

Аномальное спиновое расщепление электронов в квантовых точках II типа InSb в матрице InAs

© Я.В. Терентьев[†], О.Г. Люблинская, А.А. Торопов, Б.Я. Мельцер,
А.Н. Семёнов, В.А. Соловьев, С.В. Иванов

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

(Получена 2 октября 2008 г. Принята к печати 16 октября 2008 г.)

Проведены магнитооптические исследования гетероструктур с квантовыми точками II типа InSb в матрице InAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Обнаружено необычное поведение магнитофотолюминесценции из квантовых точек, измеренной в геометрии Фарадея, в образцах с множественными плоскостями квантовых точек. В частности, пик с σ^- -поляризацией, отвечающей оптическим переходам электронов с $s = +1/2$, имеет большую энергию, чем σ^+ -пик, соответствующий $s = -1/2$, что противоречит отрицательной величине электронного g -фактора как в матрице InAs, так и в квантовой точке InSb. Эффект объясняется соревнованием двух каналов излучательной рекомбинации, различающихся начальными состояниями электронов, принадлежащих либо квантовым точкам InSb, либо мелким донорам в матрице InAs.

PACS: 71.70.Ej, 73.21.Cd, 73.21.La

1. Введение

Узкозонные полупроводники, благодаря большой величине электронного g -фактора, являются хорошей альтернативой полумагнитным полупроводникам. Сильное зеемановское расщепление зоны проводимости в этих материалах (для примера, ~ 1 мэВ/Тл в InAs) позволяет наблюдать спиновые эффекты и без легирования магнитными ионами, которые резко ухудшают люминесцентные свойства и влияют на концентрацию свободных носителей заряда. Кроме того, полумагнитные полупроводники обычно сохраняют свои магнитные свойства только при криогенных температурах. Основным препятствием на пути использования узкозонных полупроводников в спинтронике является большая фоновая концентрация заряженных центров различной природы. Это обстоятельство приводит к сильному рассеянию свободных носителей, приводящему к быстрой спиновой релаксации электронов и большому уширению энергетических уровней. Тем не менее недавно была продемонстрирована возможность применения диодных гетероструктур на основе InAs в качестве эффективного спинового поляризатора [1]. Этот результат со значительными достижениями в области молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) наноразмерных вставок InSb в матрице InAs [2] послужил предпосылкой для данной работы, которая посвящена изучению спиновых явлений в гетеросистеме типа II InSb/InAs.

2. Методика эксперимента

Экспериментальные образцы были выращены методом МПЭ. Исследовались образцы двух типов. Образцы 1-го типа содержали одиночную вставку InSb

в матрице InAs с толщиной ~ 1 монослоя. Изучение морфологии образцов методами электронной микроскопии показало образование в плоскости вставки островков InSb, имеющих характерный размер ~ 2.5 нм и плотность $\sim 10^{12}$ см $^{-2}$. В принципе такие объекты могут быть идентифицированы как квантовые точки (КТ), что и было подтверждено немонотонным характером температурной зависимости энергии максимума фотолюминесценции (ФЛ) данных объектов [3]. Однако, учитывая, что среднее расстояние между КТ (~ 100 Å) примерно в 3 раза меньше боровского радиуса экситона в InAs, данную плоскость КТ можно рассматривать как одиночную квантовую яму (КЯ), имеющую флуктуирующую ширину. Образцы 2-го типа отличались наличием не одной, а десяти вставок InSb, повторяющихся с периодом 100 Å. Матрица InAs не легировалась, однако фоновая концентрация электронов, измеренная с помощью эффекта Холла, составляла $n_0 \approx (2 - 3) \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ при $T = 80$ К, что позволяет оценить минимальную концентрацию неконтролируемых донорных центров. Данное значение является характерным для эпитаксиальных слоев InAs, полученных методом МПЭ, и соответствует началу перехода InAs в полуметаллическое состояние. Для дальнейшего рассмотрения важно также отметить, что КТ InSb/InAs представляют собой гетероструктуру с разрывом зон типа II, в которой дырки локализованы в КЯ InSb, а электроны — в прилегающих слоях InAs, притягиваясь к дыркам за счет кулоновского взаимодействия [4].

С помощью измерения циркулярно-поляризованной ФЛ нами исследовался эффект Зеемана в геометрии Фарадея в магнитном поле B до 4 Тл при температуре $T = 2$ 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 ~ 1 Вт/см 2 . Для

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

выделения циркулярно-поляризованных компонент ФЛ использовался ромб Френеля, изготовленный из NaCl, и линейный поляризатор, представляющий собой металлическую сетку на полимерной пленке. Спектры излучения записывались с помощью метода синхронного детектирования с использованием решеточного монохроматора и InSb-фотодиода, охлаждаемого жидким азотом.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

3.1. Фотолюминесценция образцов с одиночной вставкой квантовых точек

На рис. 1, *a* приведены спектры ФЛ образца с одиночной плоскостью КТ для некоторых значений магнитного поля, записанные при $T = 2\text{ K}$ в области люминесценции InSb-вставок. В нулевом магнитном поле спектр хорошо аппроксимируется одиночной кривой Гаусса с максимумом, соответствующим энергии 0.32 eV , что на $\sim 100\text{ meV}$ меньше ширины запрещенной зоны InAs. При приложении магнитного поля в геометрии Фарадея наблюдается сдвиг линии ФЛ в область высоких энергий, причем его полевая зависимость (рис. 2, *b*) достаточно хорошо повторяет поведение ФЛ простых эпитаксиаль-

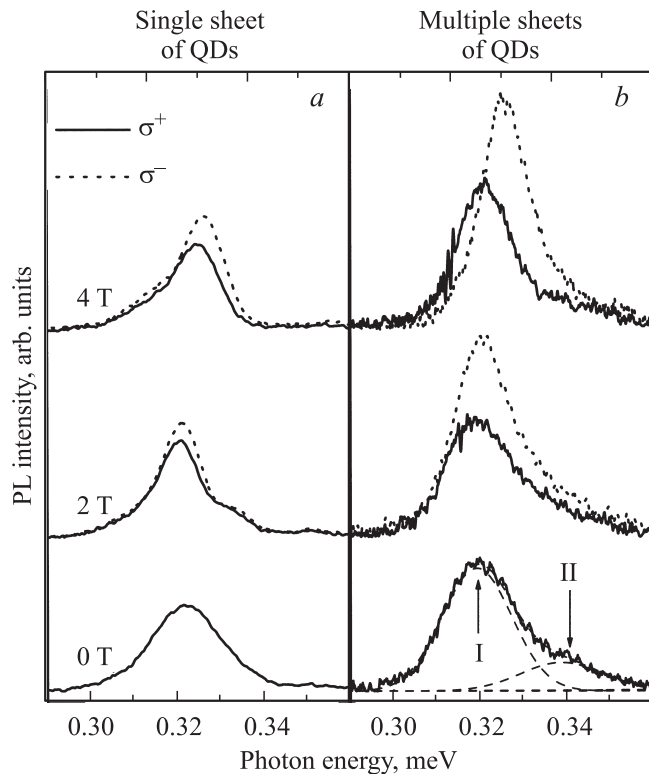


Рис. 1. Спектры циркулярно-поляризованной фотолюминесценции, полученные от образцов с квантовыми точками InSb/InAs при некоторых значениях магнитного поля при $T = 2\text{ K}$: *a* — образец с одиночной плоскостью квантовых точек, *b* — образец с множественными плоскостями квантовых точек.

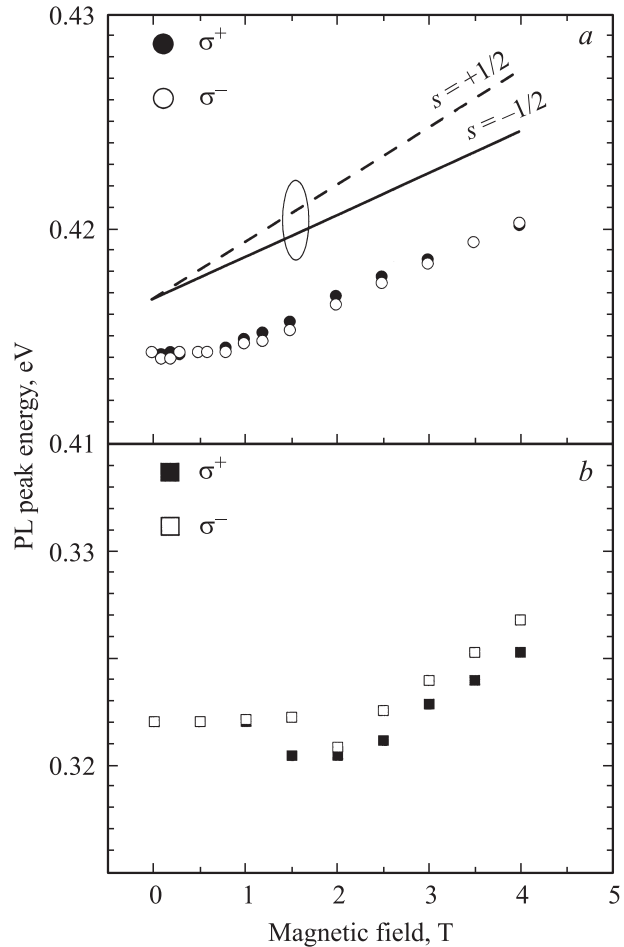


Рис. 2. Экспериментальные зависимости энергетического положения пиков циркулярно-поляризованной фотолюминесценции от магнитного поля при $T = 2\text{ K}$: *a* — для эпитаксиального InAs (точки — переход донор–валентная зона); сплошная и пунктирная прямые — расчетные зависимости ширины запрещенной зоны InAs от магнитного поля для обеих проекций электронного спина; *b* — для образца с одиночной плоскостью квантовых точек InSb/InAs (переход донор–квантовые точки).

ных слоев InAs (рис. 2, *a*), исследованный нами ранее [1]. В этой работе сообщалось о наблюдении яркой ФЛ, связанной с оптическими переходами с участием мелких доноров, тогда как вклад межзонной рекомбинации был пренебрежимо мал. С учетом большой фоновой концентрации доноров в InAs этот результат является вполне ожидаемым. На рис. 2, *a* также 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 g -фактор и μ_B — магнетон Бора (допустимости такого приближения была подтверждена экспериментами по

исследованию магнитоотражения от InAs в работе [5]). Из сравнения E_g и магнитолевой зависимости ФЛ из InAs видно, что при приложении магнитного поля энергия ионизации доноров E_d увеличивается. При этом основной прирост величины 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 [6]. Любопытно, что в эксперименте не наблюдается расщепление пика ФЛ на циркулярно-поляризованные компоненты в соответствии со спиновым расщеплением электронных уровней, однако анализ возможных причин этого эффекта выходит за рамки данной работы.

Вернемся от рассмотрения ФЛ эпитаксиального слоя InAs к структурам с КТ InSb (рис. 2, *b*). Видно, что магнитолевая зависимость ФЛ от одиночной плоскости КТ в целом повторяет кривую для примесной ФЛ от слоя InAs (относительно слабое аномальное расщепление циркулярно-поляризованных линий, отвечающее положительному знаку g -фактора и возникающее только в полях более 1.5 Тл, будет прокомментировано далее). Можно предположить, что и в этом случае работает аналогичный механизм излучательной рекомбинации, в котором начальное состояние перехода соответствует примесной зоне InAs. Дырки, участвующие в рекомбинации, напротив, находятся в КТ InSb и имеют энергию локализации ~ 100 мэВ. В умеренных магнитных полях в спектрах ФЛ можно увидеть небольшую добавку от оптических переходов, связанных с первым уровнем Ландау (высокоэнергетичное плечо в спектре для $B = 2$ Тл). Этот эффект был подробно рассмотрен в работе [7].

3.2. Фотолуминесценция образцов с множественными вставками квантовых точек

На рис. 1, *b* приведены циркулярно-поляризованные спектры магнито-ФЛ образцов с десятью вставками КТ InSb, следующими с периодом 100 Å. Эти образцы в отличие от структур первого типа демонстрируют сильное расщепление на циркулярно-поляризованные компоненты в полях более 2 Тл. Удивительно то, что σ^- -поляризованный пик имеет большую энергию, чем σ^+ -пик, поскольку это противоречит отрицательному знаку g -фактора электронов в InSb и InAs. Из спектра, записанного при $B = 0$, видно, что имеется два близких по величине вклада в полосу ФЛ. Путем подгонки двумя гауссовыми кривыми были проанализированы магнитолевые зависимости энергетического положения каждого из компонентов и их вклад в ФЛ для обеих поляризаций (рис. 3, *a* и 3, *b* соответственно). При $B < 2$ Тл поведение пика I практически повторяет поведение линии ФЛ, наблюдаемой в образцах с одиночной плоскостью КТ, поэтому мы относим его на счет рассмотренного ранее механизма рекомбинации. Таким образом, электроны находятся на мелких донорных центрах в слоях InAs-матрицы, прилегающих к области

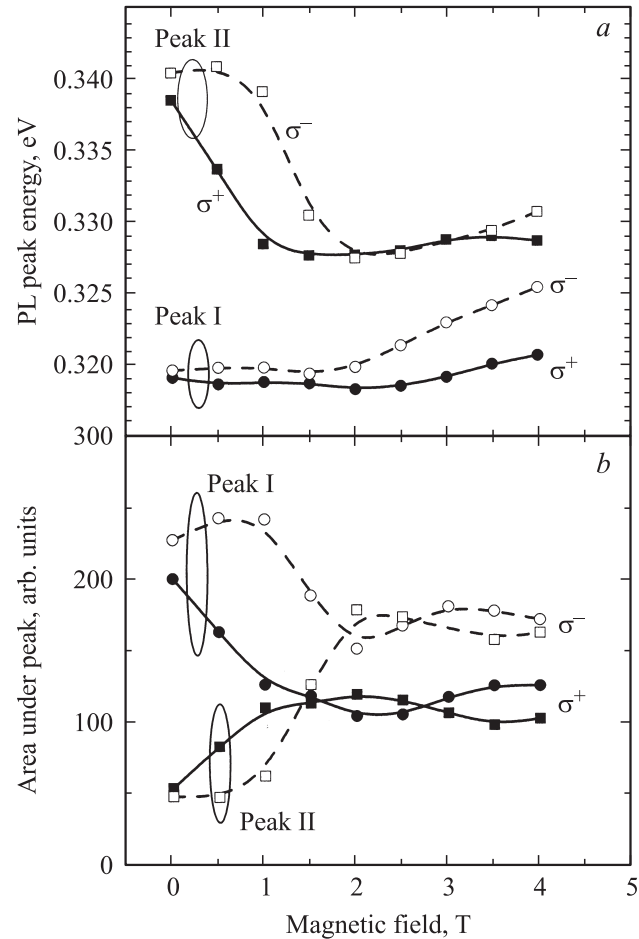


Рис. 3. Зависимости: *a* — энергетического положения двух компонент линий циркулярно-поляризованной фотолуминесценции (пик I и пик II) от магнитного поля в образцах с множественными плоскостями квантовых ям InSb/InAs; *b* — относительного вклада в контур фотолуминесценции указанных компонент от магнитного поля (относительный вклад определен как площадь под соответствующим пиком).

с InSb-вставками, а дырки, наоборот, локализованы на КТ вблизи границ этой области. Поведение пика II кардинально отличается от пика I. При увеличении поля он движется вниз по шкале энергии, сближаясь с пиком I. При этом относительная доля компоненты I уменьшается, а второй (II) — растет. При достижении значения поля 1.5–2 Тл пики максимально сближаются. После прохождения этой критической точки поведение контура ФЛ кардинально меняется, и он испытывает расщепление на циркулярно-поляризованные линии, причем σ^- -компонента имеет большую энергию и амплитуду. Для объяснения эффекта важно понять природу возникновения пика II. Мы предполагаем, что он отвечает рекомбинации электронов, локализованных в области вставок КТ InSb. В первом приближении данную область можно рассматривать как сверхрешетку в направлении роста структуры, образованную набором квантовых ям InSb/InAs с шириной 100 Å с туннельно-

прозрачными барьерами для электронов, образованными ультратонкими слоями InSb. Оценки показывают, что дно мини-зоны в такой сверхрешетке лежит выше дна зоны проводимости InAs на 32 мэВ, если задать толщину InSb-барьера равной 6 Å. Из эксперимента следует, что пик II лежит примерно на 20 мэВ выше первого (I), что неплохо согласуется с приведенной оценкой. Другим аргументом в пользу выдвинутой гипотезы о природе пика II является его поведение в магнитном поле. В наших экспериментах магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости образца. На первый взгляд, приложение магнитного поля к рассматриваемой сверхрешетке в такой геометрии должно приводить к увеличению энергии электрона за счет эффекта магнитного квантования. Однако наш случай отличается от канонического, поскольку магнитное поле модифицирует потенциальные барьеры, образованные монослоями InSb. Действительно, в нулевом поле имеется сильное перекрытие волновых функций электронов, локализованных соседними КТ. Поэтому слой таких КТ можно рассматривать как единый потенциальный барьер для электронов с флуктуирующей толщиной ~ 1 монослоя, обладающий некоторым конечным значением величины туннельной прозрачности для электрона. Приложение магнитного поля перпендикулярно плоскости точек приводит к уменьшению размера области локализации электрона, связанного на КТ. Мерой магнитной локализации служит магнитная длина $\lambda = (c\hbar/eB)^{1/2}$, которая быстро уменьшается с увеличением поля и становится сравнимой со средним расстоянием между точками в полях ~ 5 Тл. Следовательно, рассматриваемый потенциальный барьер в магнитном поле распадается на отдельные островки, и прозрачность слоя для электронной волны возрастает. Иными словами, толщина потенциальных барьеров InSb в рассматриваемой сверхрешетке уменьшается, а дно мини-зоны опускается, приближаясь по энергии к дну зоны проводимости InAs (далее под понятием „индуцированная магнитным полем локализация электронов“ мы будем подразумевать этот процесс). Напомним, что расстояние между плоскостями КТ достаточно мало (100 Å), и существует перекрытие волновых функций локализованных электронов также и в направлении роста образца. Магнитное поле, приложенное в том же направлении, не влияет на это перекрытие. Поэтому результирующая картина выглядит как совокупность вытянутых в направлении магнитного поля „нитей“, образованных цепочками связанных КТ InSb. Это должно приводить к хорошему транспорту неравновесных электронов через область со вставками в направлении вектора магнитного поля. Количественный расчет подобной системы произвести достаточно сложно, тем не менее экспериментально наблюдаемый в диапазоне полей от 0 до 2 Тл красный сдвиг пика II качественно подтверждает предложенную модель.

Таким образом, в случае образцов с множественными вставками существует два основных канала излучательной рекомбинации. В обоих участвуют дырки, находящи-

еся в КТ InSb, тогда как начальные состояния электронов различаются. В первом случае электроны находятся в приграничных к области вставок слоях InAs и принадлежат примесной зоне InAs, а во втором — в мини-зоне сверхрешетки InSb/InAs. В области слабых полей (< 1.5 Тл) основной вклад вносит первый механизм, поскольку для него энергия электрона существенно ниже. С увеличением поля до 1.5 Тл энергии начальных состояний в разных каналах значительно сближаются, и второй механизм начинает эффективно конкурировать с первым. Начиная с этого момента, в эксперименте наблюдается расщепление линии ФЛ на циркулярно-поляризованные компоненты и сильный рост σ^- -полосы излучения, свидетельствующий о доминирующем вкладе электронов со спином $s = +1/2$. Такое поведение ФЛ, по-видимому, связано с зеемановским расщеплением мини-зоны. Нижний спиновый подуровень мини-зоны, отвечающий проекции спина $s = +1/2$, в большей степени, по сравнению с другим, перекрывается с электронными уровнями примесной зоны InAs. Поэтому электроны с $s = +1/2$, находящиеся в примесной зоне, с большей вероятностью могут переходить на нижний спиновый подуровень мини-зоны. Так как рекомбинация с участием примесной зоны происходит путем непрямых оптических переходов, а с участием мини-зоны — прямых, это означает большой выигрыш для электронов с $s = +1/2$ с точки зрения вероятности излучательной рекомбинации.

В рамках изложенной модели можно качественно объяснить все основные особенности эффекта: отсутствие расщепления пика ФЛ на циркулярно-поляризованные компоненты в относительно слабых полях (< 1.5 Тл); аномальное (соответствующее положительному знаку g -фактора) расщепление контура ФЛ в более сильных полях; большую интенсивность верхней по энергии компоненты ФЛ. Магнитополевая зависимость ФЛ от образцов с одиночной плотностью КТ InSb (рис. 2, *b*) демонстрирует похожее поведение, однако здесь эффект выражен очень слабо. По-видимому, в этих образцах заметную роль также играет интерференция разных механизмов излучательной рекомбинации, связанных с примесной зоной InAs-матрицы и локализацией электронов массивом КТ.

4. Заключение

Исследована циркулярно-поляризованная магнитофотолуминесценция гетероструктур на основе InAs с одиночными и множественными плоскостями InSb-квантовых точек. Обнаружено, что в обоих типах образцов существуют два основных механизма излучательной рекомбинации — с участием электронов, локализованных потенциалом квантовых точек, и электронов, локализованных мелкими донорами в матрице InAs. Интерференция указанных каналов излучательной рекомбинации с учетом большей вероятности переходов по первому

механизму приводит к аномальной магнитопололевой зависимости фотолюминесценции.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 08-02-01272-а, 07-02-01384-а и 06-02-16394-а).

Список литературы

- [1] Я.В. Терентьев, О.Г. Люблинская, А.А. Усикова, А.А. Торопов, В.А. Соловьев, С.В. Иванов. *ФТП*, **41**, 1309 (2007).
- [2] S.V. Ivanov, A.N. Semenov, V.A. Solov'ev, O.G. Lyublinskaya, Ya.V. Terent'ev, B.Ya. Meltser, L.G. Prokopova, A.A. Sitnikova, A.A. Usikova, A.A. Toropov, P.S. Kor'ev. *J. Cryst. Growth*, **278**, 72 (2005).
- [3] O.G. Lyublinskaya, V.A. Solov'ev, A.N. Semenov, B.Ya. Meltser, Ya.V. Terent'ev, L.A. Prokopova, A.A. Toropov, A.A. Sitnikova, O.V. Rykhova, S.V. Ivanov, K. Tonke, R. Sauer. *J. Appl. Phys.*, **99**, 093 517 (2006).
- [4] Su-Huai Wei, A. Zunger. *Phys. Rev. B*, **52**, 12 039 (1995).
- [5] Y. Lacroix, C.A. Tran, S.P. Watkins, M.L.W. Thewalt. *J. Appl. Phys.*, **80**, 6416 (1996).
- [6] Y. Yafet, R.W. Keyes, E.N. Adams. *J. Phys. Chem. Sol.*, **1**, 137 (1956).
- [7] O.G. Lyublinskaya, Ya.V. Terent'ev, V.A. Solov'ev, B.Ya. Meltser, A.N. Semenov, A.A. Toropov, S.V. Ivanov. *Abstracts ICPS-28* (Vienna, 2006) p. 105.

Редактор Т.А. Полянская

Anomalous spin splitting of electrons in InSb type-II quantum dots in an InAs matrix

Ya.V. Terent'ev, O.G. Lyublinskaya, A.A. Toropov, B.Ya. Meltser, A.N. Semenov, V.A. Solov'ev, S.V. Ivanov

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

Abstract Magneto-optical study of heterostructures with type-II InSb quantum dots (QD) in an InAs matrix, grown by molecular-beam epitaxy, has been done. Unusual behavior of magnetophotoluminescence spectra taken from the QD band in samples with multiple QD sheets was observed in the Faraday geometry. Particularly, σ^- -polarized peak originating from optical transitions of electrons with $s = +1/2$ has higher than σ^+ one corresponding to $s = -1/2$, that contradicts the negative value of electronic g factor in both the InAs matrix and InSb QDs. The phenomenon is explained in terms of competition of two radiative recombination channels that differ in initial states of electrons belonging to either InSb QDs or shallow donors in the InAs matrix.