

СТРУКТУРЫ ФЕРРОМАГНИТНЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК/ПОЛУПРОВОДНИК КАК ОСНОВА СЛУБЫ МИЛЛИМЕТРОВОЙ СПИНОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ И ИНФОРМАТИКИ

Все существующие достижения микроэлектроники и информатики до сих пор основываются на переносе заряда квантовых частиц – электронов и дырок – из металла в полупроводник и никак не учитывают наличие у них еще одного квантового числа – собственного механического момента – спина, способного принимать во внешнем магнитном поле два значения: по полю – спин «вверх» и против поля – спин «вниз».

Новые дополнительные возможности микроэлектроники XXI века связываются с осуществлением спинового транспорта и реализацией физических явлений в мультислоях и гетероструктурах ФП/П, где ФП – ферромагнитный полупроводник, а П – немагнитный полупроводник. Новизна этих возможностей обусловлена спиновой инъекцией поляризованных электронов из ферромагнитного полупроводника в немагнитный полупроводник, способной приводить к радикальному изменению свойств последнего. В частности, со спиновым транспортом связывается механизм осуществления циркулярно-поляризованной электролюминесценции в структурах ФП/П, регулируемой по энергии внешним магнитным полем. В созданных на этой основе светодиодах в качестве инжектора спинов использовались слои разбавленных магнитных полупроводников $\text{Be}_x\text{Mn}_y\text{Zn}_{1-x-y}\text{Se}$ ($x = 0,07$, $y = 0,03$, $T_K \approx 7$ К) или $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x = 0,045$, $T_K \approx 52$ К), наносимых на подложку из немагнитного полупроводника GaAs [1; 2]. В силу низких температур Кюри этих ФП эффективная работа структур с их участием возможна только при гелиевых температурах, при которых максимальна как степень спиновой инъекции носителей, так и наблюдаемая величина поляризованной электролюминесценции (рис. 1). Ее температурное поведение повторяет собой зависимость намагниченности (магнитного момента) материала инжектора от температуры. Природа наблюдаемого в таких гетероструктурах явления в корне отлична от ра-

нее теоретически предсказанной возможности наблюдения поляризованной люминесценции из немагнитного полупроводника за счет механизма подмагничивания системы спинов носителей тока в нем при освещении кристалла неполяризованным светом [3]. Различие этих механизмов демонстрирует рис. 2, на котором представлены результаты наблюдения эффекта поляризованной электролюминесценции из ферромагнитного инжектора (Ga, Mn) As в параллельном границе раздела внешнем магнитном поле ($H \perp n$), n – нормаль к границе раздела. Этот эффект сопровождается магнитным гистерезисом, ширина которого убывает с ростом температуры. В то же время степень собственной поляризации электролюминесценции в базовом немагнитном полупроводнике (Ga, Al) As, возбужденной энергией $E = 1,398$ эВ, во-первых, значительно уступает первой по величине, а во-вторых, не сопровождается гистерезисом при инверсии знака внешнего магнитного поля.

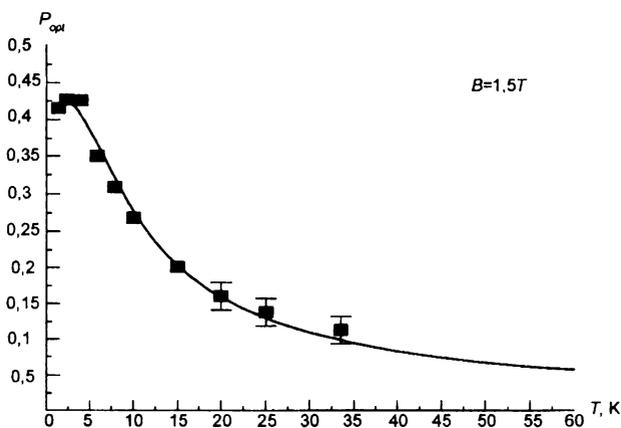


Рис. 1. Зависимость степени спиновой поляризации от температуры в гетероструктуре BeMnZnSe/GaAs [1]

Возможности изменения микроволновых характеристик полупроводника во внешнем магнитном поле за счет осуществления спинового транспорта в структурах ФП/П, вольт-амперная характеристика которых близка к омической, продемонстрированы в публикациях [4–8]. Их авторы исследовали способность ФП/П-структур к поглощению и генерации излучения энергии в сантиметровом, миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах за счет инжекции спинов в полупроводник и инверсной заселенности зеемановских электронных уровней в нем. В качестве ФП спино-

вого инжектора в них использовались монокристаллы *n*-EuO (твердый раствор $\text{Eu}_{0.98}\text{Gd}_{0.02}\text{O}$ с $T_k = 130$ K), *n*- и *p*- HgCr_2Se_4 ($T_k = 120$ K), а также манганит лантана состава $\text{La}_{0.8}\text{Ba}_{0.2}\text{MnO}_3$ ($T_k = 250$ K). Немагнитным базовым полупроводником в структурах служил кристалл *n*-InSb. Такой подбор пар для осуществления спинового токопереноса объясняется близостью электропроводностей кристаллов инжектора и базы, что является одним из необходимых условий сохранения повышенной доли спинтранса. В этом отношении подобные пары имеют существенное преимущество перед контактами ферромагнитный металл/полупроводник (ФМ/П), поскольку выполнение вышеозначенного физического требования позволяет осуществлять спиновый транспорт через контактную границу ФП/П в объем немагнитного полупроводника [9]. Тем более, когда подобный контакт осуществляется на наноструктурном уровне. Выбор самого базового кристалла *n*-InSb, в свою очередь, обусловлен следующими причинами.

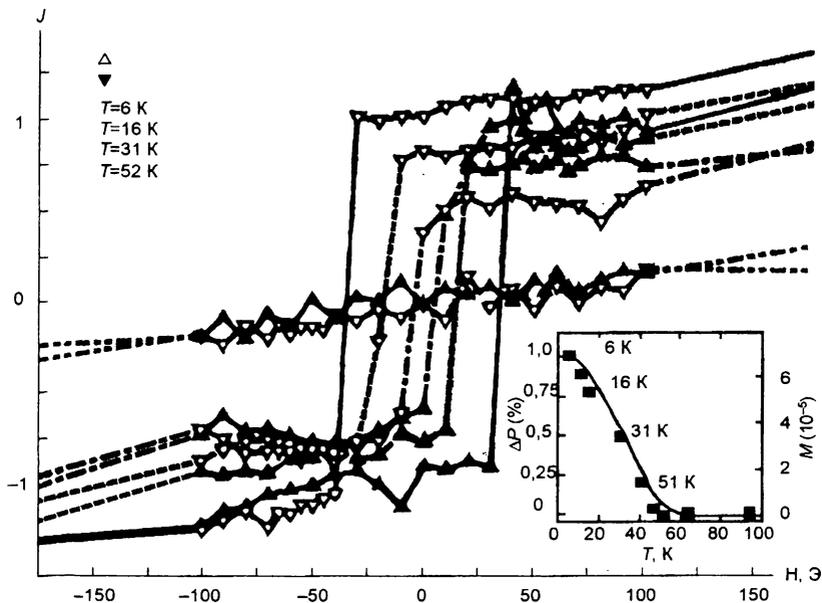


Рис. 2. Гистерезисное поведение степени спин-поляризованной электролюминесценции из (Ga, Mn) As в (Ga, Al) As на фоне безгистерезисной фотовозбужденной электролюминесценции базового немагнитного полупроводника. Вставка – температурное поведение степени спиновой поляризации и магнитного момента инжектора [2]

Во-первых, его характеризует аномально большая по сравнению с другими полупроводниками величина гиромангнитного отношения (или g -фактора) электронов проводимости, характеризующая собой энергию расщепления зеемановских электронных уровней в магнитном поле и определяющая соответствующую частоту переходов между ними:

$$h\nu = \mu_B g H.$$

Величина g -фактора проводящих электронов в кристаллах InSb при их концентрации $n \approx 10^{13} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$ составляет $g \approx -52$, что позволяет достичь субмиллиметрового диапазона при значениях магнитного поля $H = 4 \text{ кЭ}$. Напомним, что создаваемое стандартными лабораторными электромагнитами магнитное поле величиной $H \approx 20 \text{ кЭ}$ соответствует длине волны $\lambda = 0,2 \text{ мм}$. По абсолютной величине $|g|$ несколько уменьшается с ростом n и величины внешнего магнитного поля. Абсолютная величина g -фактора играет, по-видимому, определяющую роль при выборе контактирующих структурных элементов спинтронных структур, способных являться основой квантовых спин-информационных систем или спиноводами между ними. Именно аномально высокое значение $|g|$ накладывает запрет на осуществление процесса спин-флипа (переворота спина) при токопереносе [10]. Сравнимой с InSb величиной g обладают кристаллы GaAs. В разбавленных магнитных полупроводниках $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ его эффективная величина достигает значений $g \approx 100$.

Во-вторых, при $T = 4,2 \text{ К}$ ширина линии электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) на электронах проводимости в кристаллах n -InSb достигает величины $\Delta H = 0,2 \text{ Э}$ при $\lambda = 3 \text{ см}$ ($H = 130 \text{ Э}$) и $\lambda = 8 \text{ мм}$ ($H = 450 \text{ Э}$). В субмиллиметровой области при $\lambda = 0,8 \text{ мм}$ ($H = 5,5 \text{ кЭ}$) $\Delta H = 2 \div 3 \text{ Э}$ [11; 12]. Обычно сигнал ЭПР на электронах проводимости наблюдается на фоне широкой и интенсивной линии магнитоплазменного поглощения, пропорционального $\sim \lambda^2$ [13]. Интенсивность сигнала $\Delta H_{\text{ЭПР}}$ поглощения увеличивается в направлении субмиллиметровой области спектра по мере спада магнитоплазменного поглощения на свободных носителях заряда.

В третьих, рекордная подвижность носителей заряда в InSb (до $\sim 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) в сочетании с большой величиной времени спин-решеточной релаксации ($10^{-7} \div 10^{-6} \text{ с}$) позволяет поляризовать и перемещать поляризованные носители тока в слое n -InSb толщиной до $0,1 \div 1 \text{ см}$. При этом

отношение времени спин-решеточной релаксации к времени свободного пробега носителя заряда (10^{-12} с) в таком кристалле достигает величин $\sim 10^5 \div 10^6$, что соответствует числу возможных столкновений носителя заряда (и спина), прежде чем он потеряет свою первоначальную ориентацию. Это способствует значительной временной локализации спинов носителей тока на соответствующих зеемановских электронных уровнях в зонном спектре кристалла InSb. Последнее, как отмечалось ранее, является одним из основных физических требований для реализации структур типа ФП/П в качестве элементов спиновой информатики и создания спин-поляризованных ячеек памяти. Носителем информации в них будет спин электрона. В этом случае достигается предельно возможная в магнетизме плотность записи информации: один спин – один бит информации.

На рис. 3 показана зонная схема спинового контакта ФМ (ФП)/П при 100% спиновой поляризации инжектора и возможное осуществление прямого спинового транспорта носителей тока из ФМ (ФП) на верхний зеемановский уровень немагнитного полупроводника при их токопереносе в E поле. Такой перенос спина обусловлен положительным знаком $s - d$ ($d - f$)-обменного интеграла между магнитными моментами носителей тока в ферромагнитном полупроводнике (ферромагнитном металле). В случае преобладания отрицательного знака обменного взаимодействия между спинами носителей тока в инжекторе возможен их перенос через контактную область на нижний зеемановский уровень в запрещенной зоне немагнитного полупроводника и его заселение.

При таком заселении этих уровней в П при спиновом токопереносе должны наблюдаться эффекты, обязанные только поглощению энергии. Преимущественное же заселение только верхнего зеемановского уровня в первом случае соответствует поглощению энергии при уменьшении интенсивности сигнала ЭПР. А переход носителя на частоте ЭПР на незанятый нижележащий зеемановский уровень полупроводника и его заселение электронами сопровождается ростом уровня интенсивности сигнала ЭПР и выделением соответствующей энергии $h\nu$ (процесс генерации излучения из П). Положение верхнего и нижнего зеемановских уровней в запрещенной зоне немагнитного полупроводника, контактирующего с ФП, в данном случае аналогично присутствию примесных донорного и акцепторного электронных уровней энергий в ней, расстояние между которыми, как и частота генерации излучения, определяются величиной g -фактора.

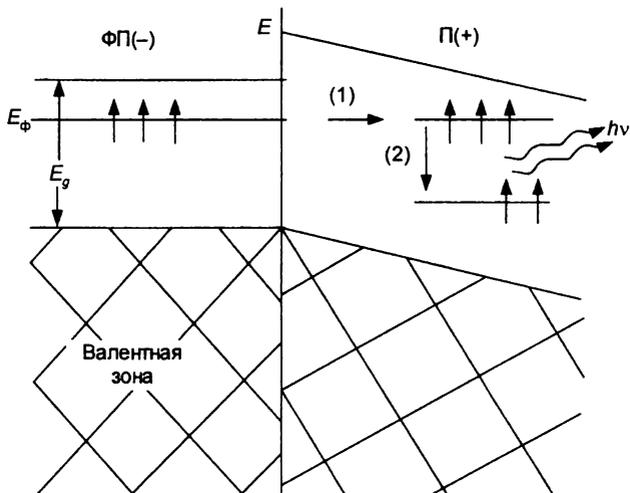


Рис. 3. Зонная схема контакта ФМ (ФП)/П:

- (1) – процесс безызлучательного переноса спина носителем тока из ФМ (ФП) на верхний (донорный) зеемановский уровень немагнитного полупроводника при увеличении плотности его заселенности в отсутствие переменного $h\nu$ -поля;
 (2) – переход носителей тока на свободный нижний (акцепторный) зеемановский уровень П на частоте ЭПР и генерация излучения из П; E_{Φ} – уровень Ферми ФМ (ФП), расщепленный спонтанной намагниченностью на подуровни со спиновой ориентацией (\uparrow) и (\downarrow)-пусты

Процесс безызлучательного токопереноса носителей тока с уровня Ферми ФП в П на данной схеме рассматривается для случая 100% спиновой поляризации проводящих электронов в ферромагнитном полупроводнике со стороны обменного поля магнитных ионов. Положительный обмен между ними приводит к расщеплению зоны проводимости на уровне Ферми на две подзоны, соответствующие состояниям носителей тока со спином «по» и «против» намагниченности (рис. 4). Как отмечалось, величина этого обменного расщепления $\Delta = 2AS$, где A – обменный параметр. Поскольку в известных ФП обменное расщепление $\Delta \gg kT$, то при низких температурах, $T \ll T_k$, занятыми оказываются состояния только вблизи дна нижней подзоны со спином «вниз». Состояния со спином «вверх» – пусты. Иными словами, электроны полностью поляризованы по спину, $P = 100\%$.

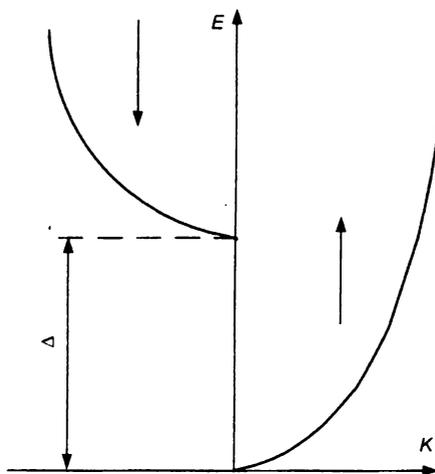


Рис. 4. Спиновое расщепление зоны проводимости в ферромагнитном полупроводнике, $A > 0$

В ином варианте при меньшей величине P часть спинов носителей тока будет иметь другую ориентацию и располагаться на верхнем расщепленном подуровне E_{Φ} – с преимущественной спиновой ориентацией носителей против намагниченности (\downarrow). Это будет соответствовать наличию частично отрицательного обмена между носителями тока. В таком случае токоперенос через ФП/П-границу будет опять же безызлучательным, соответствующим заселению как верхнего, так и нижнего зеемановских уровней в П.

Если полагать, что при прохождении электрона сквозь границу ФП/П на верхний зеемановский уровень полупроводника и его дальнейшем переходе на незанятый нижний уровень с испусканием кванта энергии возникает электромагнитное излучение на частоте ЭПР полупроводника, то теоретически допустимый предел выходной мощности излучения такой гетероструктурой будет составлять

$$N = \mu_B g H J / e = h \nu J / e,$$

где J – ток, проходящий через гетероструктуру, e – заряд электрона. Его оценки для вышеозначенных параметров волноводного тракта и кристалла n -InSb дают следующие значения: для диапазона 8 мм $N = 156$ мВт/А, а для 0,1 мм $N = 12$ мВт/А [14].

В случае равновероятного заселения верхнего и нижнего зеемановских уровней в П электронами из частично заполненных зон ФП со спинами (\uparrow) и (\downarrow) излучения из П не будет. Однако при обратном токе из П в ФП в гетероструктуре на границе раздела для спинов (\downarrow) должен возникать дополнительный энергетический барьер величиной Δ (см. рис. 4), образующий своеобразный запорный слой, вызывающий рост обратного электросопротивления контакта – в ФП будут проходить только носители со спином (\uparrow). Такая ФП/П-гетероструктура способна проявлять себя в качестве спинового фильтра. Вместе с тем, необходимо заметить, что реальное заполнение представленных спиновых подзон в ФП или ФМ неизвестно, как и конкуренция между разнознаковыми параметрами обмена для носителей тока в них. Последняя определяет степень их спиновой поляризации в электронном спектре ферромагнетика. Поэтому создание и изучение гетеропереходов ферромагнетик/немагнитный полупроводник и наблюдение в них вышеозначенных эффектов – поглощения или излучения мощности – характеризуют знак параметра обмена между носителями тока.

Создание гетероструктур ферромагнитный полупроводник/полупроводник и методика проведения частотных измерений. Исследование процессов поглощения микроволновой мощности или ее излучения в волноводных устройствах выполнялись авторами работ [4–8] в основном на контактах ФП/П, сформированных механическим прижиманием монокристаллических пластин из ферромагнитного полупроводника и немагнитного полупроводника. Их контактная грань перед этим подвергалась обработке – полировалась и протравливалась. Площадь контакта составляла $S = 1,5 \div 2 \text{ мм}^2$, а толщина монокристаллических пластин, $d \approx 0,5 \text{ мм}$. Монокристаллы ФП, использованные в этих работах, выращивались описанными в работе [15] методами. Так, кристаллы ртутной халькошпинели HgCr_2Se_4 выращивались методом газового транспорта. Для достижения их высокой проводимости электронного типа ($n \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\rho \approx 10^{-2} \text{ Ом}\cdot\text{см}$ при $T = 77 \text{ К}$) они отжигались в парах ртути. В необходимых для выполнения эксперимента случаях получения у подобных кристаллов повышенной дырочной проводимости ($\rho \approx 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, $p \approx 10^{15} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $T = 77 \text{ К}$) они отжигались в парах селена. Монокристаллы $n\text{-EuO}$ представляли собой по составу твердый раствор $\text{Eu}_{0,98}\text{Gd}_{0,02}\text{O}$ и были выращены способом из раствора в расплаве.

Монокристаллические образцы n -InSb представляли собой стандартизованные легированные теллуром кристаллы, поставляемые для электронной промышленности. Концентрация носителей заряда в них в температурном интервале $4,2 \div 300$ К оставалась практически неизменной в пределах $n = 10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$. В целом контактная структура ФП/П представляла собой две плотно прижатые друг к другу монокристаллические пластины (рис. 5).

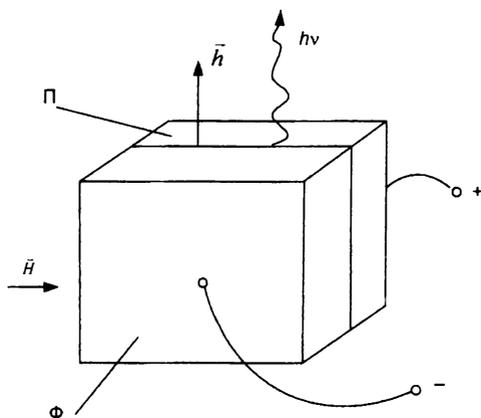


Рис. 5. Вид создаваемой спинтронной ФМ (ФП)/П контактной структуры и схема ее ориентации в волноводном тракте [16]

В некоторых случаях, например, при осуществлении контакта между полуметаллическим ферромагнетиком из сплава Гейслера и кристаллом InSb слой ФМ в виде пленочного покрытия толщиной до 5 мкм наносился на одну из граней кристалла способом резистивного испарения в вакууме. В любом случае точечные электрические индиевые контакты к структуре наносились на ее противоположные к контактирующим грани. Поскольку при охлаждении такой структуры ниже точки Кюри ФП спонтанно возникала намагниченность последнего, то базовая часть структуры – немагнитный полупроводник n -InSb – всегда оказывался в условиях действия на него постоянного магнитного поля H , убывающего по величине при $T \rightarrow T_K$. Причем направление действия этого поля всегда параллельно границе контакта $H \perp n$, где n – нормаль к границе раздела. Подобное характерно и для контакта ФМ/П, хотя в этом случае постоянное присутствие магнитного

поля требовало первоначального намагничивания ФМ в возрастающем внешнем магнитном поле электромагнита или сверхпроводящего соленоида. Внешнее переменное магнитное поле h , создаваемое электромагнитом ЭПР-спектрометра, также направлялось вдоль границы раздела спинтронной структуры, при этом $h \perp H$. В этих условиях уровень Ферми базового полупроводника, находящийся в запрещенной зоне, всегда расщеплен на верхний и нижний зеемановские электронные уровни энергий. Величина расщепления, как отмечалось выше, пропорциональна гиромагнитному отношению проводящих электронов g , и величине H .

Выполнение измерений в диапазоне 3 см сопровождалось использованием стандартного спектрометра ERS-230 с регистрацией производной мощности излучения по магнитному полю, $dP(H)/dH$. В диапазоне 8 мм использовался нестандартный спектрометр с регистрацией микроволнового поглощения $P(H)$ и фиксированной частотой 28,18 ГГц отражательного резонатора. Этот же волновод служил для регистрации излучения и в миллиметровом диапазоне. Для этого исследуемая структура располагалась в охлаждаемой части волновода вблизи замыкающего поршня. К другому концу волновода присоединялся полупроводниковый детектор, сигнал с которого усиливался широкополосным усилителем. Регистрация субмиллиметрового излучения при $T = 4,2$ К производилась с помощью нестандартного угольного болометра.

При регистрации поглощения микроволновой мощности через исследуемую гетероструктуру в направлении ФП (смещение $-$) \rightarrow П (смещение $+$) пропускался постоянный ток величиной в несколько мА. Для достижения больших плотностей тока в случае регистрации возможного микроволнового излучения из структуры и во избежание ее джоулевого нагрева использовалась импульсная методика пропускания тока. Через структуру пропускались импульсы тока длительностью от 1 до 20 мкс и амплитудой до 5 А. При этом средняя рассеиваемая на ней мощность при частоте повторения импульсов $1 \div 25$ Гц составляла единицы мВт. Форма импульса излучения от гетероструктуры в миллиметровом диапазоне наблюдалась на осциллографе с помощью полупроводникового детектора. Время установления сигнала на угольном болометре составляло доли миллисекунды, что значительно превышало длительность прохождения самих импульсов тока через гетероструктуру. Поэтому в субмиллиметровой области с помощью синхродетектора измерялся некоторый средний уровень сигнала (U_d) на болометре, возникающий как отклик на импульсное излучение от гетероструктуры.

Результаты экспериментального изучения процессов поглощения при спиновом транспорте в гетероструктуре ФП/П. На рис. 6 показана часть линии магнитоплазменного поглощения вблизи линии ЭПР-поглощения на свободных носителях заряда при частоте 10 ГГц для гетероструктуры $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4/n\text{-InSb}$ ($n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$). На фоне ее большой амплитуды A и, возможно, вследствие недостаточной чувствительности использованного авторами работы [4] спектрометра не было обнаружено какого-либо сигнала ЭПР-поглощения на свободных носителях заряда и спина при величине поля $H \approx 130$ Э, соответствующему левой ниспадающей части этой линии.

Зависимость обозначенной на этом рисунке значения амплитуды магнитоплазменной линии поглощения от величины транспортного тока, j , пропускаемого через гетероструктуру $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4/n\text{-InSb}$, демонстрируется на рис. 7. Из него следует, что A является линейной функцией тока. Являясь малой, но отличной от нуля при туннельном контакте, когда $j = 0$, она возрастает по амплитуде почти на два порядка в сравнении со своим туннельным значением по мере возрастания j до 100 мА при $T = 4,2$ К.

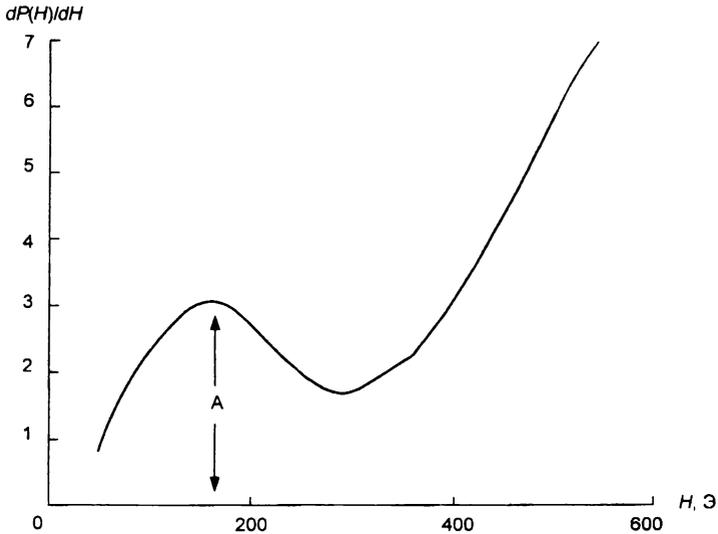


Рис. 6. Вид линии магнитоплазменного поглощения гетероструктуры $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4/n\text{-InSb}$ на частоте 10 ГГц при $T = 4,2$ К

Температурная зависимость амплитуды магнитоплазменной линии поглощения, отнесенной к ее значению при $T = 4,2$ К для разных токов,

приводится на рис. 8. На нем показаны зависимости $A(T)/A(4,2\text{ К})$ для двух структур $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4/n\text{-InSb}$, отличающихся концентрациями носителей базового полупроводника, для токов $j = 100\text{ мА}$ (кривая 1) и $j = 50\text{ мА}$ (кривая 2). Видно, что обе кривые напоминают температурное поведение намагниченности спинового инжектора – ФП $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$, обладающего $T_k = 120\text{ К}$. При $T > T_k$ и переходе ФП в парамагнитное состояние величина $A \rightarrow 0$. Необходимо заметить, что при изменении знака смещения на структуре, т. е. при инверсии направления транспортного тока через контакт, величина амплитуды A не изменялась. В обоих этих случаях гетероструктура намагничивалась в направлении $H \parallel n$ – перпендикулярно плоскости контакта. Если же структура намагничивалась в направлении $H \perp n$, т. е. параллельно плоскости контакта, то это несколько видоизменяло зависимость, представленную на рис. 6, и уменьшало угол линейной зависимости (см. рис. 7) в несколько раз.

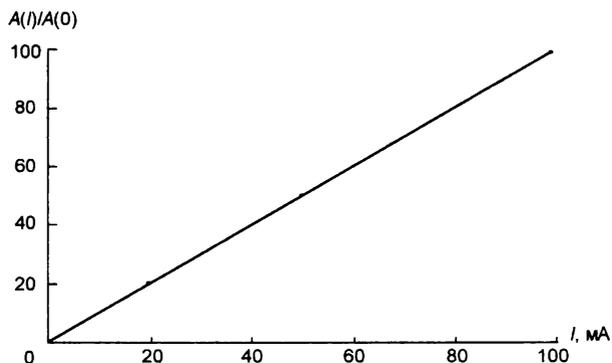


Рис. 7. Зависимость $A(I)/A(0)$ для гетероструктуры $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4/n\text{-InSb}$, $T = 4,2\text{ К}$

Представленное поведение части магнитоплазменной линии поглощения относится к области слабых магнитных полей ($\leq 500\text{ Э}$), т. е. полей, заведомо меньших поля ферромагнитного резонанса инжектора спинов – ФП. С целью проверки возможного присутствия в представленных выше данных линий неоднородного ферромагнитного резонанса от самого ферромагнитного полупроводника в этих магнитных полях исследовалась отдельно сама монокристаллическая пластина инжектора в условиях пропускания через нее разных амплитуд транспортного тока. Каких-либо изменений в поведении функции $dP(H)/dH$ обнаружено не было. При этом

пропускание тока сквозь одиночный базовый немагнитный полупроводник как для $T = 4,2$ К, так и в условиях его подогрева до 150 К почти не оказывало влияния на амплитуду величины A . В диапазоне магнитных полей до 500 Э не было зарегистрировано также никаких изменений и в параметрах поглощения микроволновой мощности единичного образца ФП.

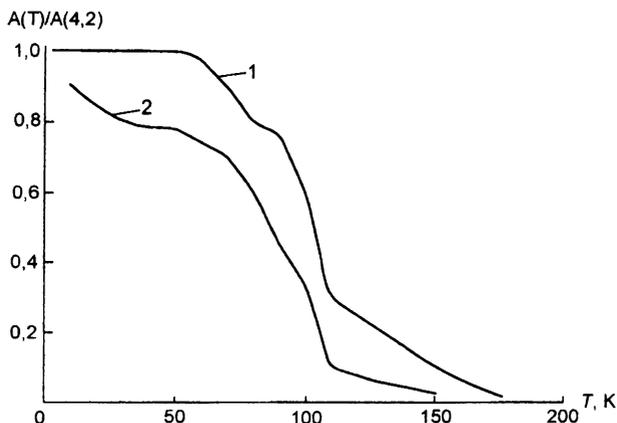


Рис. 8. Зависимости $A(T)/A(4,2)$ двух гетероструктур $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4/n\text{-InSb}$ с разными n для токов: 1 – $I = 100$ мА; 2 – $I = 50$ мА

Изучение влияния транспортного тока на одиночный образец $n\text{-InSb}$ было также проведено и для диапазона 8 мм. При этом на краю широкой магнитоплазменной линии поглощения в отсутствие тока наблюдалась слабая по интенсивности линия на частоте 26,18 ГГц в магнитном поле $H = 376$ Э с $g = 49,7$ и в интервале температур от 4,2 К до 40 К. Ширина линии ЭПР на свободных носителях составляла при этом несколько единиц эрстед при $T = 20$ К. По этим показателям для имеющейся концентрации носителей ($n \approx 1015 \text{ см}^{-3}$) указанный образец соответствовал имеющимся в литературе данным [11; 12]. Транспортный ток силой от 0 до 20 мА никак не влиял на ширину линии ЭПР-сигнала, но при дальнейшем его увеличении линия ЭПР уширялась и исчезала. Подобным же образом вела себя резонансная линия при нагреве образца от 20 до 40 К и выше, из чего можно заключить, что пропускание через образец $n\text{-InSb}$ постоянного тока силой более 20 мА приводит только к его термическому разогреву.

В этом же волноводном тракте при изучении гетероструктуры $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4/n\text{-InSb}$ в отсутствие транспортного тока был зарегистрирован ЭПР-сигнал с g -фактором, равным 49,7, и шириной линии около $\Delta H = 30$ Э (рис. 9). Данное обстоятельство указывает на то, что ширина линии ЭПР в самой структуре больше, чем в единичном образце $n\text{-InSb}$.

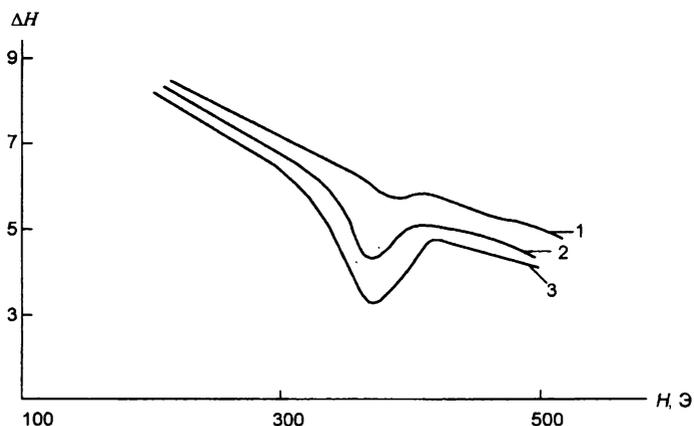


Рис. 9. Вид ЭПР-сигнала на электронах проводимости в $n\text{-InSb}$ для разных транспортных токов через гетероструктуру $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4/n\text{-InSb}$ при $T = 20$ К на частоте 26,18 ГГц:
1 – $j = 0$; 2 – $j = 10$ μA ; 3 – $j = 20$ μA

Можно полагать, что это является следствием неоднородного уширения ЭПР-линии базового полупроводника, находящегося в условиях неоднородного размагничивающего поля ферромагнитного полупроводника, когда $H \perp l$. Об этом, частности, свидетельствует наблюдаемое отклонение формы ЭПР-линии от лоренцевой. Отметим также, что при намагничивании структуры перпендикулярно контактной плоскости $H \parallel n$ ЭПР-сигнал отсутствовал.

С увеличением силы тока от 0 до $j = 20$ мА при направлении транспорта носителей от ФП к П интенсивность ЭПР-линии поглощения линейно возрастала (почти в 8 раз). Дальнейшего увеличения тока во избежание термического нагрева структуры не производилось. В случае изменения полярности напряжения на исследуемой гетероструктуре и инверсии направления транспортного тока в ней (от П к ФП) величина ЭПР-сигнала оставалась неизменной (рис. 10). В этих же условиях изменения амплиту-

ды широкой магнитоплазменной линии поглощения оказались значительно меньшими, чем в аналогичных экспериментах, выполненных в 3-сантиметровом тракте (на частоте 10 ГГц). Изменение направления транспортного тока через структуру также не оказывало влияния на амплитуду магнитоплазменной линии поглощения.

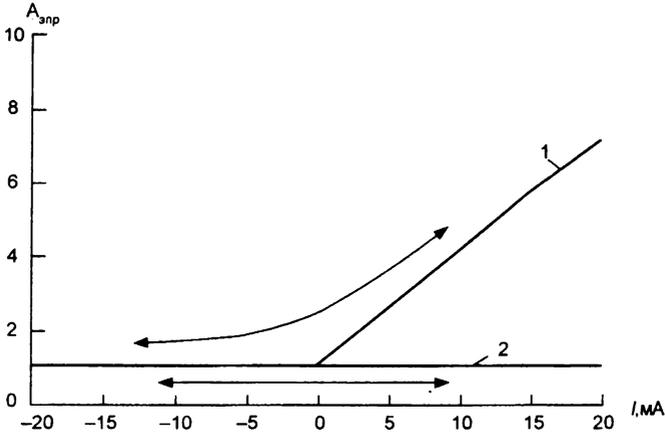


Рис. 10. Зависимость относительной амплитуды ЭПР-сигнала на электронах проводимости в $n\text{-InSb}$ от величины транспортного тока при $T = 20$ К:

1 – гетероструктура $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4/n\text{-InSb}$; 2 – собственно образец $n\text{-InSb}$

Наблюдаемая линейная зависимость $A(j)$ в случае контакта ФП/П как и исчезновение магнитоплазменного поглощения при переходе ФП из ферро- в парамагнитную область свидетельствуют об инжекции спин-поляризованных носителей тока в немагнитный базовый полупроводник (П) и соответствующей их поляризации в нем в условиях протекания тока через контакт. Более того, экспериментальные данные (см. рис. 10) и установленная зависимость амплитуды магнитоплазменных колебаний от направления тока в гетероструктуре свидетельствуют в пользу того, что при обратном токе через структуру (из П в ФП) поляризация носителей спина не остается полностью соответствующей направлению намагниченности ФП-инжектора. Наиболее ярким подтверждением этому является наблюдаемая в исследованной гетероструктуре зависимость отношения ее электросопротивления протекающему току в прямом (из ФП к П, R_{dir}) и обрат-

ном (из П в ФП, R_{opp}) направлениях в произвольно ориентированном внешнем магнитном поле (рис. 11).

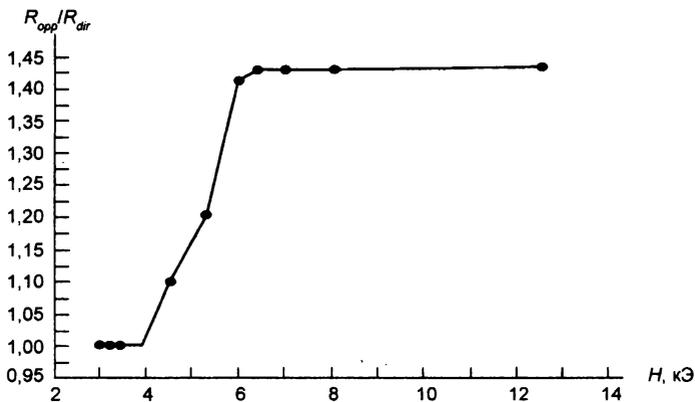


Рис. 11. Зависимость отношения электросопротивлений R_{opp}/R_{dir} от величины внешнего магнитного поля для структуры $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4/n\text{-InSb}$

Справедливо полагая, что носители тока ФП-инжектора в значительно большей мере поляризованы по спину, чем в базовом немагнитном полупроводнике, можно ожидать, что при инверсии знака смещения на структуре из П в ФП будут свободно проходить только те электроны, спины которых соответствуют намагниченности инжектора. Часть носителей тока из полупроводника, не обладающих соответствующей спиновой ориентацией, будут создавать на границе раздела запорный слой со стороны П, т. е. повышенное обратное электросопротивление, $R_{opp}/R_{dir} > 0$. При равных напряжениях смещения прямой ток из ФП в П всегда больше, чем обратный ток из П в ФП. Данный эффект «выпрямления» тока будет зависеть от магнитного поля, так как разность энергий электронов с разной ориентацией спинов возрастает с ростом H . Данные (см. рис. 11) свидетельствуют о том, что подобная гетероструктура вполне способна служить спиновым затвором микроэлектронных и информационных устройств.

Другое не менее интересное применение спинтронной $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4/n\text{-InSb}$ гетероструктуры может быть связано с фотопроводимостью базового кристалла $n\text{-InSb}$. Дело в том, что в условиях одноосного сжатия и выполнения условия $h\nu > kT$ такой кристалл способен служить в качестве узкополосного, перестраиваемого внешним магнитным полем

фотоприемника. Согласно работе [13], в нем при ЭПР-поглощении, т. е. при переходе носителей заряда с нижнего на верхний зеемановский уровень, зафиксировано значительное возрастание фотопроводимости. Поэтому можно ожидать, что и гетероструктура $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4/n\text{-InSb}$ в условиях инжекции спиновых носителей из ФП на нижний зеемановский уровень П также способна работать как узкополосный, перестраиваемый по частоте внешним магнитным полем фотоприемник [16; 17]¹.

Библиографический список

1. *Flederling R., Keim M., Reuscher G. et al.* Injection and detection of spin-polarized current in a light-emitting diode // *Nature*. 1999. V. 402.
2. *Ohno Y, Young D. K., Beschoten B. et al.* Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterostructure // *ibid.* 1999. V. 402.
3. *Аронов А. Г., Пикус Г. Е.* Спиновая инжекция в полупроводниках // *Физика твердого тела*. 1976. Т. 10.
4. *Viglin N. A., Osipov V. V., Samokhvalov A. A.* Microwave investigation of polarized charge carrier injection in the ferromagnetic semiconductor $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ – semiconductor $n\text{-InSb}$ heterostructure // *Phys. Low-Dim. Struct.* 1996. V. 9/10.
5. *Viglin N. A., Osipov V. V., Samokhvalov A. A. et al.* Generation in the millimeter band for the S – FS heterostructure // *Phys. Low-Dim. Struct.* 1997. V. 1/2.
6. *Viglin N. A., Osipov V. V., Samokhvalov A. A.* Investigation of heterostructure FS – S in the millimeter and submillimeter microwave range // *Phys. Lett.* 1998. V. 247, № 4–5.
7. *Viglin N. A., Osipov V. V., Samokhvalov A. A.* Spin injection in the FS/S structure as the base for the millimeter and submillimeter range // *Phys. Low-Dim. Struct.* 1999. V. 1/2.
8. *Viglin N. A., Osipov V. V., Samokhvalov A. A. et al.* Heterostructure «Housler Alloy» Co_2MnSb / $n\text{-InSb}$: Emission in the Millimeter and Submillimeter Range // *Phys. Low-Dim. Struct.* 2000. V. 1/2.
9. *Schmidt G., Ferrand D., Molenkamp L. W. et al.* Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor // *Phys. Rev. B*. 2000. V. 63, № 8, R4790.

¹ Выполнение данной работы в немалой мере стимулировалось программой Минобразования РФ «Дофин» (проект 10–305 98) и грантом Е.02–3.4–06.

10. Немагнитные спиноводы и транспорт спина в полупроводниках / Гуржи Р. Н., Калинин А. Н., Копелиович А. И. и др. // Физика низких температур. 2001. Т. 27, № 11.
11. *Bemski G.* EPR in the n-InSb monocrystal // Phys. Rev. Lett. 1960. V. 4(2).
12. *Гершензон Е. М., Фогельсон М. С., Халитов В. Ю.* Исследование электронного парамагнитного резонанса на электронах проводимости кристаллов n-InSb // Физика и техника полупроводников. 1982. Вып. 16, № 7.
13. *Kuchar F., Kriechbaum M.* Electronic Paramagnetic Resonance and magnitoplasmic absorption in the semiconduction crystal // Lect. Note in Phys. 1982. V. 177.
14. *Борухович А. С., Осипов В. В., Виглин Н. А.* Спин-поляризованный транспорт и субмиллиметровая спектроскопия твердого тела // Физика твердого тела. 2002. Вып. 44, № 5.
15. *Бамбуров В. Г., Борухович А. С., Самохвалов А. А.* Введение в физикохимию ферромагнитных полупроводников. М., 1988.
16. *Осипов В. В., Виглин Н. А.* Спин-транспорт и спин-инжекция в структурах ферромагнитный полупроводник – полупроводник // Радиотехника и электроника. 2003. Вып. 48, № 5.
17. *Борухович А. С.* Физика материалов и структур сверхпроводящей и полупроводниковой спиновой электроники. Екатеринбург, 2004.

В. А. Гапонцев, В. В. Кондратьев

К ТЕОРИИ СПИНОДАЛЬНОГО РАСПАДА СПЛАВА С ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ЭНЕРГИЕЙ СМЕШЕНИЯ КОМПОНЕНТ, ИНДУЦИРОВАННОГО ПОТОКОМ ВАКАНСИЙ

Классические теории спинодального распада (явления абсолютной неустойчивости однородного твердого раствора относительно образования концентрационных волн) [1–4] описывают эволюцию бинарных сплавов к равновесному неоднородному состоянию. В настоящее время существует развитие этого подхода для многокомпонентных сплавов [5; 6] при условии локального равновесия более подвижных компонентов. Та же идея локального равновесия, примененная к полю концентрации вакансий, лежит в основе описания спинодального распада двухкомпонентного сплава за-