

Электрические инжекция и детектирование спин-поляризованных электронов в латеральных спиновых клапанах на гетеропереходах ферромагнитный металл–полупроводник InSb

Н. А. Виглин¹⁾, В. В. Устинов, В. М. Цвелиховская, Т. Н. Павлов

Институт физики металлов им. Михеева УрО РАН, 620990 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 11 ноября 2014 г.

После переработки 2 декабря 2014 г.

Создано латеральное спинтронное устройство на полупроводнике InSb с инжектором и детектором спин-поляризованных электронов (изготовленными из Fe), отделенными от полупроводникового канала туннельным барьером из MgO. Продемонстрированы электрические инжекция и детектирование спин-поляризованных электронов в одном устройстве. На основании измерений эффекта Ханле получены данные о параметрах спиновой подсистемы электронов проводимости полупроводника InSb и спиновой поляризации инжектированных электронов в полупроводнике на гетеропереходе Fe/MgO/InSb.

DOI: 10.7868/S0370274X15020095

Введение. Одной из основных проблем в полупроводниковой спиновой электронике является неэффективная спиновая инжекция из ферромагнитного проводника, служащего источником спин-поляризованных электронов, в полупроводник. Инжекция спин-поляризованных электронов из ферромагнитного металла в полупроводник может быть сильно осложнена из-за так называемого эффекта несоответствия проводимостей металла и полупроводника [1]. Ограничивающими эффективностью инжекции факторами являются также разного рода несовершенства интерфейса ферромагнетик–полупроводник. Другой проблемой в экспериментах по спиновому транспорту является отсутствие универсальной устоявшейся методики детектирования спиновой поляризации электронов проводимости. Однако за последнее десятилетие наметился прогресс в преодолении затруднений как в инжекции, так и в детектировании поляризованных по спину электронов.

В спиновой электронике был достигнут значительный прогресс в осуществлении эффективной электрической инжекции спин-поляризованных электронов из ферромагнитных металлов в полупроводники. Детектирование спиновой инжекции производилось путем регистрации поляризованной фотолуминесценции в многослойных структурах на основе полупроводника GaAs [2, 3]. Использование арсенида галлия стало уже почти традиционным,

поскольку для этого полупроводника достаточно хорошо развиты технологии эпитаксиального наращивания слоев. Кроме того, электроны в GaAs обладают более высокой по сравнению с металлами подвижностью, $\mu = 10500 \text{ см}^2/\text{Вс}$ при 300 К [4], что делает его перспективным для создания устройств с латеральными спиновыми клапанами. Появились сообщения о создании таких устройств с электрическим детектированием поляризованных электронов в GaAs [5, 6], а также в полупроводнике Si [7, 8].

Следует заметить, что полупроводник InSb благодаря малой эффективной массе электронов и их рекордной подвижности среди полупроводников группы $A^{III}B^V$ ($\mu = 1.2 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$ при 77 К [4]) имеет, пожалуй, лучшие, чем GaAs, перспективы для создания спиновых устройств, в том числе с латеральным расположением электродов инжектора и детектора. Однако сообщений об этом еще не было. Имеются только сведения о реализации электрической инжекции поляризованных электронов в полупроводник InSb, обеспечивающей генерацию электромагнитного излучения миллиметрового диапазона [9, 10]. Вывод о возможности спинового инжектирования в InSb был сделан на основании регистрации генерируемого спиновой подсистемой электромагнитного излучения – косвенного эффекта, связанного с появлением спин-поляризованных электронов в полупроводнике, но не с прямым их детектированием.

В настоящей работе мы сообщаем о реализации электрической инжекции спин-поляризованных электронов и их электрическом детектировании в

¹⁾e-mail: viglin@imp.uran.ru

устройстве с латеральными ферромагнитными контактами на полупроводнике n -InSb. Обнаружить возникновение поляризации в полупроводнике можно путем встраивания в устройство детектора, чувствительность которого к спиновой поляризации основана на спин-зарядовой связи Джонсона–Силсби [11, 12].

Электрическое детектирование спинового транспорта: эффект Ханле. Простейшее латеральное устройство для прямого наблюдения спин-транспортных явлений включает в себя четыре намагниченных внешним магнитным полем \mathbf{V}_{\parallel} ферромагнитных электрода, имеющих электрический контакт с парамагнитным проводником (рис. 1а). Поле \mathbf{V}_{\parallel} лежит в плоскости контактов и направлено параллельно оси y . После намагничивания контактов оно может быть выключено. Предполагается, что контакты обладают остаточной намагниченностью. Кроме того, считается, что электроны проводимости в ферромагнетике обладают отличной от нуля поляризацией по спину, например за счет внутреннего обменного взаимодействия с магнитно-упорядоченной системой локализованных электронов. Намагниченный электрод F3 при пропускании через него тока из F1 играет роль инжектора поляризованных электронов. Электроны, вытекающие из F3, могут под действием электрического поля дрейфовать в направлении F1 и диффундировать по всем другим возможным направлениям. Электрод F4 находится вне токовой цепи и расположен вблизи инжектора на расстоянии, соизмеримом с длиной спиновой диффузии L_s . Этот электрод служит детектором спинового состояния электронов проводимости в парамагнетике. Между ним и электродом F6, находящимся на расстоянии от F3, много большем L_s , должно появиться так называемое нелокальное напряжение V_d . Согласно модели, предложенной в [12], природа этого электрического сигнала объясняется изменением химпотенциала группы поляризованных электронов (под детектором) относительно химпотенциала электронов с равновесным распределением по спину (под дальним контактом). В силу условий электрохимического равновесия в электронной системе полупроводника отклонения химпотенциала в отдельных его областях компенсируются возникновением разности электрических потенциалов между этими областями, т.е. между детектором и удаленным электродом. Величина V_d , с одной стороны, пропорциональна результирующей спиновой плотности электронного газа в парамагнетике под контактом F4. С другой стороны, она зависит от тока инжектора I_e , расстояния d между центральными осями инжектора и детекто-

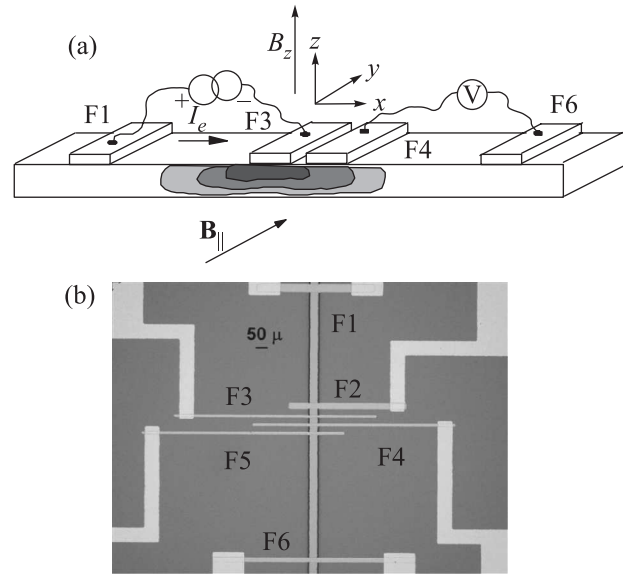


Рис. 1. (а) – Схема устройства для измерений электрических сигналов, обусловленных диффузией спин-поляризованных электронов. Ферромагнитные электроды F1, F3, F4, F6, намагниченные вдоль оси y , расположены на поверхности полупроводникового канала, в котором происходит спиновый транспорт. Ток I_e течет от F1 к F3. Под F3 затемнением с разной контрастностью условно показано облако поляризованных по спину электронов, степень поляризации которых по мере удаления от инжектирующего электрода убывает. Измерение нелокального напряжения производится между контактами F4 и F6. Магнитное поле при измерении эффекта Ханле изменяется в диапазоне ± 70 Гс вдоль оси z перпендикулярно плоскости устройства. (б) – Фотография устройства с латеральными контактами. Вертикальная полоска – n -InSb, наблюдаемый в окне размерами $50 \text{ мкм} \times 1.8 \text{ мм}$, сделанном в слое фоторезиста толщиной 2 мкм . Канал из полупроводника пересекают шесть ферромагнитных горизонтальных полосок, состав и структура которых описаны в тексте. К горизонтальным полоскам подведены переходные контакты, заканчивающиеся контактными площадками (на фотографии не видны). Контакты F2 и F3 использовались в качестве инжекторов, а F3, F4 и F5 – как детекторы

ра, длины спиновой диффузии L_s в парамагнетике, его удельного сопротивления ρ , степени поляризации электронов в парамагнетике вблизи инжектора P , площади инжектора A . Воспользуемся выражением для V_d , уже полученным, например, в работах [6, 13]:

$$V_d = \pm V_0 \exp(-d/L_s), \quad V_0 = P^2 I_e L_s \rho / 2A. \quad (1)$$

Напряжение отрицательного знака возникает на детекторе, когда инжектор и детектор намагничены

параллельно. При противоположном намагничивании напряжение будет положительным.

При детектировании V_d производят измерение нелокального напряжения при параллельной и антипараллельной намагниченности инжектора и детектора. Такая ситуация может быть создана неодновременным перемагничиванием контактов магнитным полем \mathbf{B}_{\parallel} . Для этого поле плавно меняют по величине и направлению от y до $-y$ и обратно (рис. 1а). Однако если при перемагничивании в контактах возникает доменная структура с различным направлением намагниченности в доменах, то результаты измерений V_d будут неоднозначны.

Более убедительная и однозначная демонстрация возможности регистрации спин-индуцированного сигнала может быть осуществлена, когда изменяется направление результирующей намагниченности поляризованных электронов, а направления намагниченности инжектора и детектора заданы заранее и неизменны. Такое управление направлением намагниченности электронов можно реализовать с помощью магнитного поля с индукцией \mathbf{B}_z , направленной перпендикулярно намагниченности инжектора и, следовательно, намагниченности газа поляризованных электронов. Данная геометрия эксперимента позволяет наблюдать так называемый эффект Ханле. Спины электронов, диффундирующих от инжектора к детектору, в поперечном магнитном поле с модулем индукции B_z за время t поворачиваются на угол $\varphi = \omega_L t$. Здесь $\omega_L = gB_z\mu_B/\hbar$ – частота Лармора, g – g -фактор электронов проводимости, μ_B – магнетон Бора, \hbar – постоянная Планка. В предположении того, что детектор чувствителен к проекции спина на его собственное направление намагниченности, вклад в выходной сигнал от каждого электрона будет пропорционален $\cos\varphi$. Поскольку электроны имеют различное время транзита, углы спиновой прецессии также будут разными. Если разница углов будет сравнима с периодом Лармора, средний спин зонда окажется нулевым. Для подсчета в точке детектирования вклада от всех электронов необходимо провести интегрирование по всем временам диффузии. Кроме того, необходимо учесть, что во время диффузии происходит релаксация со временем τ_s [14]. Таким образом, результирующее напряжение $V(B_z, d)$ в зависимости от поперечного магнитного поля B_z в точке, удаленной от инжектора на расстояние d , может быть рассчитано с помощью выражения [6]

$$V(B_z, d) = \pm V_0 \int_0^{\infty} \frac{\exp(-d^2/4Dt)}{\sqrt{4\pi Dt}} \cos(\omega_L t) \exp(-t/\tau_s) dt. \quad (2)$$

Здесь $D = L_s^2\tau_s^{-1}$ – коэффициент диффузии спинов. После вычисления интеграла получим зависимость $V(B_z, d)$ напряжения на детекторе от поля B_z и расстояния до инжектора d в явном виде:

$$V(B_z, d) = \pm V_0 \exp\left(-\frac{d}{L_s}\alpha\right) \times \left[\frac{\alpha \cos\left(\frac{d}{L_s}\beta\right) - \beta \sin\left(\frac{d}{L_s}\beta\right)}{\alpha^2 + \beta^2} \right], \quad (3)$$

где

$$\alpha = \frac{\sqrt{1 + (\omega_L\tau_s)^2} + 1}{\sqrt{2}}, \quad \beta = \frac{\sqrt{1 + (\omega_L\tau_s)^2} - 1}{\sqrt{2}}.$$

Знак “+” соответствует противоположной намагниченности инжектора и детектора, а знак “-” – параллельной. Напомним, что от магнитного поля B_z зависит частота прецессии: $\omega_L = gB_z\mu_B/\hbar$. Видно, что при $B_z = 0$ значения выражений (1) и (3) совпадают.

Приготовление образцов и эксперимент. Образцы были приготовлены на квадратных подложках со стороной 10 мм и толщиной 0.4 мм, вырезанных из пластины (100) нелегированного n -InSb. Шероховатость поверхности (менее 0.6 нм) определялась оптическим профилометром. Данные о концентрации электронов ($n = 1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) и их подвижности ($\mu = 6.2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$ при 77 К) были взяты из сертификата полупроводниковой пластины. На подложку наносился слой фоторезиста, на котором засвечивалось и проявлялось окно размером $50 \text{ мкм} \times 1.8 \text{ мм}$ (рис. 1б). Оставшийся после проявления фоторезист играл роль изолирующего слоя. Ферромагнитные контакты наносились на пластину полупроводника методом магнетронного напыления. Состав и толщина слоев, образующих контакт (в порядке нанесения): туннельный барьер из MgO (1.8 нм), ферромагнитный слой из Fe (80 нм) и закрывающий слой из Ta (3 нм). Нужная латеральная геометрия контактов формировалась методами фотолитографии с использованием технологии срыва (lift-off). Также с помощью этой технологии формировались переходы и контактные площадки, состоящие (в порядке нанесения) из слоев Ni (8 нм), Cu (10 нм) и Ag (60 нм). Слои из Ni и Cu фабриковались магнетронным, а из Ag – резистивным испарением. Размеры контактов F1 и F2 $38 \times 680 \text{ мкм}^2$, контактов

F3, F4, F5 $18 \times 1190 \text{ мкм}^2$, контакта F6 $30 \times 1190 \text{ мкм}^2$. Расстояния между центральными осями контактов F1 и F2, F5 и F6 более 0.65 мм. Расстояния между соседними центральными осями контактов F3, F4, F5 48 мкм, а контактов F2 и F3 – 58 мкм. Длинные стороны контактов были ориентированы вдоль кристаллической оси [110] подложки из InSb.

Для измерения эффекта Ханле использовались источник постоянного тока на химических элементах, нановольтметр, криостат и электромагнит с программируемым источником питания. При низкотемпературных измерениях исследуемое устройство охлаждалось до 77 К, а ферромагнитные контакты намагничивались полем $\sim 1 \text{ кГс}$, направленным вдоль их длинной оси. Затем поле снижалось к нулю и все устройство поворачивалось в криостате на 90° так, чтобы направление поля стало перпендикулярным плоскости контактов. При регистрации эффекта Ханле производилась медленная развертка поперечного магнитного поля в диапазоне $\pm 70 \text{ Гс}$. Отметим, что эти поля по величине много меньше поперечного поля анизотропии плоского ферромагнитного контакта, которое для железа составляет 2 Тл. Поэтому они не оказывают существенного влияния на продольную намагниченность контактов.

Регистрировалось напряжение на детекторе (F3, F4 или F5) относительно удаленного электрода F6 в зависимости от магнитного поля. В качестве инжектора использовались контакты F2 и F3. Для этого между одним из них и F1 пропускаться постоянный ток. На рис. 2 в обозначении $V_{k,l}$ индекс “ k ” соответствует номеру инжектирующего контакта, а “ l ” – детектирующего. Регистрируемый сигнал представлял собой суперпозицию напряжений, сильно отличающихся по амплитуде (рис. 2а). Одно из этих напряжений с амплитудой от долей до единиц мкВ интерпретировалось как связанное со спиновым сигналом при параллельном намагничивании инжектора и детектора при эффекте Ханле, зависимость которого от тока и магнитного поля описывается выражением (3). Второй вклад, так называемый сигнал фона с амплитудой от десятков до сотен мкВ имел линейную зависимость от тока и квадратичную от магнитного поля. Природа этого сигнала связана с растеканием тока зарядов в полупроводнике [5], его зависимость от магнитного поля определяется полевой зависимостью сопротивления полупроводника. Данный сигнал аппроксимировался полиномом второго порядка (штриховая линия на рис. 2а). На рис. 2б и с разность исходного и фонового сигналов изображена кружками, а напряжение, рассчитанное с помощью выражения (3), показано сплошными линиями.

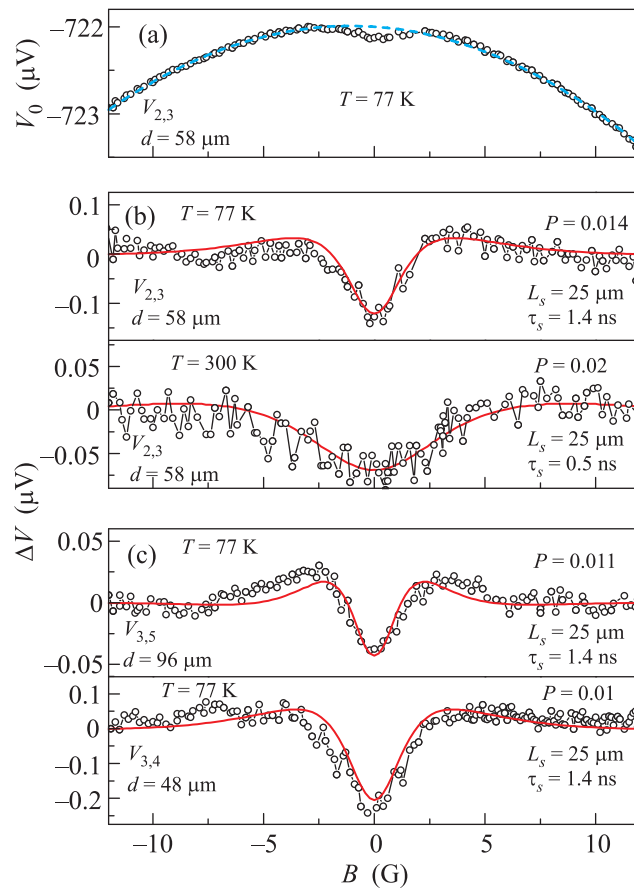


Рис. 2. Нелокальное напряжение для параллельно намагниченных контактов в зависимости от поля, направленного перпендикулярно плоскости устройства. Индексы в обозначении $V_{k,l}$ соответствуют номерам контактов инжектора (k) и детектора (l). (а) – Исходный сигнал при токе $I_e = 0.6 \text{ мА}$ и температуре $T = 77 \text{ К}$ для инжектора F2 и детектора F3, представляющий собой суперпозицию спинового и фонового сигналов. Сигнал фона аппроксимирован полиномом второго порядка (штриховая линия). (б) – Кривые Ханле, полученные вычитанием фонового сигнала из исходного, при токе $I_e = 0.6 \text{ мА}$ для инжектора F2 и детектора F3 (расстояние 58 мкм). Верхний график – $T = 77 \text{ К}$, нижний – $T = 300 \text{ К}$. (с) – Кривые Ханле, полученные вычитанием фонового сигнала из исходного, при токе $I_e = 1.44 \text{ мА}$ и $T = 77 \text{ К}$ для инжектора F3 и детекторов F5 и F4 (расстояние 96 и 48 мкм соответственно). Экспериментальные данные на панелях б и с показаны кружками. Все сплошные кривые получены с помощью выражения (3) с подгонкой параметров

При расчете в выражение (3) закладывались значения размеров ферромагнитных контактов в области их пересечения с полупроводником, расстояния между контактами d , величина тока I_e и g -фактор электронов в InSb ($g = -52$). Удельное сопротивление

полупроводника $\rho = 0.084 \text{ Ом/см}$ рассчитывалось с использованием связи $\rho = 1/en\mu$, где e – заряд электрона. При вычислении с помощью выражения (3) напряжения $V(B_z, d)$ также проводилось его усреднение по ширине соответствующих контактов инжектора и детектора. Параметры L_s , τ_s и P являлись подгоночными.

На рис. 2b приведены разности исходного сигнала и фона для инжектора F2 и детектора F3, полученные при различных температурах: $T = 77$ и 300 К . На рис. 2c разности сигналов для инжектора F3 и детекторов F4 и F5 получены при $T = 77 \text{ К}$. Длина спиновой диффузии L_s рассчитывалась из зависимости спинового сигнала от расстояния для одного и того же инжектора F3, но разных детекторов, F4 и F5. В результате получено значение $L_s = 25 \text{ мкм}$ (рис. 2c). Ширина линии в выражении (3) определяется главным образом величиной g -фактора и временем релаксации спина τ_s . При подгонке расчетных данных к экспериментальным было получено $\tau_s = 1.4 \text{ нс}$ при $T = 77 \text{ К}$ и $\tau_s = 0.5 \text{ нс}$ при комнатной температуре (рис. 2b).

Приведем независимую оценку времени релаксации спина τ_s в InSb на основании данных электронного парамагнитного резонанса (ESR). В InSb с концентрацией электронов $n = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при температуре $T = 4.2 \text{ К}$ ширина линии ESR на электродах проводимости $\Delta H = 2 \text{ Э}$ [15], что соответствует времени поперечной релаксации спина $T_2 = 6.5 \text{ нс}$. В предположении, что $T_2 = \tau_s$, время релаксации спина $\tau_s \approx 6.5 \text{ нс}$. Для образца с $n = 1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ это время должно быть еще больше. Однако с повышением температуры время релаксации укорачивается. Полученные значения, $\tau_s = 1.4 \text{ нс}$ при $T = 77 \text{ К}$ и $\tau_s = 0.5 \text{ нс}$ при $T = 300 \text{ К}$, отражают тенденцию уменьшения времени релаксации с ростом температуры, а по порядку величины удовлетворительно согласуются со временем релаксации, оцененным на основании данных ESR в InSb при $T = 4.2 \text{ К}$.

Из измерений эффекта Ханле мы получили для InSb значение $L_s = 25 \text{ мкм}$. Оно существенно (в 4–6 раз) больше длины спиновой диффузии в GaAs, где L_s составляет от 6 мкм [5] до 3 мкм [6]. Это может быть объяснено тем, что в InSb подвижность электронов на два порядка выше, чем в GaAs [4]. Напомним, что длина спиновой диффузии $L_s = (D\tau_s)^{1/2}$. Подвижность μ и коэффициент диффузии связаны соотношением Эйнштейна, которое для невырожденных электронов имеет вид $D = \frac{k_B T}{e} \mu$, где k_B – константа Больцмана. Отсюда $L_s \sim \sqrt{\mu\tau_s}$. Время τ_s , измеренное нами в InSb, примерно в 3 раза меньше, чем

в GaAs [6]. Таким образом, длина спиновой диффузии в InSb примерно в 6 раз больше, чем в GaAs, что хорошо согласуется с нашими измерениями. Следует отметить, что величина L_s зависит не только от μ и температуры, но и от дефектности и других индивидуальных особенностей исследуемых образцов. В обзоре [16] показано, что значение параметра L_s , измеренное различными группами исследователей для разных образцов одного и того же материала, может отличаться в десятки раз.

Величину коэффициента поляризации электронов P для нашего устройства с использованием Fe-контактов и MgO туннельного барьера мы определили в диапазоне от 0.01 до 0.02. Это относительно невысокое значение P может быть следствием несовершенства туннельного барьера MgO в интерфейсе Fe/MgO/InSb. Дефекты туннельного барьера приводят к снижению его сопротивления и проявлению эффекта “несоответствия” проводимостей [1] для контактной пары Fe–InSb.

Таким образом, в настоящей работе продемонстрирована электрическая схема инжекции и детектирования спин-поляризованных электронов в полупроводнике InSb с использованием ферромагнитных металлических контактов из Fe на основе наблюдения эффекта Ханле. Определены параметры спиновой системы этого полупроводника. Оценены параметры его интерфейса с инжектором и детектором из Fe.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме “Спин” 01201463330 (проект # 12-Т-2-1011) при поддержке Минобрнауки РФ (грант # 14.Z50.31.0025), РФФИ (грант # 13-02-00749) и Программы государственной поддержки ведущих научных школ РФ (грант # НШ-1540.2014.2).

1. G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip, and B. J. Van Wees, Phys. Rev. B **62**, 4790 (2000).
2. H. J. Zhu, M. Ramsteiner, H. Kostial, M. Wassermeier, H.-P. Schönherr, and K. H. Ploog, Phys. Rev. Lett. **87**, 016601 (2001).
3. C. Adelman, X. Lou, J. Strand C. J. Palmstrøm, and P. A. Crowell, Phys. Rev. B **71**, 121301 (2005).
4. А. Я. Нашельский, *Технология спецматериалов электронной техники*, Металлургия, М. (1993), с. 368.
5. X. Lou, C. Adelman, S. A. Crooker, E. S. Garlid, J. Zhang, S. M. Reddy, S. D. Flexner, C. J. Palmstrøm, and P. A. Crowell, Nature Physics **3**, 197 (2007).
6. M. Ciorga, A. Einwanger, U. Wurstbauer, D. Schuh, W. Wegscheider, and D. Weiss, Phys. Rev. B **79**, 165321 (2009).
7. I. Appelbaum, B. Huang, and J. Monsma, Nature **447**, 295 (2007).

8. O. M. J. van 't Erve, A. L. Friedman, E. Cobas, C. H. Li, J. T. Robinson, and B. T. Jonker, *Nat. Nanot.* **7**, 737 (2012).
9. Н. А. Виглин, В. В. Устинов, В. М. Цвелиховская, О. Ф. Денисов, *Письма в ЖЭТФ* **84**, 84 (2006).
10. Н. А. Виглин, В. В. Устинов, В. В. Осипов, *Письма в ЖЭТФ* **86**, 221 (2007).
11. M. Johnson and R. H. Silsbee, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1790 (1985).
12. M. Johnson and R. H. Silsbee, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 5312 (1988).
13. F. J. Jedema, H. B. Heersche, A. T. Filip, J. J. A. Baselmans, and B. J. van Wees, *Nature* **416**, 713 (2002).
14. J. Fabian, A. Matos-Abiague, C. Ertler, P. Stano, and I. Žutić, *Acta Phys. Slov.* **57**, 565 (2007).
15. G. Bemski, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 62 (1960).
16. J. Bass and W. P. Pratt, Jr, *J. Phys. Cond. Matt.* **19**, 183201 (2007).