

# СПИНОВЫЙ ТРАНСПОРТ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ InSb С РАЗЛИЧНОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

*Н. А. Виглин<sup>a\*</sup>, Ю. В. Никулин<sup>b,c</sup>, В. М. Цвелиховская<sup>a</sup>,*

*Т. Н. Павлов<sup>a</sup>, В. В. Проглядо<sup>a</sup>*

<sup>a</sup> Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук  
620990, Екатеринбург, Россия

<sup>b</sup> СФИРЭ им. В. А. Котельникова Российской академии наук  
410019, Саратов, Россия

<sup>c</sup> 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, исследовалась 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 давление 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.

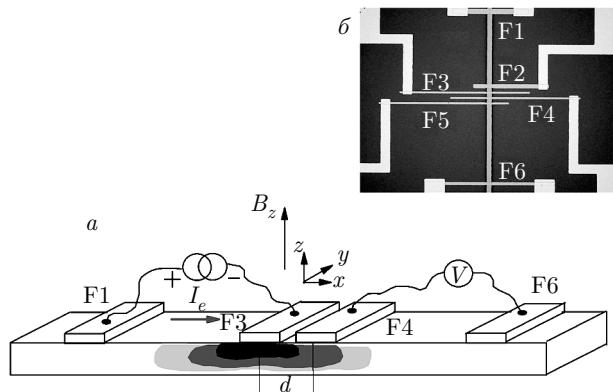
## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОЛОЖЕНИЯ И ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЙ

Коэффициент спиновой поляризации электронов проводимости

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

где индекс  $\lambda$  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  $\sigma_\uparrow$  и  $\sigma_\downarrow$  — 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-индукционного напряжения, возникающего на ферромагнитном детекторе. Природа этого напряжения связана с изменением электрохимического потенциала электронно-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-индукционное напряжение рассматривается как следствие изменения контакт-



**Рис. 1.** *a)* Схема устройства для измерения электрических сигналов, обусловленных диффузией спин-поляризованных электронов. Ферромагнитные электроды  $F_1$ ,  $F_3$ ,  $F_4$ ,  $F_6$ , намагниченные 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  $F_1$  к  $F_3$ . Под  $F_3$  затемнением с разной контрастностью условно показано облако поляризованных по спину электронов, степень поляризации которых убывает по мере дрейфа в направлении к  $F_1$  и диффузии во всех направлениях. Измерение напряжения, индуцированного диффундирующими электронами, проводится между контактами  $F_4$  и  $F_6$ , расположенными вне цепи тока. *б)* Фотография устройства с латеральными контактами. Вертикальная полоска — полупроводник InSb, который виден в окне, сделанном в слое фоторезиста. Размер окна  $50 \text{ мкм} \times 1.8 \text{ мм}$ . 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  $F_2$  и  $F_3$  использовались в качестве инжекторов, а  $F_3$ ,  $F_4$  и  $F_5$  — 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

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

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],  $\zeta$  — 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,  $\tau_s$  — время спиновой релаксации,  $L_s^N$  — длина спиновой диффузии,  $j = I_e/A$  — плотность тока,  $I_e$  — ток зарядов,  $A$  — площадь инжектора. Параметры  $P_j$ ,  $\tau_s$  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  $\rho_F$  и  $\rho_N$  — удельные сопротивления  $F$  и  $N$ , а также от поляризации проводимости  $P_\sigma^F$  ферромагнетика и  $P_\sigma^C$  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  $R_C \gg R_F, R_N$ , поляризация тока  $P_j \approx P_\sigma^C$  и  $P_n^N \approx P_\sigma^C V_N / V_0$ , 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  $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и одном устройстве, сформированном на пластине InSb с  $n = 1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

### 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 $^{-3}$	$\mu_{293}$ , см $^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$P_j$	$\rho_C$ , $\Omega \cdot \text{см}$	$\tau_s$ , 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 <sub>2</sub>	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 (MBE). Методом MBE получаются 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  $n \sim 10^{16}\text{--}10^{17}$  см $^{-3}$ .

Исследовались четыре образца с пленками InSb толщиной  $t$  от 0.5 до 1 мкм, синтезированных на подложках из гадолиний-галлиевого граната Gd<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>2</sub> (GGG), AlN и Si/SiO<sub>2</sub> (см. таблицу). Исследовалось также спиновое устройство, изготовленное на пластине полупроводника с концентрацией электронов  $n = 1.2 \cdot 10^{14}$  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 поликристалличны 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  $4 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$  и  $2.7 \cdot 10^{17}$  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 Co<sub>0.9</sub>Fe<sub>0.1</sub> 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 Ar. 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<sub>0.9</sub>Fe<sub>0.1</sub> (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 пропускался 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  $\pm 20$  Гс. Отметим, что эти поля по величине много меньше поперечного поля анизотропии плоского ферромагнитного контакта, которое для Co<sub>0.9</sub>Fe<sub>0.1</sub> 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

$$V_H(d, B) = \pm P_j^2 R_{NJ} \exp(-ad/L_s^N) \times \frac{\alpha \cos(\beta d/L_s^N) - \beta \sin(\beta d/L_s^N)}{\alpha^2 + \beta^2}, \quad (7)$$

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

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

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,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $\tau_s$  — время релаксации спина в N. При расчете осуществляется подгонка теоретической зависимости напряжения  $V_H(d, B)$  к экспериментальной

но полученной. Подгоночными параметрами являются  $L_s^N$ ,  $\tau_s$  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  $P_\sigma^F$  ферромагнетика и  $P_\sigma^C$  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<sub>0.9</sub>Fe<sub>0.1</sub> [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<sub>0.9</sub>Fe<sub>0.1</sub>, 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  $P_\sigma^C$ , 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  $\Lambda$  — толщина, а  $\rho_C$  — 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]:

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

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

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

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

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

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<sup>-3</sup>. С помощью соотношения (8) выразим множитель  $n/(\partial n/\partial \zeta)$  через интеграл Ферми  $\Phi_{1/2}(\zeta^*)$ :

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

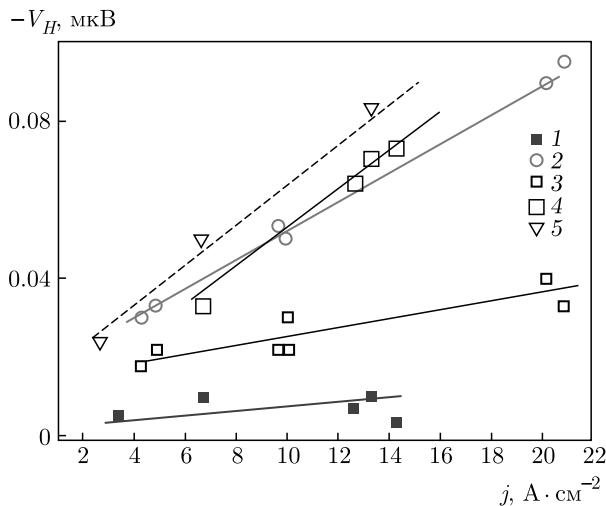


Рис. 2. Зависимость напряжения  $-V_H(d, B)$  при эффекте Ханле от плотности тока  $j$ , протекающего через инжектор. Поперечное магнитное поле  $B = 0$ , расстояние между инжектором и детектором  $d = 50$  мкм. Цифры, помечающие символы на рисунке, соответствуют номерам образцов в таблице

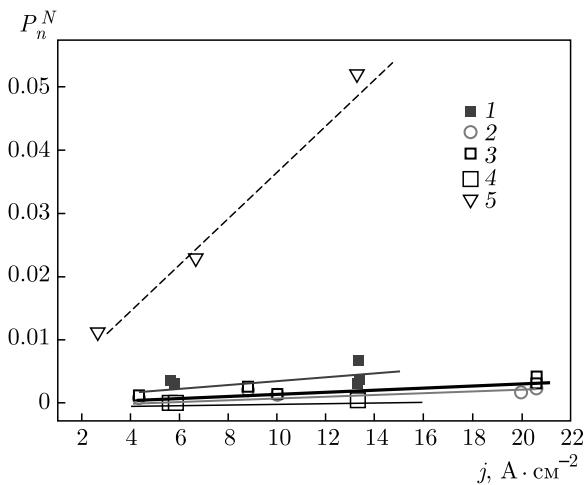


Рис. 3. Зависимость  $P_n^N$  от плотности тока  $j$ , протекающего через инжектор. Поперечное магнитное поле  $B = 0$ , расстояние между инжектором и детектором  $d = 50$  мкм. Цифры, помечающие символы на рисунке, соответствуют номерам образцов в таблице

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

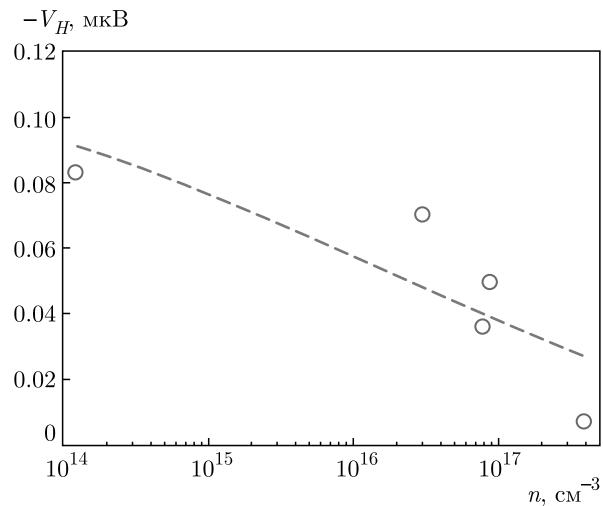


Рис. 4. Зависимость напряжения  $-V_H$  при эффекте Ханле от  $n$  для  $j \approx 13$  А/см $^2$  (кружки). Штриховая линия — функция  $y = 0.36 - 0.0084 \ln(x + 6 \cdot 10^{13})$ ,  $x = n \cdot \text{см}^3$

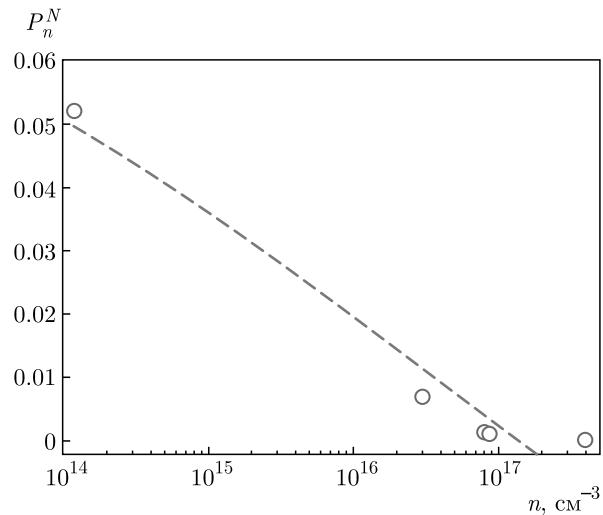


Рис. 5. Зависимость поляризации электронов в полупроводнике  $P_n^N$  от  $n$  для  $j \approx 13$  А/см $^2$  (кружки). Штриховая линия — функция  $y = 0.29 - 0.0074 \ln(x + 6.34 \cdot 10^{14})$ ,  $x = n \cdot \text{см}^3$

тока  $j$ , протекающего через инжектор. Цифры, обозначающие символы, соответствуют номерам полупроводников, перечисленным в таблице. Нарастание спин-индукционного напряжения при увеличении концентрации 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  $\rho_C$ ,  $\tau_s$  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  $J \approx 13 \text{ A} \cdot \text{см}^{-2}$ . 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-индукционного 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  $13 \text{ A}/\text{см}^2$  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  $\rho_C$  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-индукционное 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  $\phi_C$  между F и N зависит от разности работ выхода из F и N, которые определяются положением уровней Ферми  $\zeta_F$  и  $\zeta_N$  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  $\zeta_N$  увеличивается как  $\ln n$  при росте плотности электронов в N, а контактная разность потенциалов  $\phi_C$  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. Tsvelikhovskaya, 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).