_{g0} — ширина зоны в нулевом поле, $\omega_c = eB/m_e$ — циклотронная частота электрона, g_e — электронный

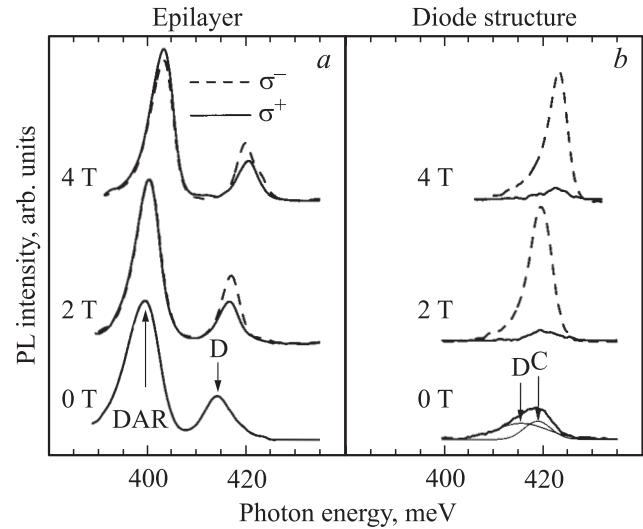


Рис. 2. Спектры циркулярно-поляризованной фотолюминесценции для некоторых значений магнитного поля при $T = 2$ К: *a* — образец без $p-n$ -перехода, *b* — образец с $p-n$ -переходом. На спектрах обозначены линии: DAR — донорно-акцепторной рекомбинации; D — рекомбинации электронов, связанных на мелких донорах, и свободных дырок; C — межзонной электронно-дырочной рекомбинации.

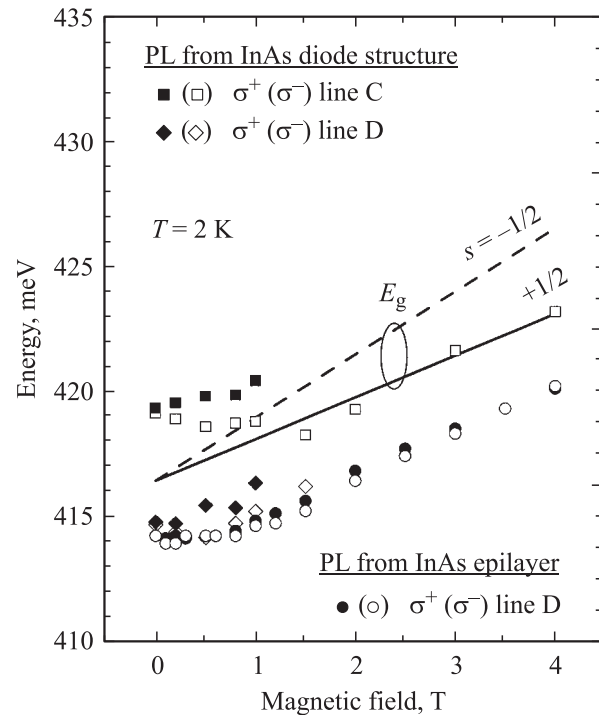


Рис. 3. Экспериментальные зависимости энергетического положения линий фотолюминесценции от магнитного поля (точки) и расчетная ширина запрещенной зоны для двух проекций спина электрона s (прямые).

g -фактор и μ_B — магнетон Бора (допустимость такого приближения была подтверждена экспериментами по исследованию магнитоотражения от InAs в работе [3]).

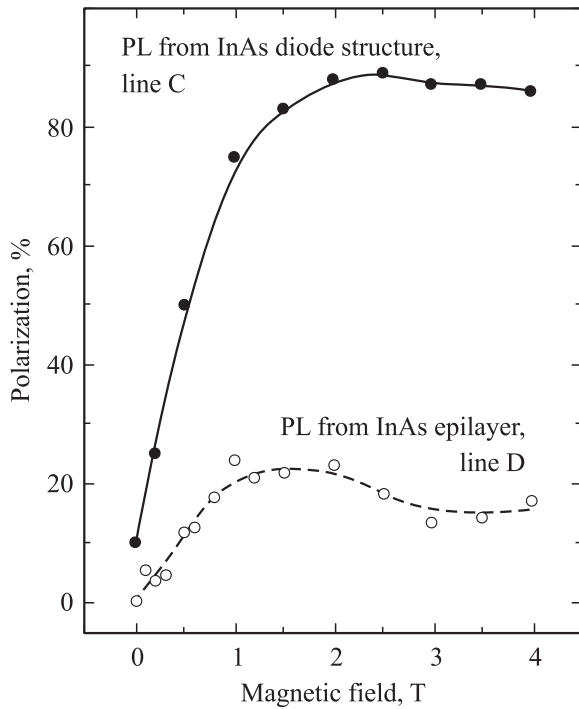


Рис. 4. Степень циркулярной поляризации фотолуминесценции однородного эпитаксиального слоя InAs и диодной структуры. Кривые проведены на глаз.

Видно, что при приложении магнитного поля диамагнитный сдвиг пика D оказывается меньше, чем увеличение E_g , т. е. глубина залегания доноров E_d увеличивается. При этом основной прирост E_d приходится на область полей до 2 Тл, где $\frac{1}{2}\hbar\omega_c < E_d$. Такое поведение E_d характерно для эффекта магнитного вымораживания электронов [4]. Магнитное поле сжимает волновую функцию электрона в плоскости, перпендикулярной \mathbf{B} , и она приобретает вытянутую в направлении поля форму. Такое изменение волновой функции сопровождается увеличением энергии ионизации донора.

В пределах точности эксперимента в магнитном поле не было обнаружено расщепления линии D на циркулярно-поляризованные компоненты. Поэтому мы связываем пик ФЛ с нижним состоянием донора, в котором электрон имеет спин $s = \frac{1}{2}$, в соответствии с отрицательной величиной g -фактора, но с сильным подмешиванием второго спинового состояния. Об этом свидетельствует и невысокая ($< 20\%$) степень σ^- -поляризации ФЛ в полях до 4 Тл (рис. 4) [5].

Степень поляризации определялась в процентах от соотношения

$$\frac{I_{\sigma^-} - I_{\sigma^+}}{I_{\sigma^-} + I_{\sigma^+}},$$

где I_{σ^-} , I_{σ^+} — максимальные значения интенсивности σ^- - и σ^+ -поляризованных пиков ФЛ. Таким образом, в эпитаксиальных слоях InAs, полученных методом МПЭ, для которых характерна относительно высокая фоновая концентрация донорных центров, неравновесные элек-

троны из зоны проводимости быстро релаксируют на донорные уровни. Степень ориентации спинов электронов в этих состояниях, измеренная с помощью циркулярно-поляризованной ФЛ, мала. Поэтому, несмотря на достаточно большую величину g -фактора электрона в зоне проводимости, идея использования обычных эпитаксиальных слоев InAs для поляризации спинов электронов с помощью эффекта Зеемана на практике является трудно выполнимой.

4. Фотолуминесценция диодной структуры на основе InAs в магнитном поле

На рис. 2, b приведены спектры ФЛ образца с p - n -переходом для некоторых значений магнитного поля, записанные при $T = 2$ К. В нулевом поле виден один асимметричный пик ФЛ, хорошо описываемый наложением двух гауссовых контуров. Первый из них совпадает с линией D. Энергия максимума второго на 2–3 мэВ больше ширины запрещенной зоны, следовательно, эта полоса соответствует межзонной электронно-дырочной рекомбинации. В нулевом магнитном поле этот вклад соизмерим с линией D, но при приложении поля он быстро увеличивается, и уже при $B = 1$ Тл становится доминирующим. Таким образом, в отличие от однородного эпитаксиального слоя, ФЛ n_0 -области диодной структуры в магнитном поле связана с оптическими переходами электронов не с донорных уровней, а из зоны проводимости. В нашем случае p - n_0 -структура отличается от обычного эпитаксиального слоя только наличием встроенного электрического поля. Его напряженность ($\sim 10^4$ В/см) достаточна для ионизации мелких донорных центров. С этим обстоятельством мы связываем отличия в спектрах ФЛ двух типов образцов. Итак, в ФЛ n_0 -области диодной структуры в магнитных полях до 1 Тл можно выделить вклады как свободных, так и связанных на донорах электронов (рис. 3). Наблюдается также расщепление линии ФЛ электронов в зоне проводимости на циркулярно-поляризованные компоненты за счет эффекта Зеемана. В более сильных полях остается только σ^- -поляризованная компонента, отвечающая свободным электронам с проекцией спина $s = \frac{1}{2}$, т. е. степень поляризации стремится к 100% (рис. 4). Таким образом, благодаря наличию встроенного электрического поля p - n_0 -перехода в n_0 -области диодной структуры, помещенной в магнитное поле, возникает эффективная поляризация спинов электронов за счет зеемановского расщепления зоны проводимости.

Была исследована также возможность управления степенью поляризации путем приложения к p - n -переходу внешнего электрического поля. В экспериментах использовались круглые меза-структуры с кольцевыми омическими контактами. Измерялась поляризация ФЛ в зависимости от приложенного напряжения в магнитном поле $B = 2$ Тл. Результаты эксперимента представлены на рис. 5.

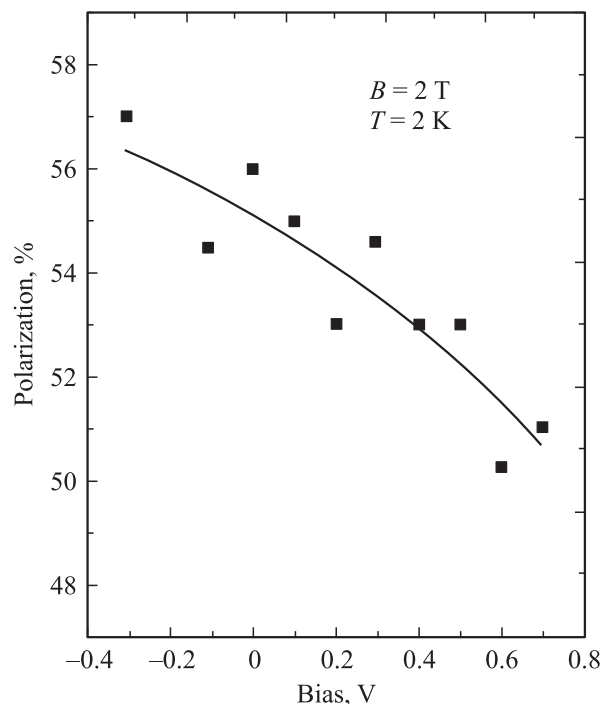


Рис. 5. Зависимость степени циркулярной поляризации фотолуминесценции диодной структуры от напряжения смещения.

Видно, что обратное смещение p - n -перехода увеличивает степень поляризации, и наоборот, прямое — ведет к ее уменьшению. Этот результат находится в согласии с изложенной моделью. Действительно, прямое смещение компенсирует встроенное поле и тем самым увеличивает вероятность локализации неравновесных электронов на донорных уровнях. Обратное смещение приводит к противоположному эффекту. Экспериментальные образцы не имели масок, закрывающих от возбуждающего излучения область вокруг мезы, образованную открытым буферным слоем InAs. Вкладом неполяризованной ФЛ от этой области объясняется низкое начальное значение поляризации ($\sim 55\%$ вместо 85% для образцов с p - n -переходом, но без мезы). Относительно небольшой диапазон ее изменения (около 5% при изменении смещения от -0.3 до 0.6 В), возможно, связан с ударной ионизацией донорных уровней носителями, инжектируемыми в область p - n -перехода при приложении напряжения. Кроме того, для полной компенсации встроенного поля необходимо напряжение более 2 В. К образцам с омическим контактом такое напряжение приложить невозможно из-за слишком большого тока, ведущего к перегреву. Очевидно, что от упомянутых вредных эффектов будет свободна структура с контактом, изолированным от полупроводника пленкой диэлектрика (МДП структура).

Повышение температуры ведет к монотонному убыванию степени поляризации. В магнитном поле $B = 2$ Тл при переходе от 2 до 50 К поляризация уменьшается примерно в 4 раза. Принимая во внимание, что зеемановское расщепление зоны проводимости в таком

поле составляет ~ 1.7 мэВ, такое поведение объясняется тепловым заселением верхнего спинового подуровня. Таким образом, величина максимальной температуры, при которой в InAs сохраняется эффективная ориентация электронов по спинам, будет сильно зависеть от приложенного магнитного поля.

5. Заключение

С помощью измерения циркулярно-поляризованной фотолуминесценции исследована поляризация спинов электронов за счет эффекта Зеемана в гетероструктурах на основе InAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии; n_0 -область диодной структуры, образованная нелегированным материалом с типичной для этой технологии высокой фоновой концентрацией доноров, демонстрирует сильную спиновую поляризацию за счет расщепления спиновых подуровней в зоне проводимости. В идентичных слоях InAs, не содержащих p - n -переход, поляризация почти на порядок меньше, а пик фотолуминесценции отвечает оптическим переходам электронов с уровней доноров. Эффект связывается с резким уменьшением вероятности локализации неравновесных электронов на донорных уровнях в присутствии встроенного электрического поля p - n -перехода. Экспериментально показана возможность управления степенью поляризации в InAs-диодной структуре с помощью внешнего смещения и исследована ее температурная зависимость.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 06-02-17279-а). А.А. Торопов благодарен за поддержку Фонду содействия отечественной науке.

Список литературы

- [1] J.K. Furdyna. J. Appl. Phys., **64**, R29 (1988).
- [2] A.M. Nazmul, T. Amemiya, Y. Shuto, S. Sugahara, M. Tanaka. Phys. Rev. Lett., **95**, 017 201 (2005).
- [3] Y. Lacroix, C.A. Tran, S.P. Watkins, M.L.W. Thewalt. J. Appl. Phys., **80**, 6416 (1996).
- [4] Y. Yafet, R.W. Keyes, E.N. Adams. J. Phys. Chem. Sol., **1**, 137 (1956).
- [5] Ya.V. Terent'ev, O.G. Lyublinskaya, A.A. Toropov, V.A. Solov'ev, S.V. Sorokin, S.V. Ivanov. Inst. Phys. Conf. Ser., N 187, 57 (2005).

Редактор Т.А. Полянская

Large electron spin polarization in InAs diode structure

*Ya.V. Terent'ev, O.G. Lyublinskaya, A.A. Usikova,
A.A. Toropov, V.A. Solov'ev, S.V. Ivanov*

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The high degree of electron spin polarization has been observed in the n -side of an InAs diode structure by measuring the circular polarized photoluminescence in a magnetic field applied in Faraday geometry. The polarization degree reaches 90% at the magnetic field of 2T. Thereagainst in regular InAs layers having no p - n junction the polarization does not exceed 20% in the range of fields up to 4T. The effect is attributed to the built-in electric field of the p - n junction that counteracts the localization of photoexcited electrons on shallow donors and enables effective spin alignment due to the Zeeman effect in the InAs conduction band.