

СПИНОВЫЙ ТРАНСПОРТ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ InSb С РАЗЛИЧНОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

Н. А. Виглин^{a}, Ю. В. Нижулин^{b,c}, В. М. Цвелиховская^a,*

Т. Н. Павлов^a, В. В. Проглядо^a

^a *Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
620990, Екатеринбург, Россия*

^b *СФИРЭ им. В. А. Котельникова Российской академии наук
410019, Саратов, Россия*

^c *СГУ им. Н. Г. Чернышевского
410012, Саратов, Россия*

Поступила в редакцию 2 декабря 2021 г.,
после переработки 11 декабря 2021 г.
Принята к публикации 22 декабря 2021 г.

В латеральных спиновых устройствах, изготовленных на полупроводниках InSb с различной концентрацией электронов, исследовались величина спин-индуцированного напряжения при эффекте Ханле и значение коэффициента спиновой поляризации электронов. Установлено, что с увеличением концентрации электронов величины как напряжения, так и коэффициента поляризации уменьшаются.

DOI: 10.31857/S0044451022060104

EDN: DUNZVZ

1. ВВЕДЕНИЕ

В течение последних нескольких десятилетий интенсивно исследуются спин-зависимые явления в полупроводниках в контексте их применения в электронике [1]. Одну из основных составляющих этих явлений представляет электрическая спиновая инжекция — прямой метод создания неравновесной спиновой населенности в системе электронов проводимости полупроводников. Метод был предложен Ароновым и Пикусом еще в 70-х годах прошлого века [2]. С тех пор сделано много важных достижений как в области управления спиновой поляризацией электрического тока с помощью магнитного поля, так и наоборот, управления магнетизмом электрическими средствами [3–6], однако надежный эффект инжекции спина в полупроводники долго не был достигнут [7–9]. Основной причиной, вызывающей подавление спиновой поляризации электронов в полупроводнике при электрической инжекции спинов из ферромагнитного металла является эффект «несоответствия проводимостей» (conductivity mismatch)

[10]. Значительно ослабить этот эффект можно, если разместить в интерфейсе между ферромагнитным металлом и полупроводником дополнительный слой, фильтрующий ток спинов, например, монослой графена [11]. Фильтрующими свойствами обладают тонкие диэлектрические пленки, образующие туннельный барьер, а также барьеры Шоттки. Понадобилось почти два десятилетия, для того чтобы результаты спиновой инжекции были существенно улучшены. Появились сообщения о регистрации величины спиновой поляризации в полупроводнике $P_n \approx 40\%$ при электрической инжекции спинов в вырожденный GaAs с концентрацией электронов $n = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ из магнитного полупроводника (Ga, Mn)As через барьер Шоттки [12] и в вырожденный Si ($n = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) через слой графена из ферромагнитного сплава NiFe [11]. В невырожденном полупроводнике InSb ($n = 1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) был достигнут $P_n = 25\%$ при инжекции спинов из ферромагнитного сплава CoFe через туннельный барьер, созданный в слое диэлектрика MgO с низким содержанием дефектов [13].

Отметим, что высокие значения спиновой поляризации получены как для вырожденных, так и для невырожденных полупроводников, имеющих суще-

* E-mail: viglin@imp.uran.ru

ственно различные концентрации электронов. Поскольку результаты получены в различных спиновых устройствах с разными полупроводниками и инжекторами, представляется актуальным исследовать зависимость P_n от n для одного и того же полупроводника, например InSb.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОЛОЖЕНИЯ И ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЙ

Коэффициент спиновой поляризации электронов проводимости

$$P_n^{(\lambda)} = s/n, \tag{1}$$

где индекс λ обозначает материал, например, $\lambda = F$ для ферромагнетика или $\lambda = N$ для немагнитного полупроводника, n_{\uparrow} и n_{\downarrow} — концентрации электронов проводимости со спином вверх и со спином вниз в соответствующих материалах, $s = (n_{\uparrow} - n_{\downarrow})$ — концентрация спинов, общая концентрация электронов $n = (n_{\uparrow} + n_{\downarrow})$. Определим также поляризацию спиновой проводимости $P_{\sigma}^{(\lambda)} = \sigma_s/\sigma$, где спиновая проводимость $\sigma_s = (\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow})$ и проводимость $\sigma = (\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow})$, а σ_{\uparrow} и σ_{\downarrow} — составляющие проводимости для электронов соответственно со спином вверх и со спином вниз. Аналогично определим поляризацию спинового тока $P_j^{(\lambda)} = j_s/j$, где плотность тока спинов $j_s = (j_{\uparrow} - j_{\downarrow})$ и плотность тока зарядов $j = (j_{\uparrow} + j_{\downarrow})$, а j_{\uparrow} и j_{\downarrow} — составляющие плотности тока для электронов соответственно со спином вверх и со спином вниз.

При электрической инжекции спин-поляризованных электронов из F в N (см. рис. 1) поляризация электронов P_n^N в полупроводнике оценивается по величине спин-индуцированного напряжения, возникающего на ферромагнитном детекторе. Природа этого напряжения связана с изменением электрохимического потенциала электронного газа в немагнитном проводнике вследствие поляризации в нем электронов по спину. Существует несколько подходов для расчета этого напряжения. В исторически первой модели «спин-зарядовой связи» Джонсона и Силсби [14] напряжение на детекторе рассматривается как напряжение, необходимое для установления электрохимического равновесия в электронных системах ферромагнитного и немагнитного металлов. Модель имеет недостаток, заключающийся в том, что не позволяет проводить прямое вычисление спиновой поляризации тока [15]. В дрейф-диффузионной модели, предложенной в работе [16], спин-индуцированное напряжение рассматривается как следствие изменения контакт-

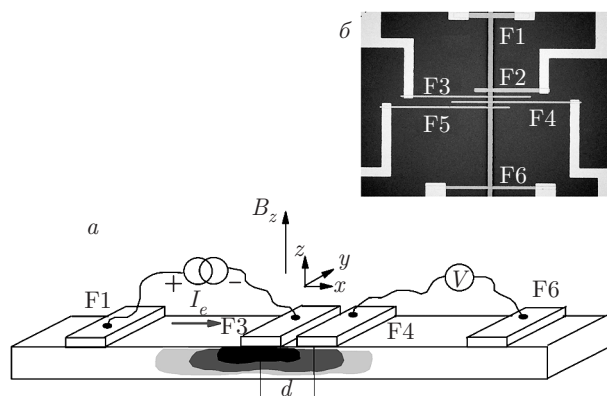


Рис. 1. а) Схема устройства для измерения электрических сигналов, обусловленных диффузией спин-поляризованных электронов. Ферромагнитные электроды F1, F3, F4, F6, намагничены вдоль оси y , расположены на поверхности полупроводникового канала, в котором происходит спиновый транспорт. Между контактами и полупроводником — тонкая прослойка диэлектрика (на схеме не показана). Ток I_e течет от F1 к F3. Под F3 затемнением с разной контрастностью условно показано облако поляризованных по спину электронов, степень поляризации которых убывает по мере дрейфа в направлении к F1 и диффузии во всех направлениях. Измерение напряжения, индуцированного диффундирующими электронами, проводится между контактами F4 и F6, расположенными вне цепи тока. б) Фотография устройства с латеральными контактами. Вертикальная полоска — полупроводник InSb, который виден в окне, сделанном в слое фоторезиста. Размер окна 50 мкм × 1.8 мм. Канал из полупроводника пересекают шесть ферромагнитных горизонтальных контактов, состав и структура которых описаны в тексте. К ферромагнитным контактам подведены переходные, заканчивающиеся контактными площадками (на фотографии не видны). Контакты F2 и F3 использовались в качестве инжекторов, а F3, F4 и F5 — как детекторы

ной разности потенциалов между F и N при отклонении спиновой системы полупроводника от равновесия. В основу этой модели заложена непрерывность спиновых и зарядовых токов, протекающих через контакт между N и F. В рамках модели напряжение на детекторе рассчитывается с помощью выражения

$$V_D(d) = \pm e^{-1} P_n^F P_n^N [n/\partial n/\partial \zeta] \exp(-d/L_s^N). \tag{2}$$

Здесь e — заряд электрона, L_s^N — длина спиновой диффузии в N, n — концентрация электронов в N, величина множителя $[n/\partial n/\partial \zeta]$ порядка энергии Ферми для вырожденного полупроводника и составляет порядка $k_B T$ для невырожденного [16], ζ — химический потенциал в N, k_B — постоянная Больцмана, T — температура. Знак перед выражением за-

висит от взаимного направления намагниченности инжектора и детектора. Спиновая поляризация

$$P_n^N = P_j w \tau_s j / 2ne(L_s^N)^2. \quad (3)$$

Здесь w — ширина инжектора, P_j — поляризация спинового тока, τ_s — время спиновой релаксации, L_s^N — длина спиновой диффузии, $j = I_e/A$ — плотность тока, I_e — ток зарядов, A — площадь инжектора. Параметры P_j , τ_s и L_s^N находятся при подгонке экспериментальных данных, полученных при эффекте Ханле, к теоретическим. Модель неплохо описывает поведение поляризации электронов P_n^N в зависимости от плотности тока j . Однако поведение P_n^N в зависимости от n можно оценить только качественно из-за отсутствия в этой модели влияния величин сопротивлений F, N и контакта между ними на поляризацию спинового тока P_j . В явном виде зависимость P_j от сопротивлений ферромагнетика, контакта и немагнитного материала представлена в модели так называемого квазихимического потенциала, предложенной в работе [17]. Под квазихимическим потенциалом подразумевается добавка к химическому потенциалу, обусловленная спиновой поляризацией электронов проводимости. Согласно этой модели химический потенциал претерпевает скачок в области контакта, а напряжение на детекторе пропорционально падению квазихимического потенциала на дистанции между инжектором и детектором.

В модели, предложенной в работе [17], инжекция спин-поляризованных электронов из F в N осуществляется через тонкий диэлектрический слой, имеющий эффективное сопротивление R_C . На ферромагнитном контакте-детекторе, расположенном на расстоянии d от инжектора, индуцируется напряжение $V_D(d)$, зависящее от величин спиновой поляризации P_n^N , возникшей в немагнитном полупроводнике, от концентрации электронов n в N, от дистанции d и от поляризации спинового тока P_j в системе ферромагнетик–контакт–полупроводник:

$$V_D(d) = \pm e^{-1} P_j P_n^N [n/\partial n/\partial \zeta] \exp(-d/L_s^N). \quad (4)$$

Поляризация спинового тока P_j зависит от соотношения эффективных сопротивлений диэлектрической прослойки R_C , ферромагнетика $R_F = \rho_F L_s^F/A$ и полупроводника $R_N = \rho_N L_s^N/A$, где ρ_F и ρ_N — удельные сопротивления F и N, а также от поляризации проводимости P_σ^F ферромагнетика и P_σ^C контакта [17]:

$$P_j = (R_F P_\sigma^F + R_C P_\sigma^C)/(R_F + R_C + R_N). \quad (5)$$

Спиновая поляризация P_n^N определяется следующим выражением [17]:

$$P_n^N = P_j j e R_N [(\partial n/\partial \zeta)/n]. \quad (6)$$

В модели прозрачного контакта при инжекции электронов из ферромагнитного металла в немагнитный полупроводник, когда $R_C \ll R_F \ll R_N$, поляризация спинового тока

$$P_j \approx (R_F/R_N) P_\sigma^F \ll P_\sigma^F, \\ P_n^N \approx P_\sigma^F j e R_F [(\partial n/\partial \zeta)/n].$$

Фактор $[n/(\partial n/\partial \zeta)]/e$ имеет размерность напряжения, обозначим его V_0 . Величина V_0 зависит от n . Ниже мы рассчитаем $n/(\partial n/\partial \zeta)$ и покажем, что напряжение V_0 увеличивается с ростом концентрации электронов. Падение напряжения на эффективном сопротивлении ферромагнетика обозначим $V_F = j R_F$, тогда в прозрачном контакте $P_n^N = P_\sigma^F V_F/V_0$. В туннельном контакте, когда $R_C \gg \gg R_F, R_N$, поляризация тока $P_j \approx P_\sigma^C$ и $P_n^N \approx \approx P_\sigma^C V_N/V_0$, где $V_N = j R_N$.

Видно, что величина P_n^N в туннельном контакте выше, чем в прозрачном, поскольку напряжение $V_N \gg V_F$ при $R_F \ll R_N$. Характер зависимости P_n^N от n в прозрачном и туннельном контактах различаются, поскольку в прозрачном контакте от концентрации электронов зависит только $1/V_0$, а в туннельном контакте — отношение V_N/V_0 .

Вид зависимости P_n^N от n определяется соотношением сопротивлений R_F и R_N , а также R_C , которое зависит от свойств интерфейса между ферромагнитными контактами и полупроводником. В свою очередь, характеристики интерфейса между F и N зависят от состояния поверхностей этих материалов и наличия дефектов в промежуточном диэлектрическом слое [18]. Поэтому окончательные свойства интерфейсов и характер зависимости P_n^N от n мы установим экспериментально.

Нашей задачей было экспериментальное исследование зависимости величин напряжения $V_D(d)$ и P_n^N от концентрации электронов n в четырех полупроводниковых спиновых устройствах, изготовленных на пленках полупроводника InSb с концентрацией электронов n , варьирующейся от $4 \cdot 10^{16}$ до $4 \cdot 10^{17}$ см⁻³ и одном устройстве, сформированном на пластине InSb с $n = 1.2 \cdot 10^{14}$ см⁻³.

3. МАТЕРИАЛЫ, МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения проводились в латеральном спиновом устройстве, представляющем собой планарную микросхему с набором узких, параллельных друг другу

Таблица. Параметры полупроводников и сформированных на них латеральных спиновых устройств: номер устройства, тип подложки, толщина пленки, концентрация электронов при комнатной температуре и при $T = 77$ К, подвижность электронов, поляризация тока в каждом устройстве, удельное сопротивление диэлектрического слоя в интерфейсе, время спиновой релаксации и длина спиновой диффузии, отношение концентрации электронов к плотности состояний для каждого устройства

№	Подложка	t , мкм	n_{293} , см^{-3}	n_{77} , см^{-3}	μ_{293} , $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	P_j	ρ_C , $\Omega \cdot \text{см}$	τ_s , нс	L_s^N , мкм	$\frac{n}{\partial n / \partial \zeta}$
1	GGG	0.45	$5 \cdot 10^{17}$	$4 \cdot 10^{17}$	$0.8 \cdot 10^4$	0.027	2.5	0.8	50	$15.3k_B T$
2	GGG	0.9	$1.1 \cdot 10^{17}$	$8.8 \cdot 10^{16}$	$1.75 \cdot 10^4$	0.028	5	1.1	60	$5.6k_B T$
3	AlN	1.05	$1 \cdot 10^{17}$	$8 \cdot 10^{16}$	$2.6 \cdot 10^4$	0.036	4.5	1.5	80	$5.2k_B T$
4	Si/SiO ₂	0.5	$5 \cdot 10^{16}$	$4 \cdot 10^{16}$	$3.6 \cdot 10^4$	0.041	13	1.0	45	$3.3k_B T$
5	Пластина InSb	400		$1.2 \cdot 10^{14}$	$6.2 \cdot 10^5$	0.013	30	1.5	25	$1.02k_B T$

ферромагнитных контактов, пересекающих под прямым углом полупроводниковый канал (рис. 1).

Полупроводниковые латеральные спиновые устройства предполагают совершенные интерфейсы между металлическими контактами и каналом из полупроводника, в котором происходит спиновый транспорт. Для этих целей используются пластины из монокристалла полупроводника с высококачественной (Epi-ready) полировкой поверхности или эпитаксиальные пленки, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МВЕ). Методом МВЕ получают эпитаксиальные пленки GaAs, Si, а также InSb [19]. Однако мы исследовали пленки InSb, полученные методом взрывного термического испарения в вакууме, поскольку эти пленки были у нас в наличии, а концентрация электронов в этих пленочных образцах находилась в интересующем нас диапазоне $n \sim 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Исследовались четыре образца с пленками InSb толщиной t от 0.5 до 1 мкм, синтезированных на подложках из гадолиний-галлиевого граната $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (GGG), AlN и Si/SiO₂ (см. таблицу). Исследовалось также спиновое устройство, изготовленное на пластине полупроводника с концентрацией электронов $n = 1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при $T = 77$ К, соответствующее номеру 5 в таблице. Рентгеноструктурные исследования показали, что пленки неоднородны и массовая концентрация компонентов: InSb — 90%, In — 10%. Пленки поликристаллически со средним размером кристаллитов 250 нм, ориентированных перпендикулярно плоскости подложки вдоль направления [111]. Средняя квадратичная шероховатость поверхности пленок, измеренная на атомном силовом микроскопе, составляла около 45 нм. Определение кон-

центрации n в пленках InSb были сделаны для комнатной температуры при измерении эффекта Холла. Значения концентрации носителей при комнатной температуре, n_{293} , приведены в таблице, там же даны ориентировочные значения концентрации n_{77} для температуры $T = 77$ К. Эти значения получены на основании данных измерения при двух температурах эффекта Холла в еще одной пленке InSb толщиной 750 нм, синтезированной на подложке GGG. Было определено, что в этом образце при $T = 293$ К плотность носителей $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $2.7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $T = 8$ К. Видно, что концентрация носителей уменьшается с изменением температуры от комнатной до $T = 8$ К приблизительно на 30%. Мы предположили, что при температуре $T = 77$ К в исследованных нами образцах концентрация носителей n_{77} уменьшится приблизительно на 20% по сравнению со значениями n_{293} .

Методами фотолитографии на поверхности пластины и образцов с пленками InSb были изготовлены латеральные спиновые устройства, содержащие по шесть $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ ферромагнитных контактов F1, F2 шириной по 35 мкм и F3–F6 шириной по 15 мкм, пересекающих под прямым углом полупроводниковый канал шириной 50 мкм (см. рис. 1). Расстояния между центральными осями контактов F1 и F2, F5 и F6 по 0.64 мм. Расстояние между соседними центральными осями контактов F3, F4, F5 составляло 50 мкм, а контактов F2 и F3 — 60 мкм. Перед нанесением ферромагнитных контактов с поверхности пластины и пленок удалялись слои оксидов путем травления ионами Ag. Ферромагнитные контакты наносились на пластину полупроводника методом магнетронного напыления. Состав и толщина

слоев, образующих контакт (в порядке нанесения): слой диэлектрика из MgO (1.8 нм), ферромагнитный слой из Co_{0.9}Fe_{0.1} (80 нм) и закрывающий слой из Au (3 нм). Переходы и контактные площадки, состоят (в порядке нанесения) из слоев Ni (3 нм), Cu (10 нм) и Ag (60 нм). Слои из Ni и Cu фабриковались магнетронным, а из Ag — резистивным испарениями.

Величина напряжения, возникающего на детекторе при спиновой инжекции, оценивалась при измерениях эффекта Ханле. Напряжение регистрировалось на детекторах F3, F4 или F5 относительно удаленного электрода F6. В качестве инжектора использовались контакты F2 или F3. Для этого между одним из них и F1 пропусклся постоянный ток. Для измерения эффекта Ханле использовались источник постоянного тока на химических элементах, нановольтметр, криостат и электромагнит с программируемым источником питания. При измерениях ферромагнитные контакты намагничивались полем 400 Гс, направленным вдоль их продольной оси (см. рис. 1). Затем поле снижалось до нуля, и все устройство поворачивалось в криостате на 90° так, чтобы направление поля стало перпендикулярным плоскости контактов. При регистрации эффекта Ханле проводилась медленная развертка поперечного магнитного поля B в диапазоне ± 20 Гс. Отметим, что эти поля по величине много меньше поперечного поля анизотропии плоского ферромагнитного контакта, которое для Co_{0.9}Fe_{0.1} составляет порядка 1.5 Тл. Поэтому поперечное поле B не оказывает существенного влияния на продольную намагниченность контактов. Спин-зависимое нелокальное напряжение $V_H(d, B)$ при эффекте Ханле может быть записано [16, 17] как

$$V_H(d, B) = \pm P_j^2 R_N j \exp(-\alpha d/L_s^N) \times \frac{\alpha \cos(\beta d/L_s^N) - \beta \sin(\beta d/L_s^N)}{\alpha^2 + \beta^2},$$

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

$$\beta = \frac{\sqrt{\sqrt{1 + (\omega_L \tau_s)^2} - 1}}{\sqrt{2}},$$
(7)

где частота Лармора $\omega_L = g\mu_B B/\hbar$, g есть g -фактор электронов проводимости в N, B — поперечное магнитное поле, \hbar — постоянная Планка, d — дистанция между инжектором и детектором, μ_B — магнетон Бора, τ_s — время релаксации спина в N. При расчете осуществляется подгонка теоретической зависимости напряжения $V_H(d, B)$ к эксперименталь-

но полученной. Подгоночными параметрами являются L_s^N , τ_s и P_j . Эффективность спиновой инжекции P_j , как видно из ее определения (5), зависит от соотношения сопротивлений R_C , R_F и R_N , а также от поляризации проводимости P_σ^F ферромагнетика и P_σ^C контакта. Сопротивление $R_F = \rho_F L_s^F/A$, где $\rho_F = 7 \cdot 10^{-10}$ Ом·см, $L_s^F = 1.2 \cdot 10^{-6}$ см для ферромагнетика Co_{0.9}Fe_{0.1} [20], A — площадь контакта, $R_N = \rho_N L_s^N/A$ рассчитывается на основании данных измерений Холла для каждого образца. Мы предположили, что в ферромагнетике Co_{0.9}Fe_{0.1}, который применялся в качестве инжектора, поляризация проводимости приблизительно равна поляризации электронов, $P_\sigma^F \approx P_n^F = 0.224$ [16]. Нам ничего не известно о величине поляризации проводимости контакта P_σ^C , поэтому в качестве начального, «затравочного», значения мы приняли, что $P_\sigma^C \approx 0.5$ как величина промежуточная между максимальным и минимальным значениями. Таким образом, при подгонке мы подбирали значение $R_C = \rho_C \Lambda/A$, где Λ — толщина, а ρ_C — удельное сопротивление слоя, разделяющего F и N. Видно, что в поле $B = 0$ напряжения, рассчитанные с помощью выражений (4) и (7), совпадают, $V_H(d, B) = V_D(d)$.

При расчете величин $V_D(d)$ и P_n^N в полупроводниках с различной концентрацией электронов необходимо вычислять значения $n/(\partial n/\partial \zeta)$. Для расчета воспользуемся соотношением, связывающим концентрацию носителей n в зоне проводимости с интегралом Ферми с индексом 1/2 [21]:

$$n = N_c \Phi_{1/2}(\zeta^*),$$
(8)

где N_c — эффективная плотность состояний; $\Phi_{1/2}(\zeta^*)$ — интеграл Ферми с индексом 1/2, $\zeta^* = \zeta/k_B T$ — приведенная энергия Ферми, ζ — энергия Ферми,

$$\Phi_{1/2}(\zeta^*) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{x^{1/2} dx}{1 + \exp(x - \zeta^*)},$$
(9)

$\Phi_{1/2}(\zeta^*)$ рассчитывается численными методами. Эффективная плотность состояний рассчитывается по формуле

$$N_c = 2(m_n k_B T / 2\pi \hbar^2)^{3/2}.$$
(10)

Здесь m_n — эффективная масса электрона. Для InSb $m_n = 0.013m_0$, где m_0 — масса свободного электрона. При $T = 77$ К для InSb величина $N_c = 4.82 \cdot 10^{15}$ см⁻³. С помощью соотношения (8) выразим множитель $n/(\partial n/\partial \zeta)$ через интеграл Ферми $\Phi_{1/2}(\zeta^*)$:

$$n/(\partial n/\partial \zeta) = \Phi_{1/2}(\zeta^*) k_B T / (\partial \Phi_{1/2}(\zeta^*) / \partial \zeta^*).$$
(11)

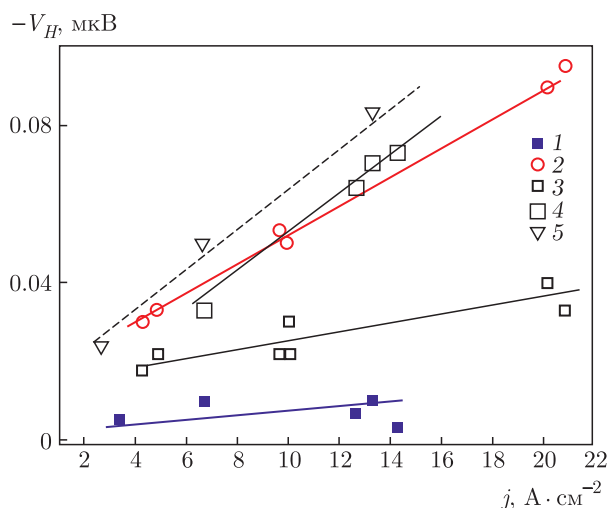


Рис. 2. Зависимость напряжения $-V_H(d, B)$ при эффекте Ханле от плотности тока j , протекающего через инжектор. Поперечное магнитное поле $B = 0$, расстояние между инжектором и детектором $d = 50$ мкм. Цифры, помечающие символы на рисунке, соответствуют номерам образцов в таблице

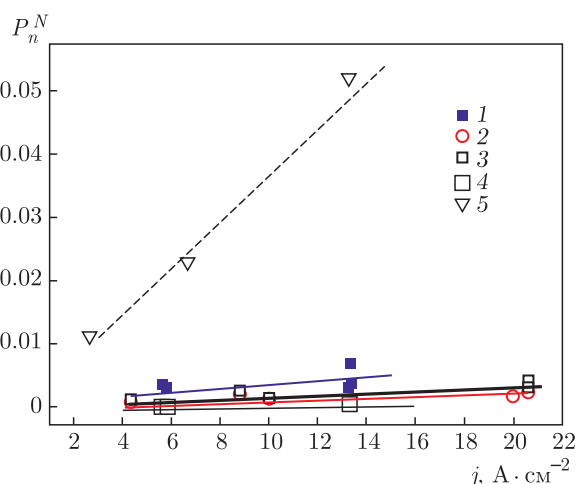


Рис. 3. Зависимость P_n^N от плотности тока j , протекающего через инжектор. Поперечное магнитное поле $B = 0$, расстояние между инжектором и детектором $d = 50$ мкм. Цифры, помечающие символы на рисунке, соответствуют номерам образцов в таблице

Значения $n/(\partial n/\partial \zeta)$ приведены в таблице. Видно, что $n/(\partial n/\partial \zeta)$ растет с увеличением n .

В предельных случаях $\Phi_{1/2}(\zeta^*)$ выражается простыми функциями. Для невырожденного полупроводника $\Phi_{1/2}(\zeta^*) = \exp(\zeta^*)$, в случае вырождения $\Phi_{1/2}(\zeta^*) = (4/3)\pi^{1/2}(\zeta^*)^{3/2}$.

На рис. 2 изображена зависимость напряжения $V_H(d, B)$ эффекта Ханле при $B = 0$ от плотности

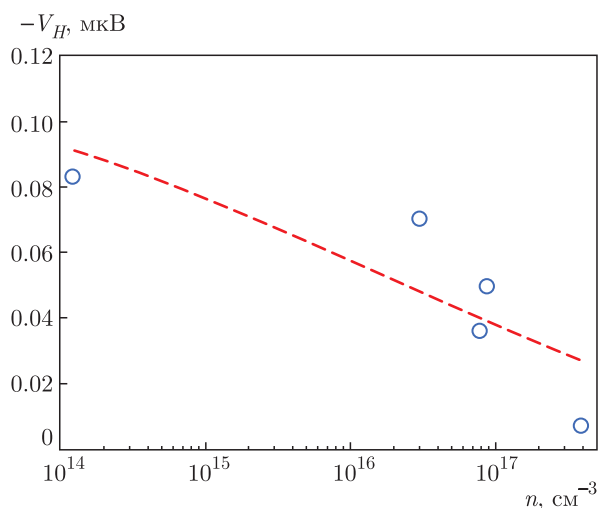


Рис. 4. Зависимость напряжения $-V_H$ при эффекте Ханле от n для $j \approx 13 A/cm^2$ (кружки). Штриховая линия — функция $y = 0.36 - 0.0084 \ln(x + 6 \cdot 10^{13})$, $x = n \cdot cm^3$

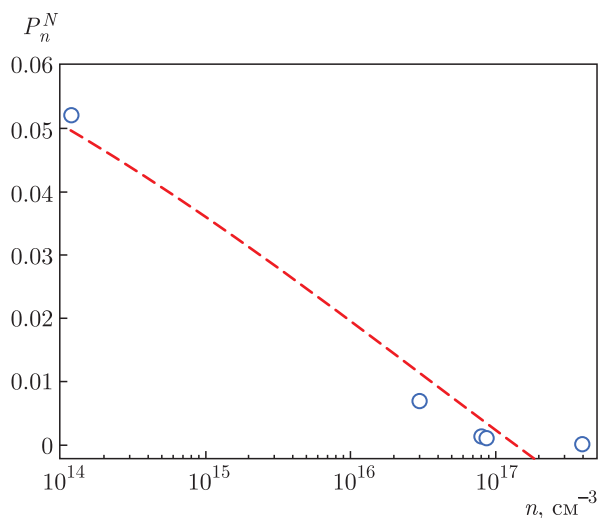


Рис. 5. Зависимость поляризации электронов в полупроводнике P_n^N от n для $j \approx 13 A/cm^2$ (кружки). Штриховая линия — функция $y = 0.29 - 0.0074 \ln(x + 6.34 \cdot 10^{14})$, $x = n \cdot cm^3$

тока j , протекающего через инжектор. Цифры, обозначающие символы, соответствуют номерам полупроводников, перечисленным в таблице. Нарастание спин-индуцированного напряжения при увеличении плотности тока в полупроводниках с низкой концентрацией электронов более быстрое.

На рис. 3 приведена зависимость величины поляризации P_n^N от плотности тока j , протекающего через инжектор. Величина поляризации P_n^N в полупроводниках рассчитывалась при подгонке теоретических значений напряжения при эффекте Ханле (уравнение (7)) к экспериментальным. Подгоночны-

ми параметрами являются ρ_C , τ_s и L_s . Видно, что P_n^N нарастает при увеличении плотности тока. Также заметно, что скорость нарастания выше в полупроводниках с меньшей концентрацией электронов n .

На рис. 4 изображена зависимость напряжения V_H от n , а на рис. 5 зависимость поляризации P_n^N от n для плотности тока в инжекторе $J \approx 13 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$. Видно, что величина спиновой поляризации электронов P_n^N в полупроводниках n-InSb уменьшается при росте концентрации электронов n . Напряжение эффекта Ханле V_H также убывает при увеличении n .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы исследовали величину спин-индуцированного напряжения V_H при эффекте Ханле и значение коэффициента спиновой поляризации электронов P_n^N в латеральных спиновых устройствах, изготовленных на полупроводниках InSb с различной концентрацией электронов n . Самые высокие значения спиновой поляризации были достигнуты в устройствах с полупроводниками, обладающими наименьшими концентрациями носителей заряда. В устройствах, изготовленных на пластине InSb ($n = 1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) и на пленке InSb ($n = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), при плотности тока инжектора около 13 А/см^2 значения P_n^N равны соответственно 5.2 % и 0.7 %. В устройствах, которые были изготовлены на пленках полупроводников с $n = 8 \cdot 10^{16}$, $8.8 \cdot 10^{16}$ и $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, значения P_n^N равны соответственно 0.13, 0.11 и 0.013 %. Уменьшение P_n^N согласуется с уменьшением сопротивления полупроводников R_N и множителя $[(\partial n / \partial \zeta) / n]$ при увеличении концентрации n (см. (6)), а также коэффициента спиновой поляризации тока P_j , который уменьшается от 4.1 % до 2.7 % при росте концентрации от $4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (см. таблицу). Более низкое значение $P_j = 1.3 \%$ для образца № 5 может быть за счет более высокого в этом образце удельного сопротивления диэлектрического слоя, $\rho_C = 30 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Как следует из таблицы, в пленочных образцах № 1–№ 4 удельное сопротивление контакта ρ_C существенно ниже, чем в образце № 5, поскольку шероховатость пленок значительно выше, чем шероховатость пластины InSb. Тем не менее за счет самых высоких значений R_N и $[(\partial n / \partial \zeta) / n]$ величина P_n^N в образце № 5 наибольшая. Таким образом, величина спиновой поляризации P_n^N уменьшается с увеличением плотности электронов. При том соотношении сопротивлений R_N , R_F и R_C , которое

было получено в наших спиновых устройствах, наблюдается спад $P_n^N \sim \ln(1/n)$.

Спин-индуцированное напряжение $V_H = V_D(d)$ (уравнение (5)) также убывает при росте концентрации n в соответствии с уменьшением P_j и P_n^N . Уменьшение V_H несколько нивелируется за счет роста множителя $n / (\partial n / \partial \zeta)$ при увеличении n (см. таблицу). Заметим, что спад напряжения V_H при росте n соответствует уменьшению контактной разности потенциалов в паре F и N. Контактная разность потенциалов ϕ_C между F и N зависит от разности работ выхода из F и N, которые определяются положением уровней Ферми ζ_F и ζ_N в каждом из этих материалов, $\phi_C = (\zeta_F - \zeta_N) / e$. Для вырожденного полупроводника $\zeta_N = k_B T \ln(n / N_c)$ [21]. Видно, что ζ_N увеличивается как $\ln n$ при росте плотности электронов в N, а контактная разность потенциалов ϕ_C уменьшается пропорционально $\ln(1/n)$.

Для спиновых устройств, изготовленных на тонких пленках, мы получили значения длины спиновой диффузии L_s^N в 2–3 раза более высокие, чем в устройстве, изготовленном на монокристаллической пластине InSb (см. таблицу). Корреляцию величины L_s^N в зависимости от толщины пленок, материала подложки или концентрации электронов мы не обнаружили. Можно предположить, что аномальные значения длины спиновой диффузии связаны с неоднородным составом пленок, представляющих собой гетеросистемы.

Финансирование. Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования России (тема «Спин», № АААА-А18-118020290104-2) при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты №№ 19-02-00038, 20-07-00968).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Fabian and I. Žutić, Phys. Rev. B **69**, 115314 (2004).
2. А. Г. Аронов, Г. Е. Пикус, ФТП **10**, 1177 (1976).
3. V. V. Osipov, N. A. Viglin, and A. A. Samokhvalov, Phys. Lett. A **247**, 353 (1998).
4. P. R. Hammar and M. Johnson, Phys. Rev. Lett. **88**, 066806 (2002).
5. R. Fiederling, M. Kleim, G. Reuscher et al., Nature (London) **402**, 787 (1999).

6. Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten et al., Nature (London) **402**, 790 (1999).
7. A. T. Filip, B. H. Hoving, F. J. Jedema et al., Phys. Rev. B **62**, 9996 (2000).
8. F. G. Monzon, D. S. Patterson, M. L. Roukes, J. Magn. Magn. Mater. **198**, 632 (1999).
9. C. M. Hu, J. Nitta, A. Jensen et al., Phys. Rev. B **63**, 125333 (2001).
10. G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp et al., Phys. Rev. B **6**, R4790(R) (2000).
11. O. M. J. van't Erve, A. L. Friedman, E. Cobas et al., Nat. Nanotechnol. **7**, 737 (2012).
12. M. Ciorga, A. Einwanger, U. Wurstbauer et al., Phys. Rev. B **79**, 165321 (2009).
13. N. A. Viglin, V. M. Tselikhovskaya, N. A. Kulesh et al., JETP Lett. **110**, 273 (2019).
14. M. Johnson and R. H. Silsbee, Phys. Rev. Lett. **55**, 1790 (1985).
15. M. Johnson and R. H. Silsbee, Phys. Rev. B **35**, 4959 (1987).
16. N. A. Viglin, V. V. Ustinov, S. O. Demokritov et al., Phys. Rev. B **96**, 235303 (2017).
17. J. Fabian, A. Matos-Abiague, C. Ertler et al., Acta Phys. Slov. **57**, 565 (2007).
18. Н. А. Виглин, И. В. Грибов, В. М. Цвелиховская и др., ФТП **53**, 280 (2019).
19. А. К. Бакаров, А. К. Гутаковский, К. С. Журавлев и др., ЖТФ **87**, 900 (2017).
20. J. Bass and W. P. Pratt Jr., J. Phys.: Condens. Matter **19**, 183201 (2007).
21. К. Зеегер, *Физика полупроводников*, Мир, Москва (1977).