

Электрические свойства гибридных структур (ферромагнитный металл)–(слоистый полупроводник) Ni/*p*-GaSe

© А.П. Бахтинов[¶], В.Н. Водопьянов, З.Д. Ковалюк, В.В. Нетяга, О.С. Литвин*

Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича
Национальной академии наук Украины,
Черновицкое отделение,
58001 Черновцы, Украина

* Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева
Национальной академии наук Украины,
03028 Киев, Украина

(Получена 30 июня 2009 г. Принята к печати 10 июля 2009 г.)

После выращивания слоев Ni на поверхности (0001) *p*-GaSe сформированы двухбарьерные структуры Ni/*n*-Ga₂Se₃/*p*-GaSe с наноразмерными включениями сплавов Ni, которые образовались в результате протекания реакций на границе раздела „металл–слоистый полупроводник“. В температурном диапазоне 220–350 К изучены вольт-амперные и вольт-фарадные характеристики гибридных структур. Исследована зависимость импедансных спектров от напряжения смещения структур при различных температурах. Частотные зависимости импеданса при высоких частотах ($f > 10^6$ Гц) обсуждаются с точки зрения явлений спиновой инжекции и экстракции в структурах с ультратонким спин-селективным барьером Ni/*n*-Ga₂Se₃ и эффектов спиновой диффузии и релаксации в полупроводниковой подложке. При комнатной температуре обнаружены явления кулоновской блокады и отрицательной дифференциальной емкости. Эти явления объясняются на основе анализа транспортных процессов в узкой области вблизи границы раздела „ферромагнитный металл–полупроводник“, где расположены наноразмерные включения.

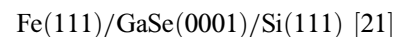
1. Введение

Исследование гибридных структур „ферромагнитный металл (ФМ)–немагнитный полупроводник (ПП)“ является одним из актуальных направлений полупроводниковой спинтроники [1,2]. Перспективы использования гибридных структур в спиновых устройствах связаны с возможностью осуществления эффективной инжекции спин-поляризованных электронов из ФМ в высокоомные ПП и их экстракции из ПП в ФМ в туннельных диодах Шоттки при комнатной температуре [3], а также с использованием в этих структурах явлений туннельного магнитосопротивления и кулоновской блокады [4]. Для исследования процессов аккумуляции, инжекции, диффузии и дрейфа спин-поляризованных носителей в ПП могут быть использованы оптические [5–7] и электрические [8] методы, а также метод импедансной спектроскопии [9].

С технологической точки зрения для повышения эффективности спиновой инжекции в гибридных структурах наиболее важно создать планарный контакт между ФМ и ПП с минимальной шероховатостью на границе раздела [1]. Атомарно-гладкие ван-дер-ваальсовы (ВдВ) поверхности скола слоистых полупроводниковых кристаллов (СК) характеризуются низкой плотностью поверхностных состояний ($\lesssim 10^{10}$ см²). Они использовались в качестве модельных поверхностей для изучения взаимодействия между атомами контактирующих материалов на границе раздела при формировании барьерных структур, выращенных методом „ВдВ эпитаксии“ [10] и

при вакуумном осаждении металлов [11]. Исследованы электрические свойства гетероструктур на основе СК, созданных посадкой на „оптический контакт“ [12], а также барьеров Шоттки (БШ) „немагнитный металл–слоистый ПП“ [13–18].

Тонкие эпитаксиальные слои GaSe могут быть выращены на поверхностях Si(111) [19] и GaAs (001) [20], что открывает возможность для создания новых спинтронных устройств с использованием традиционных полупроводниковых технологий. Исследованы структура, морфология и магнитные свойства гибридных планарных и гранулированных наноразмерных структур



и



Изучены электрические и магнитные свойства кристаллов GaSe, легированных марганцем [23] и интеркалированных никелем [24], кобальтом [25]. Электрические свойства гибридных структур „ФМ–слоистый ПП“ практически не изучены. В данной работе приведены результаты исследований структуры, морфологии поверхности, вольт-амперных (ВАХ) и вольт-фарадных (ВФХ) характеристик, а также импеданса гибридных структур „ФМ–слоистый ПП“ (Ni/*p*-GaSe).

2. Образцы и методика эксперимента

В качестве подложек для выращивания гибридных структур использовались нелегированные кристаллы GaSe (ϵ -политип), которые были выращены методом

[¶] E-mail: chimsp@ukrpost.ua

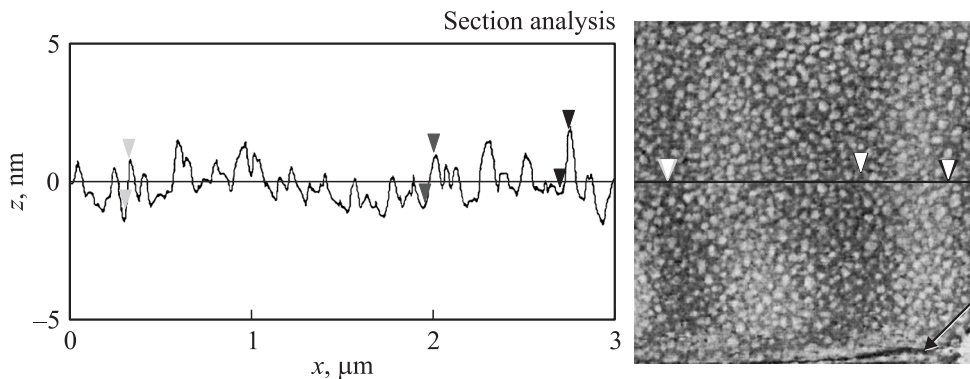
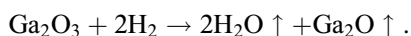


Рис. 1. Двухмерное (2D) АСМ-изображение поверхности (0001) GaSe после осаждения 10 монослоев Ni. На рисунке приведено распределение нанобразований по высоте вдоль указанной на 2D изображении горизонтальной линии.

Бриджмена. При $T = 300$ К удельное сопротивление этих кристаллов составляет величину $\sim 10^3 - 10^4 \Omega \cdot \text{см}$, концентрация дырок $p \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Для исключения влияния пластической деформации пластин СК на результаты исследований толщина подложек выбиралась $\sim 300 - 500$ мкм. Известно, что в результате адсорбции гидроксильных групп на ВдВ поверхности GaSe образуется естественный оксид, который состоит в основном из фазы Ga_2O_3 с включениями SeO_2 , $\text{Ga}_2(\text{SeO}_4)_3$, $\text{Ga}_2(\text{SeO}_3)_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$, SeO_3 и Se_2O_5 [26]. Он удалялся с ВдВ поверхности GaSe после термического отжига подложек в вакуумной камере в атмосфере 10% H_2 и 90% Ar при $T = 200^\circ\text{C}$ перед нанесением металла. Такая технология позволяет произвести десорбцию не только низкотемпературных составляющих оксида, но и высокотемпературной фазы Ga_2O_3 согласно химической реакции



После отжига структура ВдВ поверхности не изменялась и металлические включения галлия на этой поверхности не наблюдались.

Слой Ni осаждался на очищенную поверхность GaSe методом электронно-лучевого испарения в вакууме. Скорость осаждения слоев составляла $2 \cdot 10^{-2}$ МС/с. Один монослой (МС) составляет величину $8 \cdot 10^4$ атом/см², что соответствует поверхностной плотности атомов GaSe в плоскости (0001). Гибридная структура формировалась напылением через круглое отверстие (диаметр ~ 1 мм) в маске. После осаждения слоя никеля (толщина ~ 90 нм) напылялся тонкий слой золота (значения работы выхода для этих металлов практически не отличаются ~ 5.2 эВ). В качестве омического контакта в гибридной структуре использовался тонкий слой индия, который наносился на противоположную сторону подложки (0001) GaSe. Электрические отводы от контактов в структуре ФМ–ПП формировались с применением проводящей серебряной пасты.

ВАХ, ВФХ и импедансные спектры гибридных структур исследовались с использованием частотного ана-

лизатора Solartron FRA 1255 в диапазоне частот $10^{-1} - 4 \cdot 10^6$ Гц при температурах 220–350 К. Скорость изменения напряжения при измерениях квазистационарных ВАХ составляла ~ 5 мВ/с. Исследования темнового поперечного *ac*-импеданса проводились при амплитуде переменного *ac*-сигнала ~ 10 мВ и различных напряжениях постоянного смещения, приложенного к расположенным вдоль оси *c* кристалла (0001) GaSe контактам (In, Au). Морфология поверхности наноструктур исследовалась после осаждения слоев никеля различной толщины с помощью атомного силового микроскопа (АСМ) Nanoscope IIIa Dimension 3000SPM (Digital Instruments) в режиме Tapping mode. Рентгеноструктурный анализ проводился с помощью рентгеновского дифрактометра ДРОН-3 в $\text{Cu-K}\alpha$ излучении ($\lambda = 1.5418 \text{ \AA}$) в диапазоне $10^\circ < 2\theta < 60^\circ$.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

3.1. Структура и морфология поверхности гибридных наноструктур Ni/*p*-GaSe

Определенное из АСМ-исследований среднее квадратичное значение шероховатости для ВдВ поверхности (0001) GaSe до нанесения металла составляет ~ 0.053 нм. На АСМ-изображении наноструктуры Ni/*p*-GaSe, полученной после осаждения 10 МС никеля (рис. 1), наблюдается гофрированная структура поверхности (0001) GaSe. На этом рисунке наблюдаются трехмерные наноразмерные образования (НО). Расстояния между линейными складками на поверхности составляют $l = 1 - 1.5$ мкм, высота складок $h = 1 - 1.5$ нм. Латеральные и вертикальные размеры НО находятся в пределах $x = 30 - 40$ нм и $z = 2.0 - 2.4$ нм соответственно. При вакуумном осаждении Ni на поверхности GaSe протекают химические реакции [27], которые приводят к формированию НО в верхних слоях СК. Коэффициенты термического расширения матрицы и НО отличаются. В результате релаксации напряжений при охлаждении

таких структур от температуры выращивания до комнатной температуры формируется гофрированная структура поверхности СК [28]. Этот деформационный процесс охватывает несколько слоев СК. Пластическое течение деформации СК по пирамидальным кристаллографическим плоскостям СК [29] является причиной возникновения трещин на ВдВ поверхности (показана длинной стрелкой на рис. 1).

Химические связи между Ga и Se на ВдВ поверхности (0001) GaSe разрушаются уже после вакуумного осаждения нескольких МС железа [21] и никеля [27]. Подложка анизотропного СК плохо проводит тепло в перпендикулярном к плоскости слоев (0001) направлении. Верхние слои GaSe нагреваются сильнее, чем объем подложки. При температурах подложки выше 300°C на поверхности GaSe выделяются капли галлия [29]. Температура подложки после осаждения слоя Ni ($d \approx 100$ нм) при выращивании гибридных структур возросла до значений $T_s = 270\text{--}350^\circ\text{C}$. Известно, что устойчивые соединения в системе Ni–Ga (Ga_4Ni_3 , Ga_3Ni_2 , Ni_3Ga , NiGa) образуются при температурах выше $T = 500\text{--}600^\circ\text{C}$ [30]. При температурах менее 500°C никель образует устойчивые соединения с халькогенами ($\text{Ni}_{1-x}\text{Se}_x$, NiSe_2) [31]. Недостаточная чувствительность использованного оборудования не позволила определить химический состав НО и их кристаллическую структуру.

Проведенные рентгеновские исследования гибридной структуры Ni/p-GaSe после осаждения сплошного слоя Ni (толщина слоя ~ 90 нм) показали, что на дифрактограммах кроме дифракционных пиков, соответствующих подложке ϵ -GaSe [26], присутствуют слабоинтенсивные максимумы отражения (200) Ni и пики, соответствующие δ -политипу GaSe и соединению α -Ga₂Se₃ (дефектная кристаллическая структура типа цинковой обманки). Параметры кристаллической решетки для подложки ϵ -GaSe ($a = 3.754 \text{ \AA}$, $c = 15.982 \text{ \AA}$) практически не изменились после нанесения слоя Ni. Это свидетельствует о том, что при формировании гибридной структуры Ni/p-GaSe ФМ не входит в значительном количестве в ВдВ щели. Известно, что политипы формируются в объеме СК GaSe после их термического отжига в вакууме при температурах менее 600°C [32]. В системе Ga–Se существуют два термодинамически устойчивых соединения: GaSe и Ga₂Se₃. При термическом отжиге СК формирование Ga₂Se₃ предшествуют интенсивные процессы дефектообразования и политипные фазовые превращения в этих кристаллах. Тонкие промежуточные слои n-Ga₂Se₃ практически всегда присутствуют на гетерограницах структур на основе p-GaSe, полученных методом термического окисления, и определяют их электрические и фотоэлектрические свойства [33]. Дефектная фаза Ga₂Se₃ характеризуется большой плотностью стехиометрических вакансий в подрешетке катиона ($\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$). Это определяет ее аномальные свойства в отношении механизма вхождения легирующей примеси в кристаллическую решетку [34]. Введение магнитных ионов в такие дефектные структуры может

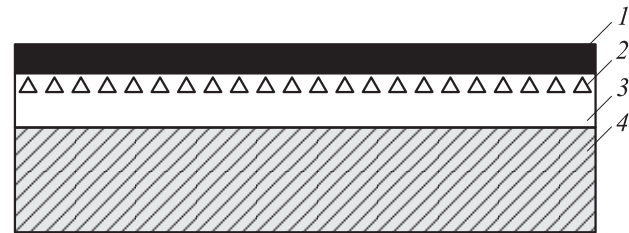


Рис. 2. Схематическое изображение гибридной структуры Ni/p-GaSe: 1 — слой Ni, 2 — наноразмерные образования, 3 — слой n-Ga₂Se₃, 4 — подложка p-GaSe.

приводить к образованию сложных полупроводниковых соединений [21]. В процессе роста гибридных структур Ni/p-GaSe могут формироваться НО со сложным составом (например, NiGa₂Se₄). Отметим, что появление новых фаз установлено в результате рентгеновских исследований интеркалированных Ni кристаллов GaSe [24]. Ширина запрещенной зоны E_g для Ga₂Se₃ может изменяться в пределах от 1.8 до 2.6 эВ в зависимости от характера распределения вакансий катиона в кристаллографических плоскостях (001) Ga₂Se₃ [35,36]. Наноразмерный буферный слой Ga₂Se₃ устойчив при нагреве до $T = 500\text{--}600^\circ\text{C}$. При выращивании гибридных структур Co:TiO₂/Si(001) он использовался для предотвращения термически активированной диффузии из ФМ в ПП [37].

Процесс формирования гибридных наноструктур Ni/p-GaSe можно представить следующим образом. После осаждения нескольких монослоев Ni и разрыва химических связей между атомами Ga и Se на ВдВ поверхности образуются наноразмерные капли жидкого галлия. Высокая скорость диффузии адатомов Ni на ВдВ поверхности способствует их быстрому попаданию в капли Ga. Формирование НО происходит при наличии селена в этих каплях [21]. Интенсивное дефектообразование, которое происходит в верхних слоях СК при нагреве, и изменение соотношения между галлием и селеном способствуют образованию тонкого промежуточного слоя Ga₂Se₃ между ФМ и СК. Эта дефектная фаза препятствует термически активированной диффузии никеля в подложку СК в процессе роста структур. Выращенная гибридная структура Ni/p-GaSe имеет вид, который схематически показан на рис. 2.

3.2. Электрические свойства гибридной структуры Ni/p-GaSe

На рис. 3 представлены темновые ВАХ гибридной структуры Ni/p-GaSe, измеренные при разных температурах. Обращает на себя внимание тот факт, что прямые ветви этих ВАХ соответствуют подключению полюса внешнего источника тока к ФМ металлу. Это характерно для контактов между металлами с большой работой выхода электронов и ПП n-типа проводимости (например, Au/n-InSe [15]). При контакте металлов (Al, Au) с p-GaSe прямые ветви ВАХ соответствуют

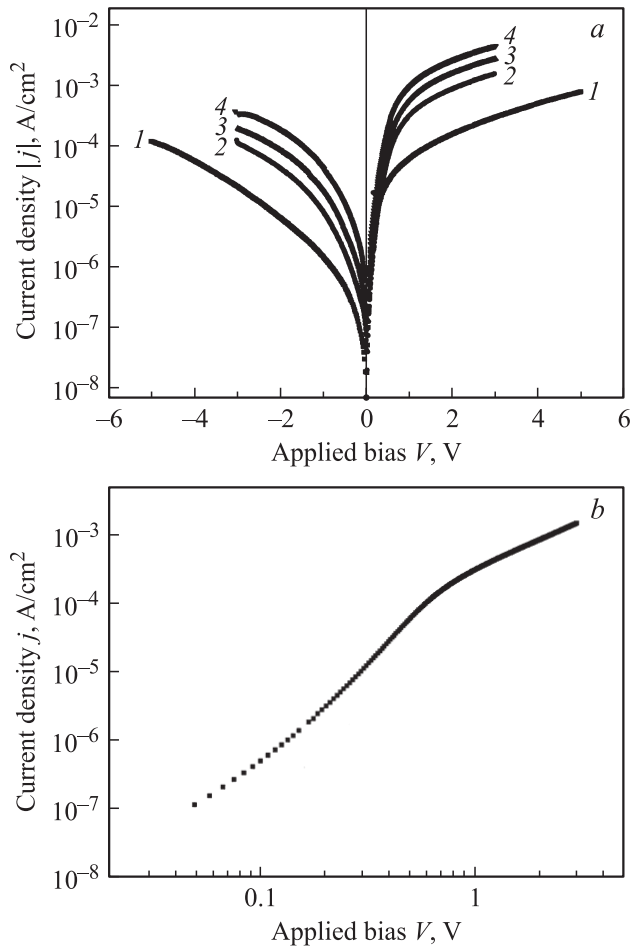


Рис. 3. *a* — вольт-амперные характеристики гибридной структуры Ni/p-GaSe в прямом и обратном направлениях при температурах T , К: 1 — 293, 2 — 313, 3 — 323, 4 — 343. *b* — вольт-амперная характеристика гибридной структуры Ni/p-GaSe в прямом направлении при температуре $T = 293$ К. Прямое направление соответствует подключению плюса внешнего источника тока к Ni-электроду.

отрицательной полярности приложенного к металлу напряжения [16,17]. Механизм протекания тока в гибридной структуре при малых значениях прямого смещения ($V < 0.5$ В) нельзя объяснить с помощью теории термоэлектронной эмиссии. Прямые ветви ВАХ нелинейны в координатах $\lg J = f(V)$ (рис. 3, *a*). В координатах $\lg J = f(\lg V)$ (рис. 2, *b*) они имеют форму, характерную для протекания тока в режиме ограничения пространственным зарядом (ТОПЗ). Этот механизм имеет место, например, в БШ AuCr/p-Si с нанокристаллами β -SiFe₂, расположенными в области пространственного заряда (ОПЗ) диода [38]. Он обусловлен наличием глубоких уровней в запрещенной зоне *p*-Si. Угловые коэффициенты для линейных участков ВАХ гибридной структуры Ni/p-GaSe (рис. 3, *b*) равны $n_1 = 2.21$ (при $V < 0.5$ В) и $n_2 = 1.42$ (при $V > 2$ В). Они отличаются от соответствующих значений $n_1 = 1$ и $n_2 = 2$ для модели ТОПЗ БШ с нанокристаллами [38]. Обратные токи на ВАХ

гибридных структур (рис. 3, *a*) возрастают при увеличении напряжения обратного смещения и температуры. Значения обратных токов для этих структур более чем на порядок превышают расчетные и экспериментальные значения для БШ Au/p-GaSe:In [17] и Al/p-GaSe [16]. Такая зависимость обратного тока от напряжения может быть связана как с наличием латеральных неоднородностей на границе ФМ–ПП, так и с процессами туннелирования носителей заряда через БШ [39].

На рис. 4 приведены ВФХ структур Ni/p-GaSe, измеренные на частотах 10^4 и 10^6 Гц при $T = 300$ К. При обратном смещении эти зависимости линейны в координатах $C^{-2} = f(V)$. ВФХ гибридных структур зависят от частоты, что наблюдается для структур на основе слоистых ПП при наличии промежуточного слоя на границе раздела [40]. При увеличении частоты переменного сигнала угол наклона ВФХ уменьшается. Такое поведение ВФХ нельзя связать с глубокими примесными уровнями, поскольку вклад в емкость БШ от дефектов с глубокими уровнями в СК при $T = 300$ К проявляется на частотах менее 10^3 Гц [14,41]. На ВФХ гибридной структуры, измеренной при $T = 300$ К при частоте 10^6 Гц в области прямых смещений $0.2 \text{ В} < V < 2 \text{ В}$, наблюдаются экстремумы при значениях напряжения $V = 0.6$ и 1.4 В (рис. 4, кривая 2). Состояния на гетерогранице в БШ „немагнитный металл–слоистый ПП“ не дают вклада в емкость при прямом смещении в области частот $f > 2 \cdot 10^5$ Гц [18]. Экстремумы на ВФХ гибридных структур могут быть связаны с особенностями протекания спин-поляризованного тока в таких структурах [3] и с процессами перезарядки НО [42,43].

Гибридную структуру Ni/p-GaSe можно представить как двухбарьерную структуру, которая состоит из включенных последовательно БШ Ni/n-Ga₂Se₃ (с встроенными НО в области ОПЗ) и гетероперехода *n*-Ga₂Se₃/p-GaSe (рис. 5). Отсутствие точных данных о зонных параметрах и величине электронного сродства

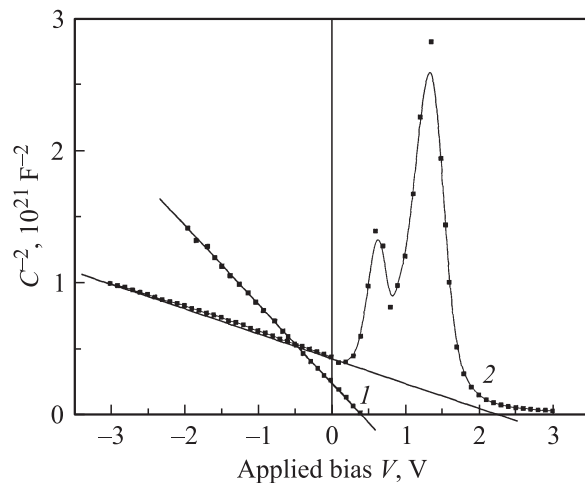


Рис. 4. Вольт-фарадные характеристики гибридной структуры Ni/p-GaSe, измеренные при $T = 300$ К на частотах f , Гц: 1 — 10^4 , 2 — 10^6 .

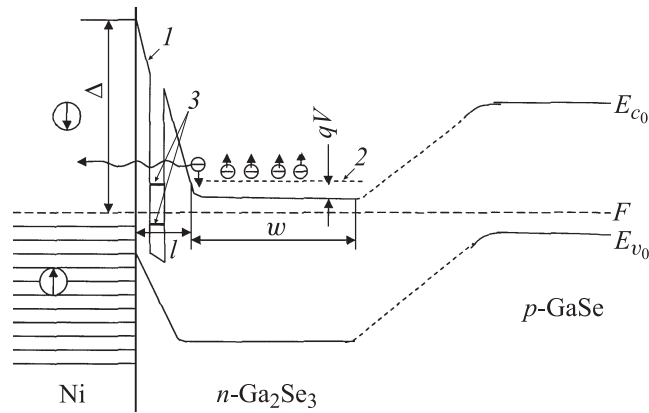


Рис. 5. Энергетическая диаграмма гибридной структуры Ni/n-Ga₂Se₃/p-GaSe: F — уровень Ферми, Δ , l — высота и толщина спин-селективного барьера на гетерогранице Ni/n-Ga₂Se₃ при наличии δ -легированного полупроводникового слоя; l — барьер Шоттки в состоянии термодинамического равновесия, 2 — экстракция спин-поляризованных ($\sigma = \downarrow$) электронов из полупроводника в Ni при прямом смещении ($V > 0$) гибридного барьера Шоттки [48], 3 — уровни пространственного квантования наноразмерных образований.

для Ga₂Se₃ не позволяют построить точную энергетическую диаграмму гибридной структуры. В данной работе произведен анализ явлений переноса носителей заряда в этой структуре на основе энергетической диаграммы, показанной на рис. 5. Для этой цели применялся метод импедансной спектроскопии полупроводниковых структур [44].

Полный комплексный импеданс барьерной структуры можно представить в виде $Z^* = Z' - jZ''$, где Z' и Z'' — действительная и мнимая части импеданса соответственно. Эквивалентной схемой барьерной структуры, которая применяется для анализа импедансных спектров $Z'' = f(Z')$, является параллельный ($R_d \parallel C_d$) контур, включенный последовательно с сопротивлением R_s . Сопротивление R_s учитывает омический вклад объема подложки, подводящих проводов и контактов, C_d — барьерная емкость структуры, R_d — эквивалентное параллельное сопротивление структуры. Эквивалентная схема для исследованных гибридных структур состоит из двух последовательно соединенных ($R \parallel C$) цепей и сопротивления R_s (рис. 6, *a*). Диаграммы Найквиста, полученные при нулевом смещении гибридной структуры и при разных температурах, приведены на рис. 6, *b*. Видно, что они представляют собой суперпозицию двух полуокружностей, сдвинутых относительно друг друга вдоль оси Z' . Это свидетельствует о протекании двух релаксационных процессов, которые характеризуются разными значениями времени релаксации $\tau_d = R_d C_d$ при заданной температуре, причем $R_1 C_1 > R_2 C_2$. Большая полуокружность наблюдается при $T = 300$ К в области частот $f < 3 \cdot 10^5$ Гц и характеризуется значениями $R_1 = 2.3 \cdot 10^5$ Ом, $C_1 = 5.4 \cdot 10^{-11}$ Ф, $\tau_1 = 1.24 \cdot 10^{-5}$ с. Малая полуокружность (см. вставку на рис. 6, *b*),

которая расположена в области более высоких частот, характеризуется при $T = 300$ К параметрами $R_2 = 9.2 \cdot 10^3$ Ом, $C_2 = 4.9 \cdot 10^{-11}$ Ф, $\tau_2 = 4.5 \cdot 10^{-7}$ с. При увеличении температуры полуокружности смещаются вдоль оси Z' в область высоких частот, а их диаметры уменьшаются. Уменьшение R_1 и R_2 с ростом температуры характерно для полупроводниковых структур. В области низких частот ($f < 2 \cdot 10^3$ Гц) действительная часть импеданса Z' не зависит от частоты и уменьшается с ростом температуры (рис. 6, *c*). Проводимость гибридной структуры в этой области частот определяется этой проводимостью подложки. Температурная зависимость этой проводимости имеет активационный характер. Величина энергии активации $E_a = 0.31$ эВ, которая определялась из температурной зависимости удельного сопротивления $\rho \propto \exp(E_a/k_B T)$, хорошо согласуется с данными для нелегированного GaSe [13]. Релаксационному процессу в барьерной структуре, который характеризуется временем релаксации τ_1 , соответствует максимум на частотной зависимости Z'' (рис. 6, *d*).

Исследования эволюции импеданса при различных смещениях и температуре дают возможность идентифицировать составляющие сложной барьерной структуры и установить механизмы протекания тока в каждой из этих составляющих [45]. На рис. 7–10 приведены диаграммы Найквиста и диаграммы Боде для исследованной гибридной структуры при различных температурах и напряжениях смещения. Положительное смещение ($V > 0$) соответствует случаю, когда ФМ электрод структуры смещен положительно относительно омического контакта к подложке GaSe, а отрицательное смещение ($V < 0$) — противоположному случаю.

При $V > 0$ БШ Ni/n-Ga₂Se₃ смещен в прямом направлении, а гетеропереход n-Ga₂Se₃/p-GaSe — в обратном. При $V = 100$ мВ и $T = 300$ К импедансный спектр $Z'' = f(Z')$ представляет собой суперпозицию различных релаксационных процессов, протекающих в элементах структуры (рис. 7, *a*, спектр 1). Увеличение напряжения положительного смещения приводит к сильной трансформации импедансного спектра. На диаграммах Найквиста при $V = 200$ мВ и $T = 293$ К наблюдаются три области (A, B, C), отражающие различные релаксационные процессы (рис. 7, *a*, спектры 2, 3). На частотной характеристике фазового угла $\theta = f(\lg f)$ (рис. 8), где $\theta = \text{Arctg}(Z''/Z')$, видно, что этим процессам соответствуют значения резонансных частот $f_1 = 5 \cdot 10^4$ Гц (область A), $f_2 = 10^6$ Гц (область B). Третий релаксационный процесс наблюдается в высокочастотной области спектра $f_3 > 10^6$ Гц (область C). Значение резонансной частоты для этого процесса f_3 находится за пределами исследуемого диапазона частот. При увеличении напряжения $V > 0$ диаметр полуокружности в области B сильно уменьшается (спектр 3 на рис. 7, *a*). Это соответствует уменьшению активного сопротивления R_2 цепочки ($R_2 \parallel C_2$) для БШ Ni/n-Ga₂Se₃. При изменении напряжения положительного смещения от $V = 0.1$ до $V = 0.6$ В величина R_2 уменьшается от значения $\sim 10^4$

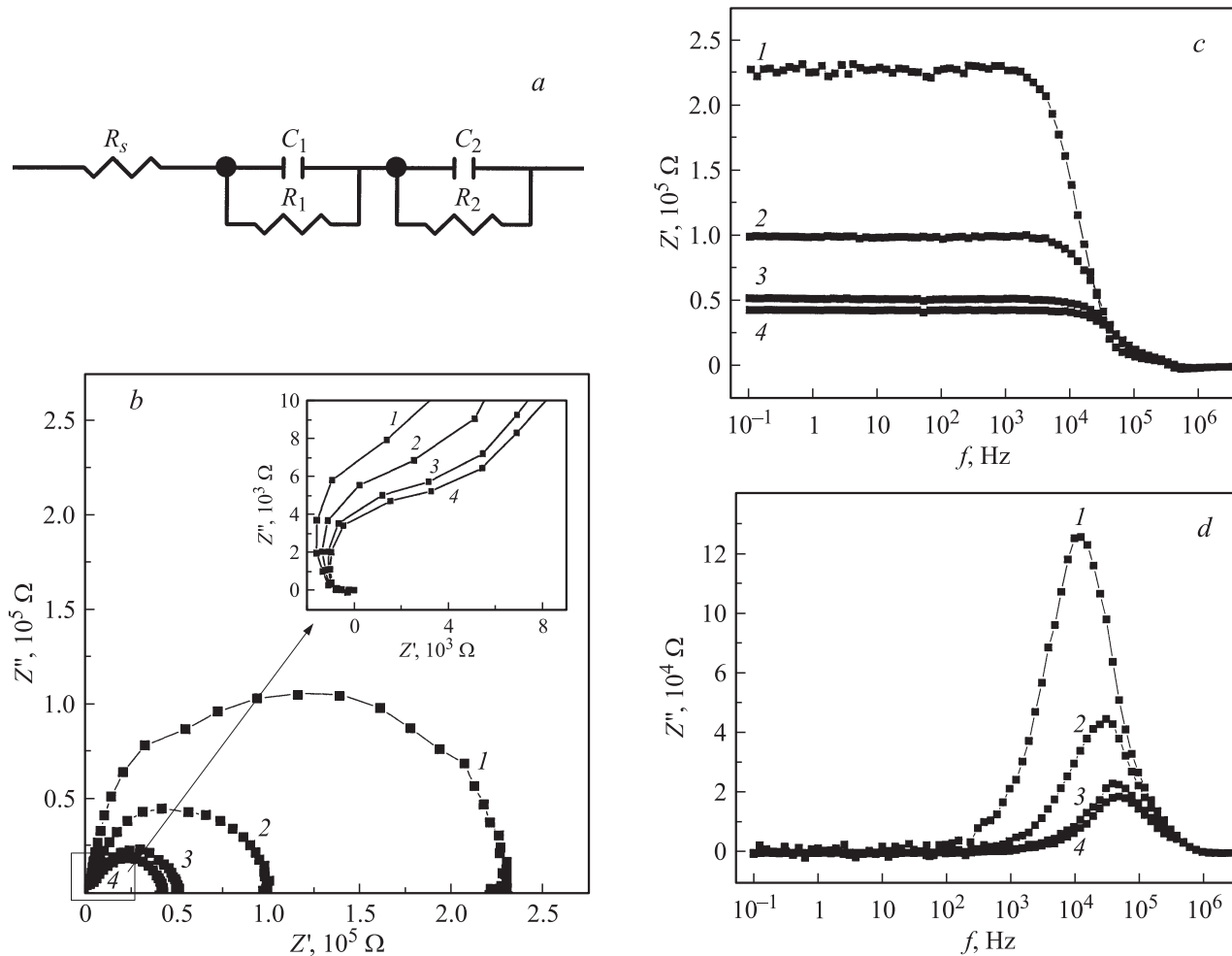


Рис. 6. Импедансные спектры гибридной структуры Ni/p-GaSe (*b, c, d*), измеренные при нулевом смещении ($V = 0$) при температурах T , К: 1 — 293, 2 — 313, 3 — 323, 4 — 343. *a* — эквивалентная схема гибридной структуры Ni/p-GaSe; *b* — диаграммы Найквиста. На вставке при увеличении показана высокочастотная часть диаграмм. *c* — частотные зависимости действительной части Z' полного комплексного импеданса; *d* — частотные зависимости мнимой части Z'' полного комплексного импеданса.

до $5 \cdot 10^2$ Ом. Такое поведение зависимости $Z'' = f(Z')$ при прямом смещении характерно для БШ с туннельно-прозрачным для носителей заряда промежуточным слоем на границе металл–ППП [45]. В пользу туннельного механизма протекания тока через БШ свидетельствует также слабая зависимость резонансной частоты f_2 от температуры [44]. Активное сопротивление R_1 цепочки ($R_1 \parallel C_1$) для обратно смещенного гетероперехода $n\text{-Ga}_2\text{Se}_3/p\text{-GaSe}$ уменьшается при увеличении напряжения смещения в диапазоне $0.1 < V < 0.2$ В от величины $5 \cdot 10^4$ до $2 \cdot 10^3$ Ом и остается практически неизменным при дальнейшем изменении напряжения до $V = 3$ В (рис. 7, *a*). Положение максимума $f_1 = 1/2\pi R_1 C_1$ на диаграммах Бode (рис. 7, *c*) зависит от температуры и смещения. При понижении T и практически неизменном напряжении смещения ($V = 0.2\text{--}0.3$ В) он сдвигается в область низких частот, что связано с увеличением R_1 . При постоянной температуре ($T = 300$ К) и увеличении

смещения максимум f_1 смещается в область высоких частот от $f_1 = 5 \cdot 10^4$ Гц (при $V = 0.2$ В) до $f_1 = 2 \cdot 10^5$ Гц (при $V = 3$ В) (рис. 8). Это связано с расширением ОПЗ гетероперехода и с уменьшением емкости C_1 . Релаксационный процесс в области *A* (рис. 7, *a*) обусловлен туннельно-рекомбинационным механизмом протекания тока, который имеет место в гетеропереходе СК [12].

Релаксационные процессы, которые наблюдаются в высокочастотной области *C* ($f > 10^6$ Гц) импедансного спектра при $V > 0$, могут быть связаны с аккумуляцией и диффузией спин-поляризованных электронов в гибридной структуре. В гибридных БШ ФМ–(ППП *n*-типа проводимости) инжекция спин-поляризованных электронов из ФМ в ППП имеет место при обратных смещениях, а экстракция спин-поляризованных электронов из ППП — при прямых смещениях, если барьер для этих носителей будет мал (менее 200 мВ) [46]. Для эффективной инжекции/экстракции спин-поляризованных

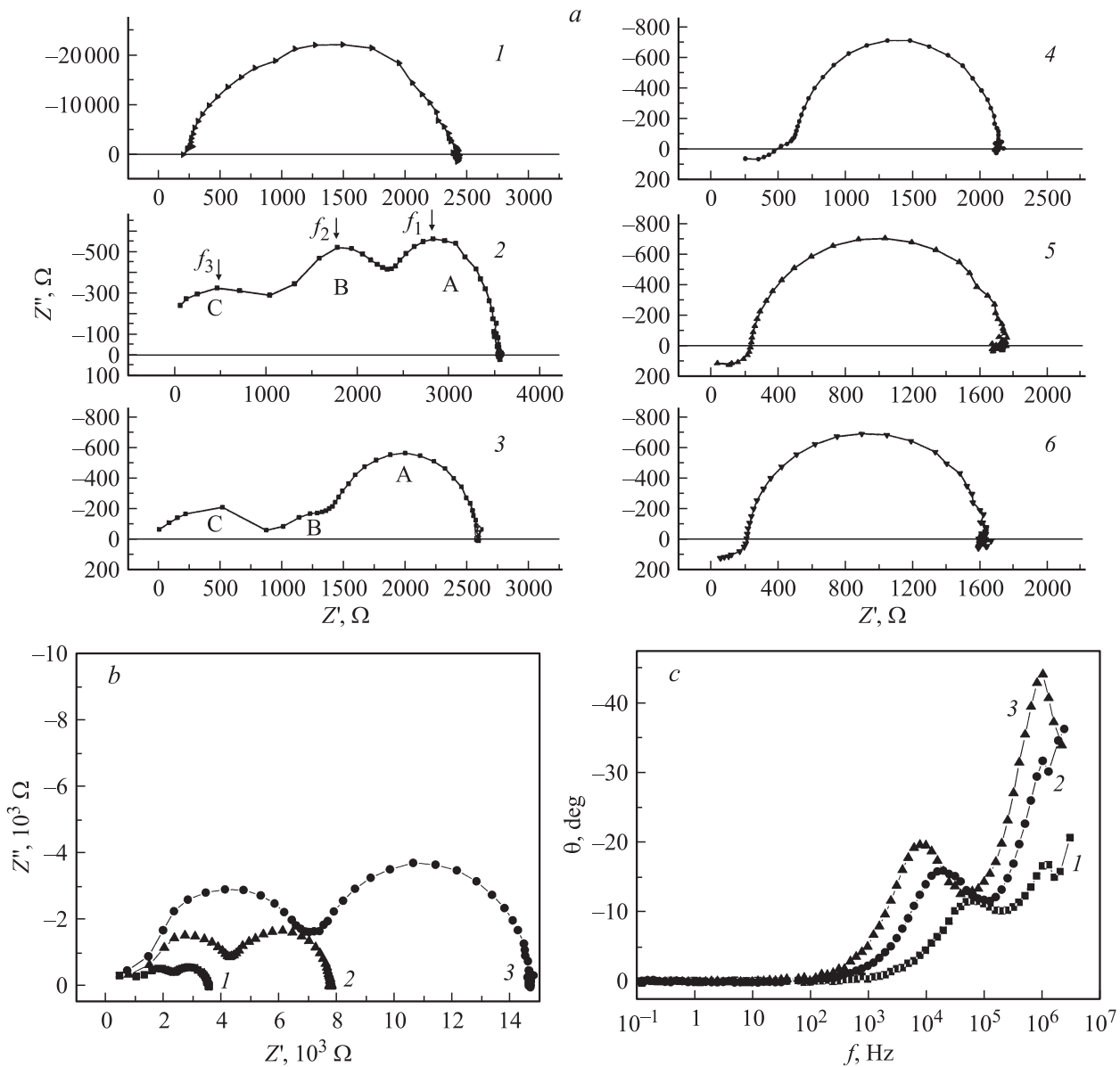


Рис. 7. Импедансные спектры гибридной структуры Ni/p-GaSe, измеренные при разных значениях положительного напряжения смещения ($V > 0$). Знак напряжения смещения соответствует подключению плюса внешнего источника тока к Ni-электроду. *a* — диаграммы Найквиста при температуре $T = 293$ К и при значениях напряжения смещения V , В: 1 — 0.1, 2 — 0.2, 3 — 0.3, 4 — 0.8, 5 — 2.5, 6 — 3; *b* — диаграммы Найквиста $Z'' = f(Z')$ и *c* — частотные зависимости фазового угла θ при температурах T , К: 1 — 293, 2 — 253, 3 — 240. Измерения были проведены при напряжениях смещения V , В: 1 — 0.2, 2 и 3 — 0.3.

электронов на границе раздела ФМ–ПП формируют модифицированный „спин-селективный барьер“ [3], который содержит тонкий промежуточный δ -легированный ПП слой [7,47,48]. Толщина этого слоя должна быть очень мала для того, чтобы обеспечить туннелирование спин-поляризованных электронов через барьер при малых напряжениях смещения (порядка нескольких $k_B T$, где k_B — постоянная Больцмана). Для никеля при $T = 300$ К состояния спин-поляризованных электронов со спином $\sigma = \uparrow$ заполнены и находятся ниже уровня Ферми F . Выше уровня Ферми расположены состояния спин-поляризованных электронов со спином $\sigma = \downarrow$ [2].

При увеличении напряжения $V > 0$, которое приложено к гибридной структуре Ni/(ПП n -типа проводимости), электроны со спинами $\sigma = \downarrow$ экстрагируются из ПП, а электроны со спинами $\sigma = \uparrow$ аккумулируются в ПП вблизи границы раздела ФМ–ПП. Расчеты показывают, что высокая степень спиновой поляризации в ПП может быть достигнута при $T = 300$ К при прямом смещении БШ на основе высокоомного ПП с модифицированным барьером [48]. Поскольку время спиновой релаксации для электронов в ПП может достигать при этой температуре значений $\sim 10^{-9}$ с [2,3], релаксационные процессы с участием этих носителей должны прояв-

лять себя в высокочастотной области импедансного спектра ($f > 10^6$ Гц) [9]. При $T = 300$ К туннелирование электронов через спин-селективный барьер из n -Ga₂Se₃ в Ni и появление высокочастотной составляющей импеданса в области С наблюдаются уже при напряжении положительного смещения $V = 0.2$ В. Это напряжение перераспределяется между составляющими гибридной структуры R_1, R_2, R_s . На диаграммах Найквиста (рис. 7, *b*) видно, что величины сопротивлений R_1, R_2 примерно равны и больше, чем R_s . Это значит, что в БШ Ni/ n -Ga₂Se₃ туннелирование электронов из ПП в ФМ происходит при величине приложенного к нему напряжения прямого смещения $V < 0.1$ В. Выполнение этого требования необходимо для осуществления эффективной спиновой инжекции/экстракции в гибридных диодных структурах ФМ–ПП [46–48]. При охлаждении гибридной структуры до $T = 240$ К (рис. 7, *b*) релаксационные процессы, связанные с туннелированием электронов через тонкий барьер, проявляются при более высоких значениях приложенного к гибридной структуре положительного напряжения ($V = 0.3$ В). Это может быть связано с увеличением сопротивлений структуры R_1, R_2, R_s (диаметров полуокружностей на рис. 7, *b*). В высокочастотной области С импедансного спектра мнимая часть импеданса $Z'' \propto 1/\omega C$ положительная и уменьшается при увеличении смещения от 0.2 до 0.6 В. При этом фазовый угол в данном диапазоне частот уменьшается (рис. 8). Такие изменения емкостной составляющей импеданса и фазового угла могут быть связаны с аккумуляцией спин-поляризованных электронов со спином $\sigma = \uparrow$ в n -Ga₂Se₃ вблизи гетерограницы ФМ–ПП. Эти электроны локализованы в области ПП, которая характеризуется размером $L \leq l_s$, где l_s — спиновая диффузионная длина электронов в ПП [2,3]. Диффузия и дрейф спин-поляризованных электронов в гибридной структуре ФМ–ПП при прямом смещении зависят от напряжения смещения и от толщины ПП слоя [49]. При увеличении напряжения смещения $V > 0$ концентрация аккумулированных спин-поляризованных электронов $\sigma = \uparrow$ в n -Ga₂Se₃ возрастает, а ширина ОПЗ гетероперехода n -Ga₂Se₃/ p -GaSe увеличивается. Спиновый диффузионный ток направлен от границы раздела ФМ–ПП в объем ПП [50]. Если толщина слоя n -Ga₂Se₃ $w < L$, то аккумулированные спин-поляризованные электроны могут туннелировать через состояния на гетерогранице n -Ga₂Se₃/ p -GaSe в обедненную дырками область подложки p -GaSe. Диффузия этих неосновных носителей в p -GaSe может быть причиной изменения знаков Z'' и θ , которое происходит при $V > 0.6$ В (рис. 7, *a, 8*). Отрицательный мнимый импеданс $Z'' < 0$ в общем случае обусловлен сдвигом фаз между напряжением ac -сигнала и током при наличии „отрицательной“ емкости в электрической цепи [51]. Правильная интерпретация эффекта „отрицательной“ емкости основана на анализе частотных зависимостей импеданса [44]. Эффекты, связанные с „отрицательной“ емкостью в инфракрасных детекторах с квантовыми ямами (QWIP),

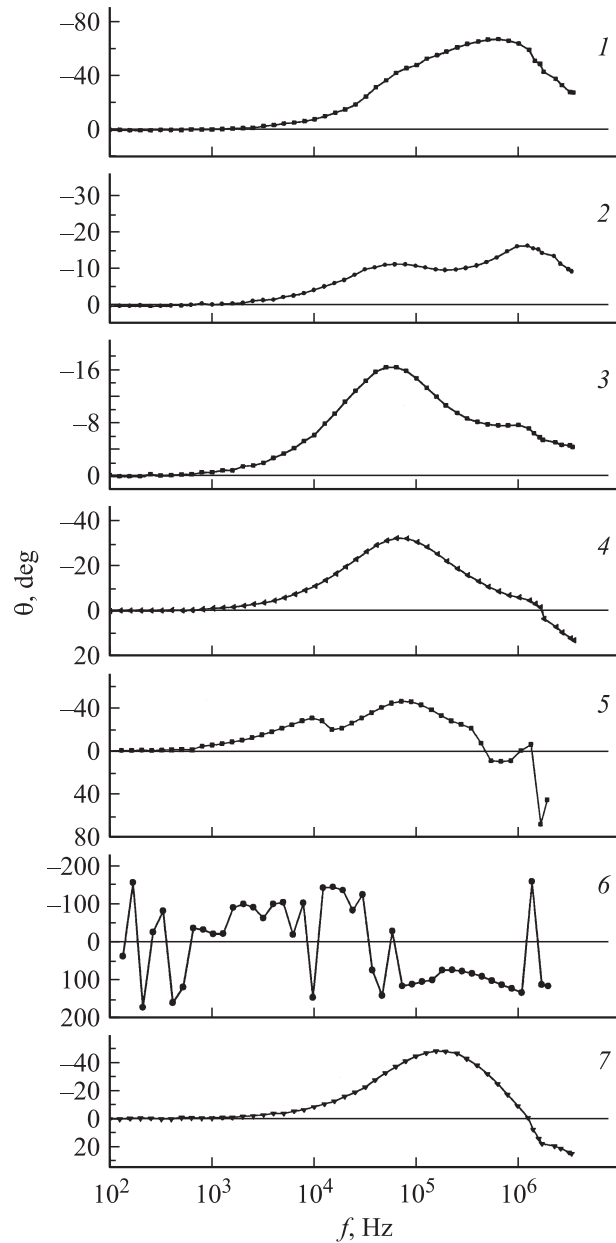


Рис. 8. Частотные зависимости фазового угла θ при температуре $T = 293$ К и при значениях напряжения смещения V , В: 1 — 0.1, 2 — 0.2, 3 — 0.3, 4 — 0.8, 5 — 1.4, 6 — 1.5, 7 — 3.0.

обусловлены переходными процессами при перезарядке уровней в квантовых ямах [51]. В туннельных МОП диодах (MOSTD) эффект „отрицательной“ емкости возникает при инжекции неосновных носителей в ПП и связан с модуляцией проводимости ПП [45]. Диффузионная „отрицательная“ емкость в БШ, которая связана с диффузией неосновных носителей в ПП, зависит от напряжения прямого смещения и включена параллельно емкости ОПЗ [52]. Эти эффекты имеют место в низкочастотной области импедансного спектра ($f < 10^6$ Гц). Отрицательный мнимый импеданс в гетеропереходах, которые содержат немагнитные нанокристаллы в ОПЗ,

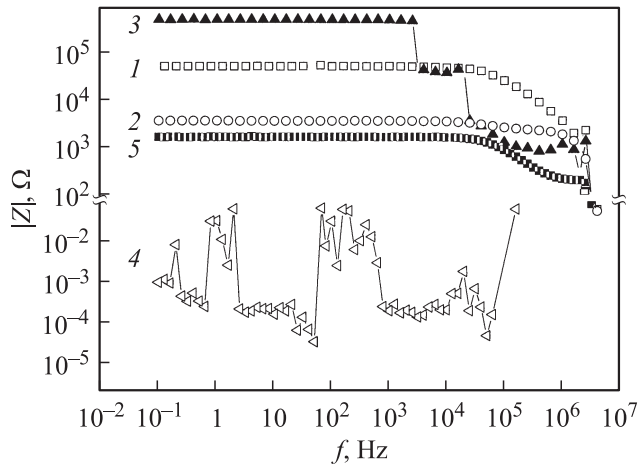


Рис. 9. Частотные зависимости модуля полного импеданса $|Z|$ при температуре $T = 293$ К и при значениях напряжения смещения V , В: 1 — 0.1, 2 — 0.2, 3 — 1.4, 4 — 1.5, 5 — 3.0.

обусловлен аккумуляцией заряда на гетерограницах между нанокристаллами и матрицей. Он наблюдался в области низких частот ($f = 10^3 - 10^4$ Гц) [53]. Емкость БШ „немагнитный металл-слоистый ПП“ при увеличении частоты приближается к постоянному значению („геометрической емкости“ [44]), как это имеет место для БШ на основе других ПП в высокочастотной области [51]. В области частот $f = 10^5 - 10^6$ Гц она уменьшается, что связано с большим последовательным сопротивлением подложки СК R_s , и остается постоянной при частотах, превышающих 10^6 Гц [18].

Наноразмерные образования (НО) в матрице n -Ga₂Se₃ можно рассматривать как совокупность невзаимодействующих квантовых точек (КТ), которые могут захватывать носители заряда. Емкость диода Шоттки с встроенной в ОПЗ плоскостью КТ составляет

$$C = C_{3D} + C_{qd},$$

где C_{3D} и C_{qd} — объемная и двумерная компоненты [42]. При повышении напряжения $V > 0$ уровни размерного квантования НО последовательно заполняются электронами. Большое различие между сопротивлениями R_1 и R_2 ($R_2/R_1 \ll 1$) обеспечивает плавное смещение уровней размерного квантования КТ относительно уровня Ферми при изменении приложенного к гибридной структуре напряжения на величину ~ 100 мВ. Известно, что если темп термической эмиссии электронов из КТ меньше частоты ω измерительного ac -сигнала, то в БШ с КТ имеет место подавление квантовой составляющей емкости [42]. Наличие максимума при $V = 1.4$ В и $f = 10^6$ Гц на ВФХ в координатах $C^{-2} = f(V)$ (или соответственно минимума в координатах $C = f(V)$, где наблюдается отрицательная дифференциальная емкость) является проявлением нуль-мерной природы состояний в КТ [42,54]. Этот эффект связан с процессами перезарядки КТ [42,43]. При $V = 1.4$ В на частотной зависимости модуля импеданса (рис. 9) наблюдаются дискретные

ступеньки в области частот $f = 2.5 - 3.1$, $20 - 25$ КГц и $f = 1.0 - 2.0$ МГц, которые характерны для транспортных процессов, протекающих с участием дискретных уровней в ПП КТ. При этом наблюдаются сильные изменения фазового угла θ , связанные с перезарядкой уровней КТ (рис. 8). Отметим, что глубокие уровни дефектов в ПП структурах обычно проявляются на частотных зависимостях модуля импеданса в виде широких максимумов [55]. В области смещений $1.4 < V < 2$ В наблюдаются сильные периодические изменения модуля импеданса

$$|Z| = [(Z')^2 + (Z'')^2]^{1/2}$$

от величины приложенного напряжения (рис. 9). Видно, что в низкочастотном диапазоне импедансного спектра ($f < 1$ КГц) проводимость гибридной структуры изменяется на несколько порядков величины при изменении напряжения смещения V на величину ~ 0.1 В. Такие изменения проводимости могут быть связаны с явлением „кулоновской блокады“ [56]. Этот эффект наблюдается в структурах с ПП КТ при низких температурах, если КТ имеют малые размеры и их электростатическая энергия $E_c = e^2/2C$ больше энергии тепловых флуктуаций $k_B T$, где e — заряд электрона, C — емкость КТ. Величина заряда, аккумулированного ансамблем КТ, зависит от напряжения, температуры, плотности состояний в КТ и электростатического потенциала области, в которой они расположены [42,54]. Например, наличие периодического потенциала сверхрешетки GaAs/AlAs в БШ с КТ InAs приводит к увеличению энергии, которая необходима для обмена электронами между КТ и зоной проводимости GaAs [54]. В таких структурах эффект отрицательной дифференциальной емкости при прямом смещении наблюдается при температурах, близких к комнатной [43]. Кулоновская блокада при комнатной температуре также наблюдалась в МОП структурах на кремнии с окисленными КТ Ge [57].

При положительных смещениях $V < 1.4$ В, приложенных к исследуемой гибридной структуре, электроны туннелируют из n -Ga₂Se₃ в Ni через спин-селективный барьер на участках поверхности границы раздела ФМ-ПП, которые расположены между НО. Низкоразмерные образования в матрице n -Ga₂Se₃ находятся в электрическом поле, созданном аккумулированными спин-поляризованными электронами $\sigma = \uparrow$. В случае экстракции спин-поляризованных электронов из ПП при прямом смещении емкость гибридного диода Шоттки с КТ состоит из трех параллельно включенных компонент: C_{3D} , C_{qd} и емкости C_{acc} , обусловленной аккумулированными электронами $\sigma = \uparrow$. При уменьшении температуры пик отрицательной дифференциальной емкости на ВФХ барьера Шоттки с КТ при прямом смещении смещается в область более высоких значений напряжения [43]. При охлаждении гибридной структуры Ni/ n -Ga₂Se₃/ p -GaSe от $T = 300$ до 253 К особенности на частотных зависимостях модуля импеданса и эффект отрицательной дифференциальной емкости на ВФХ также наблюдались

при более высоких напряжениях смещения ($V \approx 2.0$ В). При $T = 300$ К и $V \geq 1.4$ В дополнительный вклад в ток, протекающий через гибридную структуру, могут давать электроны, которые туннелируют через НО и спин-селективный барьер Ni/*n*-Ga₂Se₃. Это неполяризованные электроны, которые поступают из In-контакта, а также аккумулярованные в *n*-Ga₂Se₃ спин-поляризованные электроны. Отметим, что для аккумулярованных электронов квазиуровень Ферми зависит от спина и координат [1–3]. Протекание спин-поляризованного тока через ПП КТ, которая соединена с ФМ-контактами, зависит от относительной магнитной (параллельной или анти-параллельной) конфигурации системы [56]. В режиме кулоновской блокады последовательное туннелирование электронов через КТ (процесс 1-го порядка) подавляется [58]. Туннелирование в этом случае осуществляется через виртуальные состояния (процесс 2-го порядка). Процесс туннелирования спин-поляризованных электронов через многоуровневую КТ в режиме кулоновской блокады сопровождается сильным возрастанием низкочастотного шума, который наблюдается в определенном диапазоне напряжений [58]. Этот „суперпуассоновский“ [58] дробовой шум связан с протеканием неупругих туннельных процессов в КТ, которые сопровождаются переворотом спина электронов. В этом случае дополнительный вклад в низкочастотный шум в гибридной структуре может быть обусловлен спиновыми флуктуациями электронов на входе спинового фильтра (спин-селективного барьера), которые приводят к случайным изменениям тока и фазы тока и наблюдаются при $V = 1.5$ В (рис. 8, 9). Если КТ заполнена полностью, то транспорт спин-поляризованных электронов через нее происходит в результате протекания упругих туннельных процессов (без переворота спина электронов). Низкочастотный шум в этом случае не возрастает. Он является пуассоновским или „субпуассоновским“ [58]. В области положительных смещений $V > 2.0$ В квантово-размерные уровни НО расположены ниже уровня Ферми *n*-Ga₂Se₃, и низкочастотный шум в импедансных спектрах не проявляется. Диаграммы Найквиста (рис. 7, *a*) при таких смещениях имеют вид полукружностей. Релаксационный процесс, который соответствует туннелированию электронов через БШ Ni/*n*-Ga₂Se₃ на этих диаграммах практически не различим вследствие малой величины туннельного сопротивления R_2 . Отрицательный импеданс в высокочастотной области C при $T = 300$ К и $V = 2.5$ В описывается полукружностью с параметрами $R_3 = 234$ Ом, $C_3 = 2.71 \cdot 10^{-10}$ Ф, $\tau_3 = 6.3 \cdot 10^{-8}$ с, а при $V = 3.0$ В — параметрами $R_3 = 221$ Ом, $C_3 = 2.86 \cdot 10^{-10}$ Ф, $\tau_3 = 6.3 \cdot 10^{-8}$ с. „Отрицательная“ емкость в этом случае увеличивается при увеличении положительного смещения. Знак импеданса в высокочастотной области спектра при смещениях $V > 2.0$ В не изменяется. Релаксационный процесс в этой области частот может быть связан с диффузией аккумулярованных электронов в подложке *p*-GaSe. Значение τ_3 для этого процесса больше, чем время релаксации

электрических процессов ($\sim 4 \cdot 10^{-9}$ с), определенное из импедансных спектров композитных структур с ФМ кластерами [59]. Высокочастотная составляющая емкости композитных структур определяется процессами аккумуляции зарядов на междофазных границах. Для этих структур, в отличие от исследуемых гибридных структур, она уменьшается при увеличении напряжения смещения.

При описании процессов переноса носителей заряда в спинтронных устройствах учитывают диффузию и дрейф неполяризованных и поляризованных носителей, рекомбинацию носителей и процессы спиновой релаксации [2]. Установить физическую природу релаксационного процесса, который наблюдается в высокочастотной области импедансного спектра, можно на основе результатов проведения комплексного исследования электрического импеданса в области частот $f > 10^6$ Гц с применением электрических и оптических методов исследования спиновой аккумуляции [5–8].

При $V < 0$ БШ Ni/*n*-Ga₂Se₃ смещен в обратном направлении, а гетеропереход *n*-Ga₂Se₃/*p*-GaSe — в прямом. В этом случае спин-поляризованные электроны туннелируют из ФМ через спин-селективный барьер в *n*-Ga₂Se₃. При таком напряжении смещения происходит инжекция дырок из *p*-GaSe в *n*-Ga₂Se₃, где они рекомбинируют с электронами. Основной вклад в туннельный ток в гибридных БШ с Ni-контактом дают электроны $\sigma = \downarrow$, при этом степень поляризации P не превышает $\sim 40\%$ [2]. При отрицательных смещениях на диаграммах Найквиста (рис. 10, *a, b*) и на частотных зависимостях фазового угла (рис. 10, *c*) наблюдаются особенности в высокочастотной области импедансного спектра ($f > 10^6$ Гц), а также релаксационные процессы, которые связаны с протеканием тока через цепочки ($R_1 \parallel C_1$) и ($R_2 \parallel C_2$). При отрицательном смещении $V = -0.7$ В, которое приложено к структуре, на частотной зависимости модуля импеданса в области частот $f = 2.5–3.1$ КГц наблюдается ступенька (рис. 10, *d*). Она может быть связана с опустошением заполненного электронами энергетического уровня НО при его прохождении через уровень Ферми матрицы *n*-Ga₂Se₃. При приложении к БШ тестирующего *ac*-напряжения с частотой f уровень в НО начинает колебаться относительно уровня Ферми. При этом происходит эмиссия электронов в зону проводимости *n*-Ga₂Se₃, с которой связано изменение действительной части проводимости структуры (рис. 10, *e*). Отметим, что особенности в этой области частот наблюдались также на диаграммах Боде при перезарядке НО при $V = 1.4$ В (рис. 8, 9). На диаграммах Найквиста полукружности, которые соответствуют протекающим в цепочках ($R_1 \parallel C_1$) и ($R_2 \parallel C_2$) процессам, частично перекрываются. При увеличении напряжения смещения до $V = -0.25$ В полукружности смещаются вдоль действительной оси в область высоких значений сопротивлений (рис. 10, *a, b*). Это связано с увеличением активного сопротивления R_2 цепочки $R_2 \parallel C_2$ при обратном смещении БШ Ni/*n*-Ga₂Se₃ от

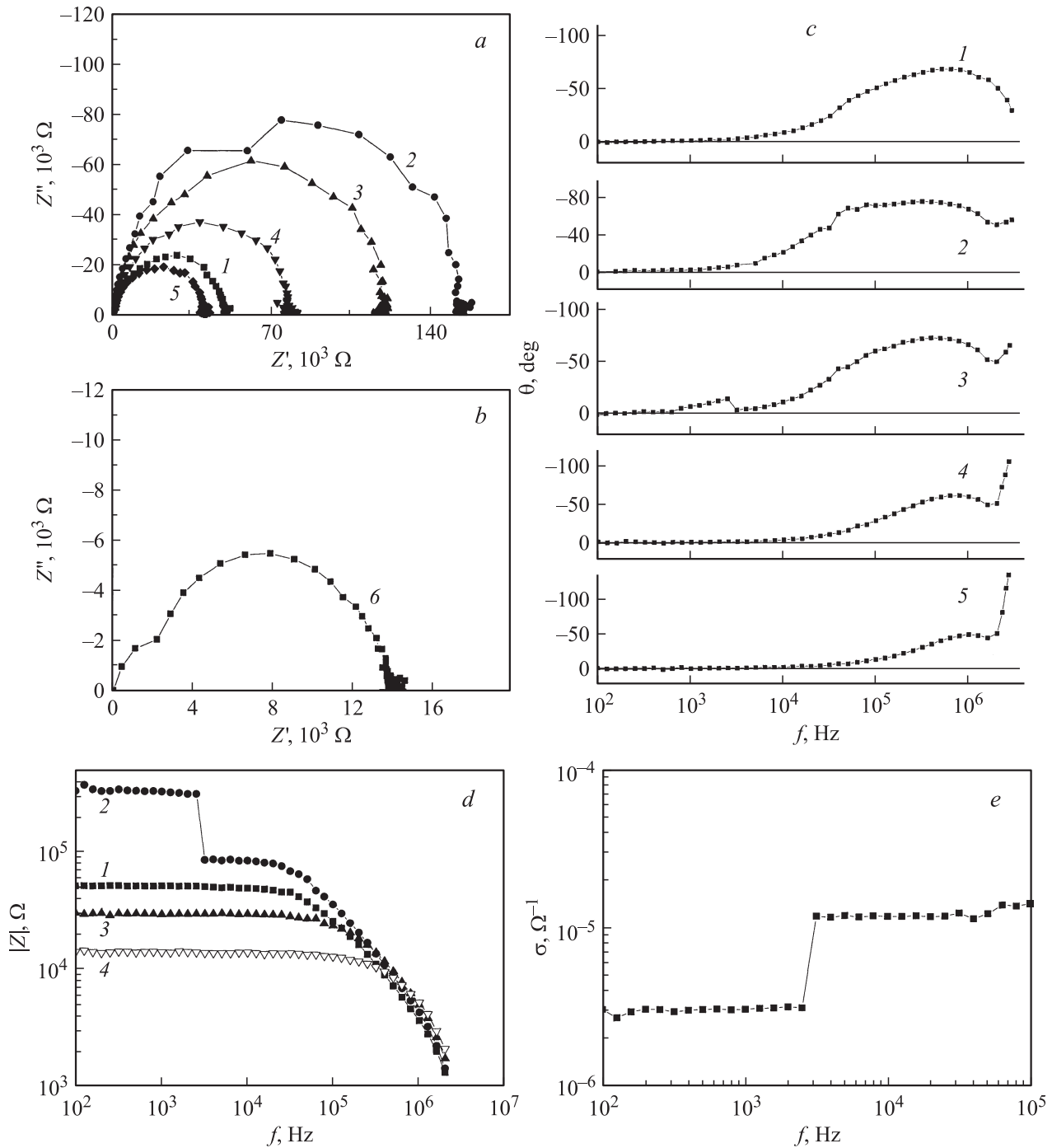


Рис. 10. Импедансные спектры гибридной структуры Ni/p-GaSe, измеренные при $T = 293$ К и при разных значениях отрицательного напряжения смещения ($V < 0$). Знак напряжения смещения соответствует подключению минуса внешнего источника тока к Ni-электроду. *a, b* — диаграммы Найквиста при значениях напряжения смещения $-V$, В: 1 — 0, 2 — 0.25, 3 — 0.5, 4 — 0.8, 5 — 1.5, 6 — 3.0; *c* — частотные зависимости фазового угла θ при значениях напряжения смещения $-V$, В: 1 — 0, 2 — 0.25, 3 — 0.7, 4 — 1.8, 5 — 3.0; *d* — частотные зависимости модуля полного импеданса $|Z|$ при значениях напряжения смещения: $-V$, В: 1 — 0, 2 — 0.7, 3 — 1.8, 4 — 3.0; *e* — частотная зависимость действительной части проводимости при $V = -0.7$ В.

величины $\sim 9.2 \cdot 10^3$ (при $V = 0$) до $1.5 \cdot 10^5$ Ом (при $V = -0.25$ В). При дальнейшем увеличении напряжения отрицательного смещения полуокружности смещаются в противоположную сторону. Такое поведение гибридной

структуры связано с проявлением δ -образного барьера на гетерогранице ФМ–ПП, который при малых напряжениях смещения становится прозрачным для туннелирования электронов из ФМ в ПП. Сопротивление R_2

уменьшается от значения $\sim 1.5 \cdot 10^5$ до $\sim 10.6 \cdot 10^3$ Ом при увеличении $|V|$ от 0.25 до 3 В. При этом расширяется ОПЗ БШ Ni/*n*-Ga₂Se₃ и емкость C_2 уменьшается от значения $\sim 4.9 \cdot 10^{-11}$ до $\sim 3.3 \cdot 10^{-11}$ Ф. Активное сопротивление R_1 цепочки $R_1 \parallel C_1$ гетероперехода *n*-Ga₂Se₃/*p*-GaSe при таком изменении напряжения смещения уменьшается от значения $\sim 2.3 \cdot 10^5$ до $\sim 1.2 \cdot 10^3$ Ом. В высокочастотной области импедансного спектра ($f > 10^6$ Гц) при такой полярности напряжения смещения наблюдается релаксационный процесс (рис. 10, *a, b*). Он отчетливо проявляется при увеличении протекающего через структуру тока (при $V = -3$ В). Фазовый угол θ для этого процесса положительный при всех значениях напряжения смещения. Гибридная структура Ni/*n*-Ga₂Se₃/*p*-GaSe является аналогом спиновых светодиодов (spin-LED heterostructures) [3,7], в которых инжекция спин-поляризованных электронов осуществляется при обратном смещении гибридных БШ. Напряжение смещения сильно влияет на эффективность спиновой инжекции электронов из ФМ в ПП [47], а также на время электронно-дырочной рекомбинации τ_r и время спиновой релаксации электронов τ_s [2,3]. Установить эффективность спиновой инжекции при $V < 0$ в исследуемых гибридных структурах можно в результате исследования поляризационной электролюминесценции этих структур в магнитном поле [6].

4. Заключение

Исследованы структура и морфология поверхности слоистых кристаллов GaSe после вакуумного осаждения слоев ферромагнитного металла Ni. Установлено, что в результате химического и деформационного взаимодействия между атомами осаждаемого материала и подложки в верхних слоях GaSe формируется тонкий слой дефектного ПП Ga₂Se₃. Этот промежуточный слой расположен между ФМ и GaSe и содержит НО, которые являются продуктом химических реакций. Исследованы электрические свойства выращенной гибридной структуры Ni/*n*-Ga₂Se₃/*p*-GaSe при различных температурах и напряжениях смещения. В результате исследований частотных зависимостей импеданса обнаружены релаксационные процессы, которые связаны с протеканием тока через БШ Ni/*n*-Ga₂Se₃ и гетероперехода *n*-Ga₂Se₃/*p*-GaSe. При $T = 300$ К процесс туннелирования электронов из *n*-Ga₂Se₃ в ФМ (при $V > 0$) и из ФМ в *n*-Ga₂Se₃ (при $V < 0$) наблюдается при малых значениях приложенного к структуре напряжения смещения (менее 0.25 В). Это свидетельствует о существовании туннельно-прозрачного для электронов барьера Ni/*n*-Ga₂Se₃, который мог быть сформирован в результате сегрегации примеси в тонком слое дефектного ПП Ga₂Se₃. Процесс туннелирования электронов из *n*-Ga₂Se₃ через этот барьер при $V > 0$ сопровождается накоплением заряда в ОПЗ Ni/*n*-Ga₂Se₃ и проявляется в виде релаксационного процесса в высокочастотной

области импедансного спектра ($f > 10^6$ Гц). Этот процесс может быть связан с аккумуляцией спин-поляризованных электронов $\sigma = \uparrow$ в *n*-Ga₂Se₃, которая имеет место при экстракции электронов $\sigma = \downarrow$ из *n*-Ga₂Se₃ в ФМ через узкий δ -образный барьер (спиновый фильтр). Отрицательный импеданс, который наблюдается в области частот $f > 10^6$ Гц при $V > 2$ В и характеризуется временем релаксации $6.3 \cdot 10^{-8}$ с, может быть обусловлен диффузией этих аккумулярованных электронов в подложке *p*-GaSe. При $V < 0$, спин-поляризованные электроны туннелируют из ФМ в зону проводимости *n*-Ga₂Se₃ и рекомбинируют с инжектированными из *p*-GaSe неполяризованными дырками. Положительный импеданс, который соответствует этому процессу, отчетливо наблюдается на диаграммах Найквиста в области частот $f > 10^6$ Гц при напряжениях отрицательного смещения, больших чем 1.8 В. Установлено, что наличие НО в ОПЗ Ni/*n*-Ga₂Se₃ влияет на протекание тока в гибридной структуре при комнатной температуре. На ВФХ гибридной структуры при $V > 0$ и при частоте измерительного сигнала $f = 10^6$ Гц наблюдается эффект отрицательной дифференциальной емкости, который связан с перезарядкой НО. Процессы перезарядки НО при этом смещении находят свое отражение также на диаграммах Боде. Обнаружено изменение проводимости гибридной структуры в низкочастотной области спектра $f = 2.5-3.1$ КГц при обратном смещении БШ Ni/*n*-Ga₂Se₃. Этот эффект связывается с опустошением уровня пространственного квантования НО, который был заполнен при $V = 0$, при его прохождении через уровень Ферми *n*-Ga₂Se₃. Обнаружены сильные периодические изменения модуля импеданса при $1.4 < V < 2$ В, которые могут быть обусловлены проявлением эффекта кулоновской блокады туннелирования электронов из *n*-Ga₂Se₃ через НО. Сильные флуктуации фазового угла и модуля импеданса Ni/*n*-Ga₂Se₃ в низкочастотной области спектра при определенных значениях положительного смещения (низкочастотный шум) могут быть связаны с особенностями туннелирования аккумулярованных в *n*-Ga₂Se₃ спин-поляризованных электронов через НО и δ -образный барьер (спиновый фильтр). Установить эффективность спиновой инжекции из ФМ в ПП через туннельный барьер, а также степень спиновой аккумуляции в ПП можно в результате проведения комплексного исследования спин-поляризованного транспорта в гибридных структурах оптическими и электрическими методами. Сопоставление данных, полученных в результате проведения таких исследований, с результатами исследований импеданса гибридных структур в расширенном частотном диапазоне ($f > 4 \cdot 10^6$ Гц) позволит установить физическую природу релаксационных процессов, которые наблюдаются при $T = 300$ К в импедансных спектрах этих структур в области высоких частот.

Данная работа выполнена при частичной поддержке гранта STSU 3098.

Список литературы

- [1] A. Ферг. Успехи физ. наук, **178**, 1336 (2008).
- [2] I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma. Rev. Mod. Phys., **76**, 323 (2004).
- [3] A.M. Bratkovsky. Rep. Progr. Phys., **71**, 026 502 (2008).
- [4] T. Dietl. J. Appl. Phys., **103**, 07D111 (2008).
- [5] Р.И. Джигоев, Б.П. Захарченко, К.В. Кавокин, М.В. Лазарев. ФТТ, **45**, 2153 (2003).
- [6] V.F. Motsnyi, J. De Boeck, J. Das, W. Van Roy, G. Borghs, E. Goovaerts, V.I. Safarov. Appl. Phys. Lett., **81**, 265 (2002).
- [7] A.T. Hanbicki, B.T. Jonker, G. Itskos, G. Kioseoglou, A. Petrou. Appl. Phys. Lett., **80**, 1240 (2002).
- [8] X. Lou, C. Adelman, M. Furis, S.A. Crooker, C.J. Palmstrom, P.A. Crowell. Phys. Rev. Lett., **96**, 176 603 (2006).
- [9] E.I. Rashba. Appl. Phys. Lett., **80**, 2329 (2002).
- [10] A. Koma. Thin Sol. Films, **216**, 72 (1992).
- [11] W. Jaegermann, C. Pettenkofer, B.A. Parkinson. Phys. Rev. B, **42**, 7487 (1990).
- [12] В.Л. Бакуменко, З.Д. Ковалюк, Л.Н. Курбатов, В.Г. Тараев. В.Ф. Чишко. ФТП, **14**, 1115 (1980).
- [13] S. Shigetomi, T. Ikari, H. Nakashima. J. Appl. Phys., **76**, 310 (1994).
- [14] J. Martinez-Pastor, A. Segura, J.L. Valdes, A. Chevy. J. Appl. Phys., **62**, 1477 (1987).
- [15] R. Mamy, X. Zaoni, J. Barrau, A. Chevy. Rev. Phys. Appl., **25**, 947 (1990).
- [16] W.C. Huang, S.H. Su, Y.K. Hsu, C.C. Wang, C.S. Chang. Superlat. Microstruct., **40**, 644 (2006).
- [17] Y. Cui, R. Dupere, A. Burger, D. Johnstone, K.C. Mandal, S.A. Payne. J. Appl. Phys., **103**, 013 710 (2008).
- [18] S. Duman, B. Gurbulak, S. Dogan, A. Turut. Microelectron. Eng., **86**, 106 (2009).
- [19] N. Jedrecy, R. Pinchaux, M. Eddrief. Phys. Rev. B, **56**, 9583 (1997).
- [20] Z.R. Dai, F.S. Ohuchi. Appl. Phys. Lett., **73**, 966 (1998).
- [21] M. Eddrief, Y. Wang, V.H. Etgens, D.H. Mosca, J.-L. Maurice, J.M. George, A. Fert, S. Bourgonon. Phys. Rev. B, **63**, 094 428 (2001).
- [22] A.R. de Moraes, D.H. Mosca, N. Mattoso, J.L. Guimaraes, J.J. Klein, W.H. Schreiner, P.E.N. de Sousa, A.J.A. de Oliveira, M.A.Z. de Vasconcelos, D. Demaille, M. Eddrief, V.H. Etgens. J. Phys.: Condens. Matter, **18**, 1165 (2006).
- [23] V.V. Slynko, A.G. Khandozhko, Z.D. Kovalyuk, V.E. Slynko, A.V. Zasloukin, M. Arciszewska, W. Dobrowolski. Phys. Rev. B, **71**, 245 301 (2005).
- [24] Н.Т. Покладок, И.И. Григорчак, Б.А. Лукианец, Д.И. Попович. ФТТ, **49**, 681 (2007).
- [25] И.И. Григорчак, А.И. Пелехович, Н.В. Волынская. ФТП, **42**, 385 (2008).
- [26] С.И. Драпак, В.И. Гаврилюк, З.Д. Ковалюк, О.С. Литвин. ФТП, **42**, 423 (2008).
- [27] G.J. Hughes, A. McKinley, R.H. Williams, I.T. McGovern. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **15**, L159 (1982).
- [28] S.I. Drapak, A.P. Bakhtinov, S.V. Gavrylyuk, Z.D. Kovalyuk, O.S. Lytvun. Superlat. Microstruct., **44**, 563 (2008).
- [29] А.П. Бахтинов, В.Н. Водопьянов, Е.И. Слынько, З.Д. Ковалюк. Письма ЖТФ, **33** (2), 80 (2007).
- [30] H.S. Venugopalan, S.E. Mohny, B.P. Luther, S.D.W. Wolter, J.M. Redwing. J. Appl. Phys., **82**, 650 (1997).
- [31] P. Nielsen, J.J. Ritsko. J. Appl. Phys., **49**, 632 (1978).
- [32] А.И. Балицкий, А.С. Крочук, И.М. Стахира, А.В. Франив. ФТТ, **24**, 76 (1982).
- [33] V. Vasylytsiv, V. Kutsai, V. Savchyn, Ya. Eiyala. Ukr. Phys. J., **44**, 1380 (1999).
- [34] В.М. Кошкин. *Некоторые вопросы химии и физики полупроводников сложного состава* (Ужгород, 1970) с. 26.
- [35] M. Peressi, A. Baldereschi. J. Appl. Phys., **83**, 3092 (1998).
- [36] V. Chican, D.F. Kelley. Nano Lett., **2**, 141 (2002).
- [37] D.A. Schmidt, T. Ohta, C.Y. Lu, A.A. Bostwick, Q. Yu, E. Rotenberger, F.S. Ohuchi, M.A. Olmstead. Appl. Phys. Lett., **88**, 181 903 (2006).
- [38] A. Tsormpatzoglou, D.H. Tassis, C.A. Dimitriadis, L. Dozsa, N.G. Galkin, D.L. Goroshko, V.O. Polyarnyi, E.A. Chusovitin. J. Appl. Phys., **100**, 074 313 (2006).
- [39] R.T. Tung. Phys. Rev. B, **45**, 13509 (1992).
- [40] С.И. Драпак, В.Б. Орлецкий, З.Д. Ковалюк, В.В. Нетяга. ФТП, **37**, 196 (2003).
- [41] M. Di Giulio, G. Micocci, A. Terpere. Sol. St. Electron., **27**, 1015 (1984).
- [42] П.Н. Брунков, А.А. Суворова, Н.А. Берг, А.Р. Ковш, А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров, В.М. Устинов, А.Ф. Цацульников, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев, С.Г. Конников, Л. Ивс, П.С. Майн. ФТП, **32**, 1229 (1998).
- [43] S.D. Lin, V.V. Ilchenko, V.V. Marin, N.V. Shkil, A.A. Buyanin, K.Y. Panarin, O.V. Tretyak. Appl. Phys. Lett., **90**, 263 114 (2007).
- [44] A.K. Jonscher, C. Pickup, S.H. Zaidi. Semicond. Sci. Technol., **1**, 71 (1986).
- [45] M. Matsumura, Y. Hirose. Appl. Surf. Sci., **175–176**, 740 (2001).
- [46] J.D. Albrecht, D.L. Smith. Phys. Rev. B, **68**, 035 340 (2003).
- [47] V.V. Osipov, A.M. Bratkovsky. Appl. Phys. Lett., **84**, 2118 (2004).
- [48] A.M. Bratkovsky, V.V. Osipov. J. Appl. Phys., **96**, 4525 (2004).
- [49] Yu.V. Pershin, M. Di Ventra. Phys. Rev. B, **77**, 073 301 (2008).
- [50] A.G. Petukhov, J. Niggemann, V.N. Smelyanskiy, V.V. Osipov. J. Phys.: Condens. Matter, **19**, 315 205 (2007).
- [51] M. Ershov, H.C. Liu, L. Li, M. Buchanan, Z.R. Wasilewski, A.K. Jonscher. IEEE Trans. Electron. Dev., **45**, 2196 (1998).
- [52] J. Werner, A.F.J. Levi, R.T. Tung, M. Anzlowar, M. Pinto. Phys. Rev. Lett., **60**, 53 (1988).
- [53] W. Huang, J. Peng, L. Wang, J. Wang, Y. Cao. Appl. Phys. Lett., **92**, 013 308 (2008).
- [54] A.J. Chiquito, Yu.A. Pusep, S. Mergulhao, J.S. Galzerani, N.T. Moshegov, D.L. Miller. J. Appl. Phys., **88**, 1987 (2000).
- [55] Y.Y. Proskuryakov, K. Durose, B.M. Taele, S. Oelting. J. Appl. Phys., **102**, 024 504 (2007).
- [56] W. Rudzinski, J. Barnas. Phys. Rev. B, **64**, 085 318 (2001).
- [57] P.W. Li, W.M. Liao, D.M.T. Kuo, S.W. Lin, P.S. Chen, S.C. Lu, M.J. Tsai. Appl. Phys. Lett., **85**, 1532 (2004).
- [58] I. Weymann, J. Barnas. Phys. Rev. B, **77**, 075 305 (2008).
- [59] J.C.A. Huang, H.S. Hsu. Appl. Phys. Lett., **87**, 132 503 (2005).

Редактор Т.А. Полянская

Electrical properties of hybrid (ferromagnetic metal)–(layered semiconductor) structures Ni/*p*-GaSe

A.P. Bakhtinov, V.N. Vodopyanov, Z.D. Kovalyuk,
V.V. Netyaga, O.S. Lytvyn*

Frantsevich Institute for Problems of Materials Science,
Chernivtsi Department,
National Academy Sciences of Ukraine,
58001 Chernivtsi, Ukraine

* Lashkarev Institute of Semiconductor Physics,
National Academy Sciences of Ukraine,
03028 Kyiv, Ukraine

Abstract The double-barrier Ni/*n*-Ga₂Se₃/*p*-GaSe structures with nanometer–sized grains of Ni alloys in the reacted interfacial metal–(layered semiconductor) layer were formed after the growth of a Ni layers on a *p*-GaSe (0001) surfaces. The current–voltage and capacitance–voltage characteristics of hybrid structures have been studied in the temperature range of 220–350 K. The dependence of the impedance spectra of hybrid structures on the applied bias voltage was investigated under several temperature conditions. The frequency dependencies of the impedance at high frequencies $f > 10^6$ Hz are discussed in terms of spin injection and extraction in structures with ultrathin spin–selective barrier Ni/*n*-Ga₂Se₃ and spin diffusion and relaxation effects in semiconductor substrate. Coulomb blockade phenomena and the negative differential capacitance are found at room temperature. The explanation proposed involves the analysis of carrier transport through a narrow range near the ferromagnetic metal–semiconductor interface where nanometer-sized grains are placed.