

# Нестационарная динамика намагниченности микроконтактов с одиночной ферромагнитной пленкой

О.П. Балкашин, В.В. Фисун, И.К. Янсон, Л.Ю. Трипутень

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина*

E-mail: Balkashin@ilt.kharkov.ua

A. Konovalenko and V. Korenivski

*Nanostructure Physics, Royal Institute of Technology, Stockholm SE-10691, Sweden*

Статья поступила в редакцию 5 мая 2009 г.

Исследована электропроводность точечных наноконтактов между ферромагнитными (F) пленками кобальта толщиной 5, 10 и 100 нм и иглой из немагнитных (N) металлов (медь или серебро). Впервые обнаружены два принципиально различных механизма формирования сигнала отклика на микроволновое облучение. Один обусловлен эффектом выпрямления переменного ВЧ тока на нелинейности вольт-амперной характеристики, вызванной прецессией намагниченности под действием постоянного транспортного тока через контакт. Второй механизм связан с резонансным возбуждением внешним ВЧ полем прецессии вектора намагниченности на основной частоте и ее гармониках. Результаты экспериментов подтверждают высказанное ранее предположение о том, что в исследованных F–N наноконтактах реализуется «поверхностный спиновый вентиль», который по своим статическим и динамическим свойствам подобен стандартным спиновым вентилям  $F_1-N-F_2$  [*Nano Letters* 7, 927 (2007)].

Досліджено електропровідність точкових наноконтактів між ферромагнітними (F) плівками кобальту товщиною 5, 10 та 100 нм та голкою з немагнітного (N) металу (мідь або срібло). Вперше встановлено два принципово різних механізми формування сигналу відгуку на мікрохвильове опромінення. Один зумовлений ефектом випрямлення змінного ВЧ струму на нелінійності вольт-амперної характеристики, яка спричинена прецесією намагнічення під дією постійного транспортного струму через контакт. Другий механізм пов'язаний із резонансним збудженням зовнішнім ВЧ полем прецесії вектора намагнічення на основній частоті та її гармоніках. Результати експериментів підтверджують висловлене раніше допущення, що в досліджених F–N наноконтактах реалізується «поверхневий спиновий вентиль», що за своїми статичними та динамічними властивостями є подібним до стандартних спинових вентилів  $F_1-N-F_2$  [*Nano Letters* 7, 927 (2007)].

PACS: **72.25.-b** Спин-поляризованный транспорт;  
73.40. Jn Контакты металл–металл;  
**75.75.+a** Магнитные свойства наноструктур;  
**85.75.-d** Магнитоэлектроника, спинтроника.

Ключевые слова: микроконтакт, передача спинового момента, прецессия намагниченности, микроволновое облучение.

## Введение

Исследования магнитодинамических явлений при протекании электрического тока поперек многослойных наносистем ферромагнетик (F) — немагнитный металл (N) вызывают повышенный интерес в послед-

нее десятилетие. Впервые на возможность переноса углового (спинового) момента электронами проводимости через F–N структуру было указано в теоретических работах [1,2] и затем неоднократно подтверждено в многочисленных экспериментах как на наносистемах из различных материалов (Fe, Co, пер-

маллой и др.), так и при разных сочетаниях металлов. Большинство измерений выполнено на трехслойных тонкопленочных наноструктурах (спиновых вентилях — spin valve): ферромагнетик–немагнитный металл–ферромагнетик  $F_1$ –N– $F_2$ , в которых толстая (10–100 нм) пленка ферромагнетика  $F_2$  (fixed layer) играет роль поляризатора электронного потока и не изменяет свою намагниченность под влиянием транспортногo тока. Промежуточная пленка неферромагнитного металла должна, с одной стороны, ослаблять магнитную связь между параметрами порядка ферромагнитных слоев, т.е. ее толщина должна быть больше характерной длины обменного взаимодействия ( $l_{ex} \sim 3$ –5 нм для Co). С другой стороны, при прохождении через нее потока электронов не должна теряться информация о направлении их спинов, т.е. толщина этой пленки не должна превышать характерную длину рассеяния для спинов ( $l_{sf} \sim 400$ –500 нм для Cu). Перенос спинового момента через ультратонкую N пленку (2–10 нм) под действием постоянного электрического тока  $I$  большой плотности ( $10^7$ – $10^9$  А/см<sup>2</sup>), текущего перпендикулярно плоскости пленки, оказывает влияние на намагниченность тонкой (2–5 нм) пленки (free layer)  $F_1$ , которая может изменять свое направление в пространстве при некоторых критических значениях тока, устанавливаясь параллельно или антипараллельно вектору намагниченности пленки  $F_2$ . Передача спинового вращательного момента от электронов проводимости вектору намагниченности  $F_1$  может также вызывать стационарную когерентную прецессию последнего с различными пространственными траекториями (модами). При этом за счет проявления эффекта гигантского магнитосопротивления [3], величина которого определяется взаимной ориентацией векторов намагниченности ферромагнитных пленок вентиля, может наблюдаться как скачкообразное гистерезисное изменение электрического сопротивления  $\Delta R_m$  многослойной структуры [4–7], так и возникновение на ней переменного напряжения высокой частоты  $V_{rf}(t) = I\Delta R_m(t)$ . Эволюция намагниченности во времени под действием постоянного тока вызывает испускание  $F_1$ –N– $F_2$  структурой электромагнитного излучения с типичной частотой в микроволновом диапазоне [8–12]. Частота излучения зависит как от величины протекающего тока, напряженности и ориентации магнитного поля относительно плоскости пленок, так и от характеристик самой структуры: ее геометрических размеров и материалов электродов. Изменяя величину постоянного транспортного тока через трехслойную структуру, можно менять намагниченность и, следовательно, сопротивление структуры и частоту ВЧ излучения, что открывает многообещающие перспективы для создания элементов памяти и ВЧ генераторов с электронным управлением. Этим и объясняет-

ся повышенный интерес, проявляемый в последнее время к исследованиям подобных систем. Для экспериментального наблюдения перечисленных выше эффектов используется микроконтактная геометрия, которая за счет малости геометрических размеров позволяет исключить паразитные тепловые эффекты при протекании электрического тока гигантской плотности через F–N систему. Характерные конструкции образцов представляют собой либо объемные точечные контакты, созданные механическим прижимом Ag или Cu иглы к многослойной гибридной структуре с чередующимися F–N слоями [4], либо вертикальные  $F_1$ –N– $F_2$  наноструктуры (pillars) размером 50–100 нм, изготовленные с помощью электронной литографии [8–13].

Интерес к исследованиям спиновой динамики в F–N наносистемах под действием электрического тока обусловлен как фундаментальными аспектами физики коллективных возбуждений в ферромагнетиках, так и многообещающими техническими приложениями, связанными с созданием устройств спинтроники [14,15]: модули магнитной памяти с большой плотностью записи, магнитометры, СВЧ генераторы, резонаторы и др. с принципиально новыми способами управления с использованием спиновой степени свободы системы.

Стимулированное электрическим током динамическое поведение намагниченности пленочных структур  $F_1$ –N– $F_2$  в простейшем случае анализируется в макроспиновом (однодоменном) приближении, в котором каждая ферромагнитная пленка рассматривается как один отдельный домен [1,16–19]. Тогда для расчета эволюции намагниченности во времени под влиянием транспортного тока и внешнего магнитного поля [17] можно использовать векторное уравнение движения Ландау–Лифшица–Гильберта [20] с добавлением слагаемого, описывающего воздействие тока

$$\frac{d\mathbf{m}_1}{dt} = -\gamma\mathbf{m}_1 \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha\mathbf{m}_1 \times \frac{d\mathbf{m}_1}{dt} - \frac{\gamma}{\mu_0 M_s} \mathbf{N}, \quad (1)$$

$\gamma = 2\mu_B/\hbar$  — гиромагнитное отношение,  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  — напряженность эффективного магнитного поля, включающего внешнее поле, поле анизотропии, обменное поле и поле размагничивания,  $\alpha$  — феноменологическая константа затухания Гильберта ( $\alpha \sim 0,01$ ). Первый член в уравнении (1) описывает прецессию  $\mathbf{m}_1$  в эффективном магнитном поле, определяемом общей энергией  $E$  тонкой пленки объемом  $V$ :  $\mu_0 \mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{V} \frac{\partial E}{\partial \mathbf{m}}$ .

Второй — затухание в стандартной форме Гильберта. Последнее слагаемое в (1), впервые введенное Слоновским [1], отображает передачу вращательного момента от потока спин-поляризованных электронов вектору намагниченности

$$\mathbf{N} = \eta(\theta) \frac{\hbar I}{2ed} \mathbf{m}_1 \times [\mathbf{m}_1 \times \mathbf{m}_2], \quad (2)$$

где  $\mathbf{m}_{1,2}$  — намагниченность тонкой и толстой пленок, нормированная на намагниченность насыщения  $\mathbf{m}_i = \mathbf{M}_i/M_s$  (намагниченность насыщения  $M_s$  для обеих пленок считается одинаковой),  $I$  — величина электрического тока через наноструктуру ( $I > 0$ , когда поток электронов направлен из тонкой пленки в толстую),  $d$  — толщина тонкой ферромагнитной пленки, фактор  $\eta(\theta)$ , где  $\cos \Theta = \mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2$ , учитывает диффузионную компоненту тока и коэффициент отражения на границе с толстой пленкой, зависящий от направления спина. Выражение (2) определяет взаимное влияние векторов намагниченности разных пленок. Расчеты динамики намагниченности по уравнению (1) выполняются в адиабатическом приближении, учитывая, что скорости электронов и характерные обратные времена процессов их рассеяния с переворотом спина значительно выше характерных частот для динамики намагниченности ( $\sim 10^9 \text{ с}^{-1}$ ). Полученные в таких расчетах результаты хорошо описывают не только процессы переключения сопротивления между двумя стационарными состояниями при параллельной и антипараллельной ориентации намагниченностей, но и нестационарное поведение  $F_1$ – $N$ – $F_2$  систем, наблюдавшееся в экспериментах и обусловленное прецессией намагниченности. Таким образом, поток спин-поляризованных электронов, вышедших из толстой пленки, передает вращательный момент тонкой пленке (если намагниченности пленок неколлинеарны), который компенсирует диссипативные потери (второе слагаемое в (1)), приводя к стационарным высокочастотным осцилляциям намагниченности. В зависимости от полярности протекающего тока спиновый вращательный момент может как увеличивать (при этом энергия передается от постоянного тока к ВЧ полю), так и ослаблять амплитуду прецессии. Частота однородной прецессии вектора намагниченности в экспериментах оказалась близкой к частоте ферромагнитного резонанса в пленке в отсутствие тока [8–12, 17, 21].

Использование для расчетов динамики намагниченности другого приближения — микромагнитного, с дискретизацией на ячейки с характерными размерами 1–3 нм и последующим суммированием по объему  $N$ – $F$  структуры позволяет учесть неоднородное распределение намагниченности  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  в пространстве и зонную структуру металлов, образующих спиновый вентиль [18, 22, 23], что дает возможность изучить неоднородную динамику намагниченности. Это приближение особенно подходит для исследования ситуации в микроконтактах, так как позволяет учесть растекание тока вблизи контакта и соответствующее пространственное распределение спинового вращательного момента [23].

В последнее время появились сообщения об экспериментальном наблюдении процессов, обусловленных передачей спинового момента (spin-transfer torque effect) под влиянием транспортного тока через механически образованный точечный контакт немагнитной иглы к одиночной ферромагнитной пленке [24, 25], либо через  $N$ – $F$  микроконтакт ( $\sim 50$  нм), созданный с помощью нанолитографии [26, 27]. Исследования механических точечных контактов между иглами из  $\text{Cu}$  или  $\text{Ag}$  и пленками  $\text{Co}$  различной толщины или массивным бруском  $\text{Co}$  [28] практически подтвердили существование в микроконтактах всех низкочастотных особенностей электропроводности свойственных  $F_1$ – $N$ – $F_2$  структурам. Кроме того, использование метода микроконтактной спектроскопии [29] позволило установить [30], что режим транспорта электронов в подобных контактах носит диффузионный характер. Передача спинового момента может осуществляться на  $N$ – $F$  границе в направлениях, перпендикулярных направлению тока, за счет обратного рассеяния поляризованных по спину электронов от атомов примесей или дефектов вблизи области концентрации тока. Теоретические основы подобного механизма были развиты в работах [31, 32].

В настоящей работе исследована электропроводность микроконтактов немагнитного металла к одиночной ферромагнитной пленке — наиболее простых в технологическом плане  $N$ – $F$  структур. Измерения выполнены как для контактов, не подвергнутых облучению, так и контактов, находящихся под воздействием электромагнитного облучения микроволнового диапазона, при различных напряженностях и ориентациях внешнего магнитного поля при сканировании амплитуды и направления транспортного тока через контакт. Для микроконтактов нормального металла к одиночной пленке ферромагнетика впервые экспериментально установлены два принципиально различных механизма формирования сигнала отклика на ВЧ облучение. Один обусловлен эффектом выпрямления переменного ВЧ тока на нелинейности вольт-амперной характеристики (ВАХ), обусловленной прецессией намагниченности под влиянием постоянного транспортного тока через контакт. Другой — связан с резонансным возбуждением внешним ВЧ полем различных пространственных мод прецессионной динамики намагниченности ферромагнетика.

### Методика экспериментов

Выполнены исследования точечных наноконтактов между иглой из немагнитного металла (медь или серебро) с диаметром острия около 1 мкм и ферромагнитными пленками кобальта толщиной 5, 10 и 100 нм, напыленными в сверхвысоком вакууме на подложку из окисленного кремния, предварительно покрытую

пленкой меди толщиной 100 нм. В некоторых экспериментах использовались пленки кобальта с защитным слоем меди или золота толщиной 2–3 нм, который препятствовал естественному окислению кобальта и образованию антиферромагнитного слоя CoO на поверхности. Контакты создавались непосредственно в ванне жидкого гелия с помощью прецизионного механизма перемещения с двумя степенями свободы, позволяющего сканировать место касания по поверхности пленки и плавно изменять усилие прижима иглы. Контакты обладали существенной асимметрией структуры: с одной стороны пленки ферромагнетика находилась игла, а с другой стороны — пленка немагнитного металла. В такой ситуации вращательные моменты, действующие на намагниченность ферромагнетика при протекании тока, были различными на обеих  $N_1$ -F и F- $N_2$  границах и взаимно не компенсировались [31]. Электрическое сопротивление изученных контактов варьировалось в интервале 5–30 Ом, при этом диаметры контактов  $d$  по стандартной оценке [29] при пренебрежении вкладом в сопротивление от медного или серебряного электрода ( $d = \rho_{Co}/2R$ ,  $\rho_{Co} = 4\text{--}10$  мкОм·см) находились в пределах от двадцати до нескольких нанометров. Регистрацию зависимостей дифференциального сопротивления микроконтакта от напряжения  $dV/dI$  ( $V$ ) производили по традиционной методике измерения амплитуды первой гармоники низкочастотного тока (443 Гц) модуляции (10–50 мкА) методом синхронного детектирования. Отрицательная полярность напряжения (тока) на контакте соответствует инжекции электронов из иглы в пленку. Подложку с пленками располагали параллельно либо перпендикулярно оси сверхпроводящего соленоида, что позволило выполнять измерения в магнитных полях напряженности до 5 Тл для различных ориентаций направления поля относительно оси контакта.

Электромагнитное излучение подвели к контакту по коаксиальному кабелю, оплетку и центральный проводник которого либо непосредственно подсоединяли к электродам микроконтакта, либо образовывали петлю связи вблизи контакта, а металлическая игла служила приемной антенной электромагнитного излучения. В последнем случае электродинамическая связь кабеля с контактом была несколько слабее. Электрическую развязку низкочастотной и высокочастотной цепей реализовали с помощью разделительного LC-фильтра в измерительной схеме. Коаксиальный кабель соединяли с выходным разъемом ВЧ генераторов с входом гетеродинного приемника или широкодиапазонного анализатора спектра. Калибровочные измерения показали существенное уменьшение коэффициента прохождения ВЧ тракта лишь на частотах выше 12–15 ГГц. Структура микроконтакта и схема его подключения к измерительной цепи изо-

бражены на вставке рис. 1. Максимальная мощность ВЧ поля в области контакта по нашей оценке составляла несколько десятков микроватт. Все измерения были выполнены при температуре 4,2 К.

### Основные результаты и их анализ

Полученные результаты практически не зависели от материала немагнитного электрода, поэтому ниже представлены данные только для микроконтактов с медной иглой.

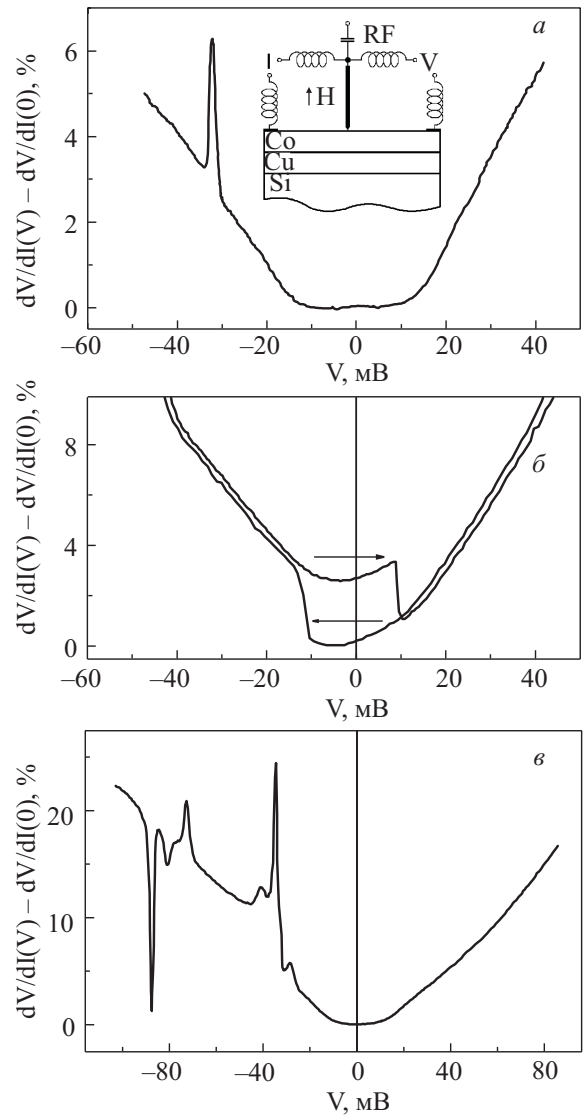


Рис. 1. Изменение дифференциального сопротивления микроконтактов между иглой из Cu и пленкой Co толщиной 100 нм: сопротивление контакта  $R_0 = 7,2$  Ом, магнитное поле  $H_{\perp} = 4$  Тл направлено перпендикулярно поверхности (а);  $R_0 = 6,8$  Ом,  $H = 0$  (б);  $R_0 = 9$  Ом, магнитное поле  $H_{\parallel} = 3,04$  Тл направлено вдоль плоскости пленки (в). На вставке к панели (а) показана схема подключения микроконтакта к измерительной цепи.

На зависимостях дифференциального сопротивления исследованных микроконтактов от напряжения смещения (пропорционального току через контакт)  $dV/dI(V)$  наблюдались характерные особенности (рис. 1), типичные для эффекта передачи спинового вращательного момента электронами проводимости в  $F_1-N-F_2$  структурах. В частности, при отрицательной полярности смещения в присутствии магнитного поля проявлялся пик  $dV/dI$  (рис. 1,а) в узком интервале напряжений. Эта особенность не обусловлена воздействием магнитного поля транспортного тока, так как такое «магнитное» влияние тока должно симметрично проявляться при обеих полярностях тока. Положение пика с увеличением напряженности магнитного поля линейно смещалось в сторону больших напряжений на контакте, что ранее неоднократно наблюдалось экспериментально [4,26,28,30]. Пик  $dV/dI(V)$  соответствует сглаженной ступеньке на вольт-амперной характеристике  $I(V)$  и обусловлен возрастанием сопротивления микроконтакта при некотором характерном значении протекающего тока. Данная особенность хорошо воспроизводится при неоднократном свипировании транспортного тока. Такое резкое увеличение сопротивления  $F-N$  микросистемы обычно связывается с возбуждением стационарных высокочастотных осцилляций намагниченности при переносе спинового вращательного момента или с изменением положения в пространстве оси прецессии намагниченности (переходом прецессирующего магнитного момента на другую моду колебаний) [12].

В отсутствие внешнего магнитного поля для некоторых контактов наблюдался гистерезис на зависимостях  $dV/dI(V)$  (рис. 1,б). Как видно на рисунке, при изменении тока от больших отрицательных значений к положительным происходит скачкообразное уменьшение сопротивления при  $V = +9$  мВ. Изменение направления развертки тока вызывает скачкообразное восстановление состояния с высоким сопротивлением при  $V = -11$  мВ. Подчеркнем, что в отличие от рассмотренного выше максимума дифференциального сопротивления, в данном случае переключение сопротивления контакта происходит резким скачком с характерным временем — порядка нескольких наносекунд [11,33]. Некоторая сглаженность (плавность) скачков сопротивления на экспериментальных кривых на рис. 1,б обусловлена большой постоянной времени ( $\sim 1$  с) схемы синхронного детектирования регистрирующей цепи. Такое поведение сопротивления свидетельствует о возникновении двух областей в окрестности контакта с различными направлениями векторов намагниченности.

Как показали проведенные нами ранее детальные исследования [34], точечные микроконтакты к структурам  $N_1-Co-N_2$  (где  $N_{1,2}$  — пленки меди или золота)

с одиночной пленкой ферромагнетика образуют «поверхностный спиновый вентиль» (surface spin-valve), обладающий свойствами традиционного  $F_1-N-F_2$  вентиля. Спины в атомно-тонком приповерхностном слое ферромагнетика имеют ослабленную обменную связь со спинами массива за счет пониженного координационного числа и взаимодиффузии N и F металлов. Это приводит к реконструкции магнитных свойств поверхности, т.е. магнитного порядка и анизотропии. Вектор намагниченности поверхностного слоя под влиянием спинового момента переносимого электронами при пропускании тока может поворачиваться, устанавливаясь параллельно или антипараллельно направлению намагниченности массива ферромагнитной пленки. При этом вращательный момент, действующий на вектор намагниченности поверхностного слоя, максимален в непосредственной близости от микроконтакта в области максимальной концентрации тока. В объеме пленки вдали от контакта за счет резкого растекания тока такое воздействие минимально. Неколлинеарность векторов намагниченности поверхностного слоя и массива пленки, которой можно управлять, меняя плотность тока через контакт, и приводит к гистерезисному переключению сопротивления контакта, подобно показанному на рис. 1,б. Верхняя кривая соответствует антипараллельной, а нижняя — параллельной ориентации намагниченностей. Для таких контактов на зависимостях дифференциального сопротивления от напряженности магнитного поля, направленного вдоль пленки  $dV/dI(H)$ , наблюдались скачкообразные гистерезисные изменения сопротивления. Величина скачков сопротивления при перемагничивании окрестности контакта в магнитном поле на кривых  $dV/dI(H)$  совпадает с амплитудой скачков на зависимостях  $dV/dI(V)$ , что позволяет однозначно связать последние с процессами перемагничивания области вблизи микроконтакта. Подобное поведение сопротивления микроконтакта полностью эквивалентно характеристикам для стандартной  $F_1-N-F_2$  структуры, а роль «free layer  $F_1$ » играет приповерхностный слой ферромагнетика.

Пик дифференциального сопротивления и гистерезис на ВАХ наблюдались не для каждого контакта. После неоднократных созданий серии контактов при многократных касаниях иглы к пленке поверхность пленки и наконечник иглы деформировались и на зависимостях  $dV/dI(V)$  появлялись множественные особенности (рис. 1,в), свидетельствующие о нескольких различных пространственных ориентациях вектора намагниченности вблизи контакта. Иногда для таких контактов наблюдались как максимумы, так и минимумы  $dV/dI$  не только при отрицательных, но и при положительных смещениях. Аналогичные особенности

при обеих полярностях тока проявлялись и для некоторых  $F_1-N-F_2$  вертикальных наноструктур [5,35].

Результаты экспериментов по облучению N-F микроконтактов микроволновым полем различной частоты и мощности для разных контактов существенно отличались. Среди нескольких сотен исследованных контактов в одном случае (~50%) реакция контакта на облучение была обусловлена эффектом выпрямления переменного ВЧ тока на нелинейной вольт-амперной характеристике контакта. В другом (~10%) — резонансным возбуждением ВЧ полем прецессии вектора намагниченности.

*Эффект выпрямления ВЧ тока нелинейной вольт-амперной характеристики микроконтакта*

Влияние высокочастотного облучения различной интенсивности частотой  $f = \Omega/2\pi = 2$  ГГц на амплитуду и форму пика дифференциального сопротивления микроконтакта Cu-Co(100 нм) в магнитном поле 1,82 Тл, параллельном плоскости пленки, представлено на рис. 2,а. Как видно на рисунке, пик  $dV/dI$  на исходной зависимости (кривая 1), измеренной без облучения, размывается, а его амплитуда постепенно уменьшается по мере увеличения мощности облучения  $P$  до 24 мкВт. При дальнейшем росте мощности наблюдается раздвоение этого пика. Значения мощности ВЧ облучения оценены в месте расположения микроконтакта. Показанные результаты, наблюдаемые неоднократно на многих контактах, являются типичными.

Поведение в высокочастотном электромагнитном поле металлических микроконтактов из немагнитных металлов, нелинейная электропроводность которых обусловлена электрон-фононным рассеянием, теоретически детально рассмотрено в работе [36]. Изложенные ниже результаты из этой работы применимы и к другим типам контактов, проводимость которых определяется одноэлектронными процессами. В частности, они нашли хорошее экспериментальное подтверждение при изучении туннельных контактов сверхпроводников, полупроводников с металлами, сверхпроводников с нормальными металлами [37], а также микроконтактов из нормальных металлов [38].

Если на контакте кроме постоянного напряжения  $V_0$  наводится от внешнего ВЧ генератора слабый переменный сигнал с амплитудой  $V_1$  ( $V_0 \gg V_1$ ) и частотой  $\Omega$ ,  $V(t) = V_0 + V_1 \cos \Omega t$ , то усредненная по времени ВАХ микроконтакта задается выражением [36,37]

$$\bar{I}(\bar{V}) = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} J_n^2\left(\frac{eV_1}{\hbar\Omega}\right) I_0\left(V_0 + n \frac{\hbar\Omega}{e}\right), \quad (3)$$

где  $I_0(V_0)$  — невозмущенная ВАХ на постоянном токе,  $J_n(x)$  — функции Бесселя первого рода. Предполагается, что частота ВЧ излучения  $\Omega$  существенно

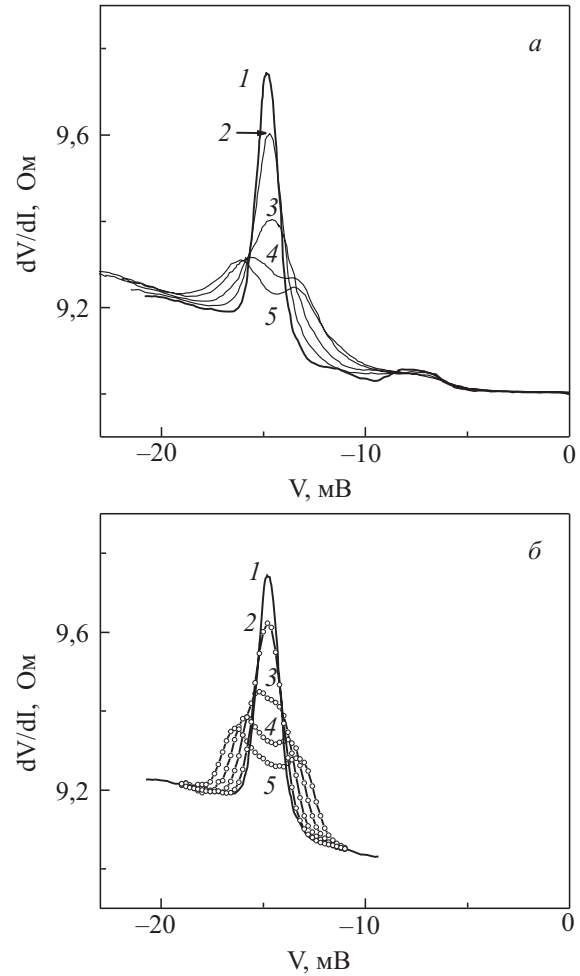


Рис. 2. Модификация особенности дифференциального сопротивления микроконтакта между Cu-иглой и пленкой Co (100 нм) под влиянием электромагнитного облучения частотой 2 ГГц и мощностью  $P$ , мкВт: 0 (1), 12 (2), 24 (3), 36 (4), 48 (5). Экспериментальные данные (а) и результаты расчета (б) для  $V_1$ , мВ: 0,5 (2), 1,0 (3), 1,5 (4) и 2,0 (5).

меньше обратного времени релаксации процесса рассеяния электронов  $\tau$ , вызывающего нелинейность вольт-амперной характеристики ( $\Omega\tau \ll 1$ ) и, кроме того, в контакте отсутствуют какие-либо резонансные явления. В пределе низких частот, когда энергия кванта ВЧ поля значительно меньше энергетического интервала  $W$  нелинейного участка ВАХ ( $\hbar\Omega \ll W = e\Delta V$ ), выражение (3) преобразуется в хорошо известную стандартную форму для классического детектора [37], описывающую выпрямление переменного тока на нелинейной ВАХ

$$\bar{I}(\bar{V}) = \frac{\Omega}{\pi} \int_0^{\pi/\Omega} I_0(V_0 + V_1 \cos \Omega t) dt. \quad (4)$$

Вклад в ток, обусловленный выпрямлением переменного тока ВЧ модуляции, пропорционален второй производной ВАХ контакта.

Расчет невозмущенной вольт-амперной характеристики (кривая (1) на рис. 2,а) микроконтакта, не подвергнутого облучению  $I_0(V_0)$ , выполнялся нами путем интегрирования экспериментальной зависимости для его дифференциального сопротивления  $dV/dI(V)$  по формуле

$$I(V) = \int_0^V \left[ \frac{dV}{dI}(V) \right]^{-1} dV. \quad (5)$$

Затем по формуле (4) рассчитывали ВАХ контакта под облучением и выполняли ее численное дифференцирование. Результаты расчетов для нескольких значений переменного ВЧ напряжения на контакте  $V_1^2 \sim P$  показаны на рис. 2,б. Зависимости (1) на рис. 2,а и б тождественны. Хорошее соответствие экспериментальных и расчетных кривых позволяет с полной определенностью утверждать, что наблюдавшиеся в данных экспериментах видоизменения пика дифференциального сопротивления обусловлены изменением ВАХ контакта под влиянием ВЧ облучения за счет выпрямления переменного ВЧ напряжения на ее нелинейном участке.

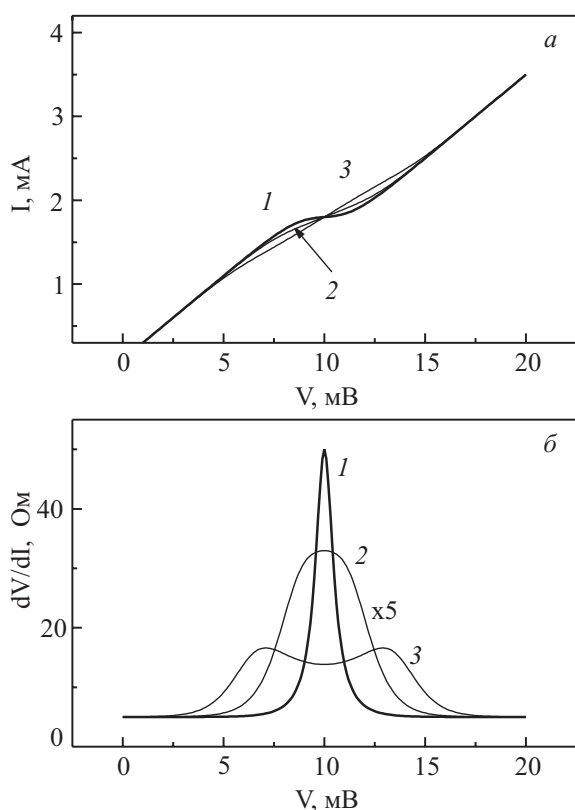


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика (а) и особенность ее дифференциального сопротивления (б) для модельного микроконтакта при различных интенсивностях ВЧ облучения  $V_1$ , мВ: 0 (1), 2 (2), 4 (3).

Раздвоение пика на зависимости  $dV/dI(V)$  при высоких интенсивностях облучения, как показали численные расчеты для некоторой модельной ВАХ с явно выраженной ступенчатой особенностью (рис. 3), обусловлено своеобразным размытием этой ступеньки в пределе больших мощностей.

*Резонансная стимуляция прецессии намагниченности внешним ВЧ полем*

В ряде случаев для некоторых контактов на монотонно возрастающей зависимости  $dV/dI(V)$  под влиянием ВЧ облучения возникал пик дифференциального сопротивления (рис. 4), подобный рассмотренному выше (рис. 1), который также наблюдался только при отрицательной полярности смещения. Эффект был полностью обратим и после выключения микроволнового облучения зависимость  $dV/dI(V)$  принимала первоначальный монотонный характер. Иногда на исходной кривой без облучения наблюдали небольшие нерегулярности («предвестники» пика) в указанной области смещений, как на рис. 4, хотя для других контактов они отсутствовали (см. кривые 1 на рис. 7 и 8).

Ниже представлены экспериментальные результаты более подробных исследований обнаруженного нами явления. Измерения выполнены на одном и том же контакте ( $R_0 = 6,7$  Ом) медной иглы к пленке Со (10 нм) с подслоем меди (20 нм) при температуре 5,5 К. При сканировании величины и направления тока через контакт положение и амплитуда индуцированной облучением особенности на зависимости  $dV/dI(V)$  слегка варьировались. Однако монотонная

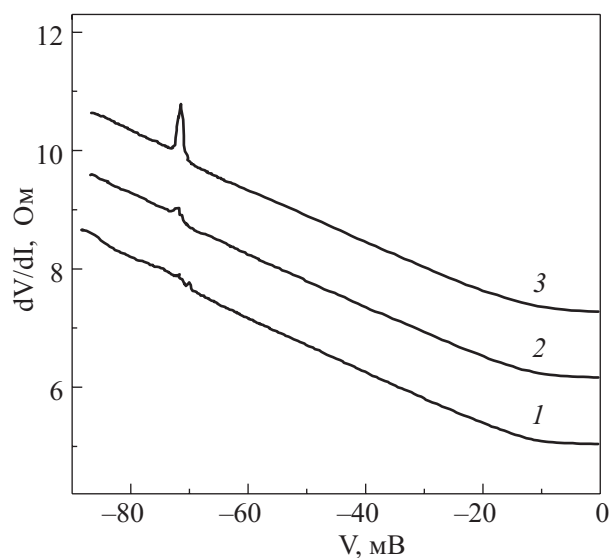


Рис. 4. Стимуляция пика  $dV/dI$  под влиянием ВЧ облучения частотой 2 ГГц для различных интенсивностей ВЧ поля  $P$ , мВт: 0 (1), 2,4 (2) и 3,6 (3). Контакт Cu–Со (100 нм),  $R_0 = 5,04$  Ом,  $H_{\perp} = 2,47$  Тл. Кривые сдвинуты по вертикали на 1 Ом.

составляющая кривой при этом оставалась практически без каких-либо изменений. На рис. 5 приведены зависимости амплитуды индуцированной особенности дифференциального сопротивления  $A_c$  и ее положения  $V_c$  на оси напряжений от интенсивности облучения частотой 3 ГГц, полученные для различных направлений развертки тока через контакт. Как и на рис. 4, с ростом ВЧ мощности амплитуда особенности линейно увеличивалась, затем при достижении некоторого максимального значения пик  $dV/dI$  начинал уширяться, а его высота уменьшаться (см. штриховые линии на рис. 5,а). Приблизительно в этих же интервалах мощностей облучения характерное напряжение  $V_c$  вначале оставалось постоянным, а затем монотонно уменьшалось (рис. 5,б). Такое поведение следует ожидать при переходе от малоугловой прецессии к прецессии под большими углами с ростом мощности возбуждения. Насыщение эффективного угла прецессии аналогично отклику спинов в ферромагнитном резонансе. Таким образом, прецессия спинов, локализованных на поверхности в области микроконтакта, относительно спинов в массиве ферромагнитной пленки вызывает дополнительный магнитный вклад в сопротивление (пик  $dV/dI$ ) за счет эффекта гигантского магнитосопротивления.

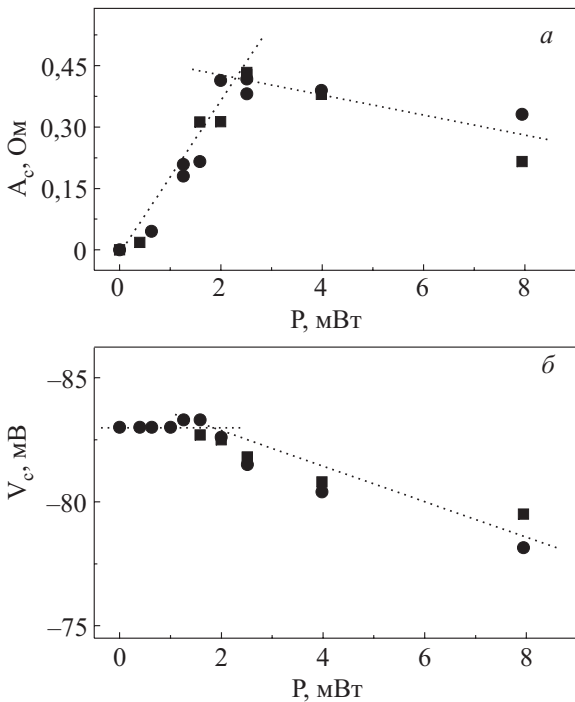


Рис. 5. Зависимости амплитуды  $A_c$  (а) и характерного напряжения  $V_c$  (б) стимулированной особенности  $dV/dI$  от мощности облучения частотой 3 ГГц для контакта Cu-Co (10 нм) сопротивлением  $R_0 = 6,7$  Ом. Магнитное поле  $H_{||} = 1$  Тл. Различными точками обозначены результаты для разных направлений сканирования напряжения на контакте:  $-V_{max} \rightarrow +V_{max}$  (●),  $+V_{max} \rightarrow -V_{max}$  (■).

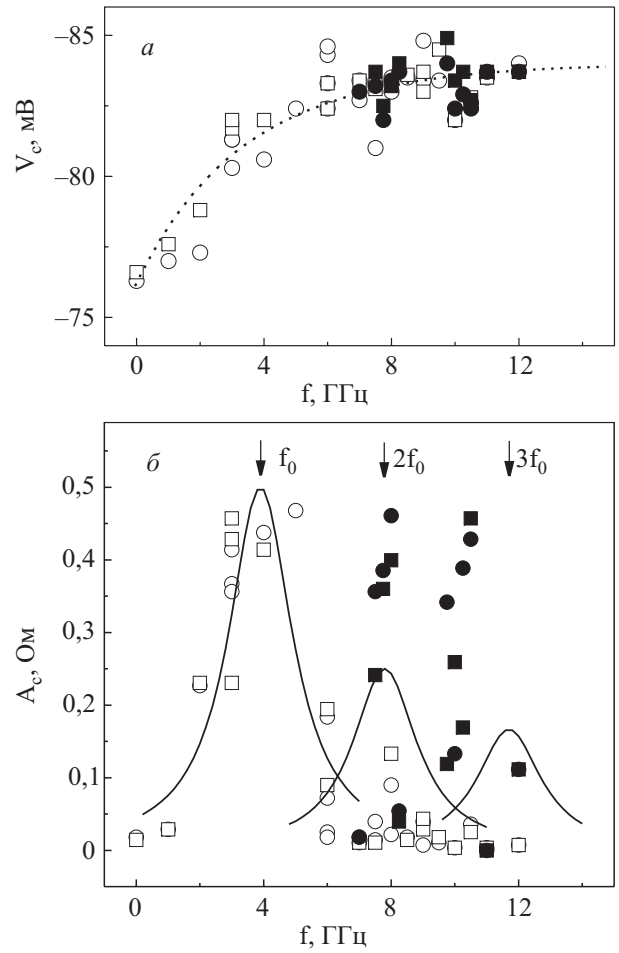


Рис. 6. Влияние частоты облучения на величину характерного напряжения  $V_c$  и амплитуду  $A_c$  индуцированного ВЧ полем пика  $dV/dI$ . Форма точек соответствует рис. 5. Светлые символы показывают данные для мощности облучения 4 дБм, зачерненные — для 10 дБм. Контакт прежний (рис. 5). Сплошными линиями показаны лоренцевские зависимости (слева направо) для  $f_0 = 3,9$  ГГц,  $2f_0$  и  $3f_0$ .

С ростом частоты облучения индуцированный ВЧ полем пик  $dV/dI$  смещался в сторону больших напряжений (рис. 6,а). На рисунке приведены результаты для двух значений интенсивности облучения 4 дБм (2,512 мВт) в диапазоне 1–12 ГГц и 10 дБм (10 мВт) в диапазоне 7–12 ГГц, уровень мощности указан на выходе ВЧ генератора (оценочные значения ВЧ мощности в области контакта при этом не превышали несколько десятков мкВт). Увеличение мощности облучения до 10 дБм использовано для увеличения амплитуды измеряемого сигнала на частотах превышающих 7 ГГц. На рисунке эти данные показаны зачерненными символами. Согласно результатам [9,12], частота ВЧ излучения, испускаемого  $F_1-N-F_2$  структурами, находящимися в магнитном поле, перпендикулярном слоям, увеличивается с ростом транспортного тока (напряжения). Анализ динамического



поведения намагниченности, выполненный в указанных работах на основе уравнения (1), показал, что такое возрастание частоты излучения с увеличением смещения характерно для прецессионного вращения вектора намагниченности вокруг оси, лежащей вне плоскости ферромагнитных пленок. В наших экспериментах магнитное поле направлено вдоль плоскости пленки  $S_0$ , и хотя его величина (1 Тл) превосходит поле насыщения ( $H_{\parallel}^C \approx 0,3$  Тл,  $H_{\perp}^C = 1,6$  Тл), однако за счет механических напряжений и магнитоупругих эффектов в области микроконтакта намагниченность может иметь компоненту, нормальную к плоскости пленки. Кроме того, перпендикулярная магнитокристаллическая анизотропия за счет текстуры поликристаллических пленок в направлении нормали к пленке также может вызывать отклонение вектора намагниченности от плоскости пленки [39].

В данных экспериментах наблюдалась немонотонная зависимость от частоты поля амплитуды  $A_c$  индуцированного ВЧ полем максимума  $dV/dI$  (рис. 6,б). Зависимость состояла из трех ярко выраженных максимумов, сосредоточенных вблизи значений частоты 3,9; 7,8 и 10,3 ГГц. Разброс экспериментальных точек на рисунке довольно значительный, как это видно при 3 и 6 ГГц, для которых выполнены несколько измерений (сви́пирований тока) для каждой частоты облучения.

Для интерпретации результатов экспериментальным точкам  $dV/dI(f)$  на рис. 6,б сопоставлены три спектральных линии, имеющие лоренцевскую форму, рассчитанные по формуле

$$A_f = J_0 \frac{a^2}{(nf_0 - f)^2 + a^2}, \quad (6)$$

где принято:  $J_0 = 0,5$  Ом, резонансная частота  $f_0 = 3,9$  ГГц, а параметр, определяющий полуширину спектральной линии ( $\Delta = 2a$ ),  $a^2 = 1,5$  ГГц. На рис. 6,б спектральные линии  $A_f(f)$  для трех гармоник ( $n = 1, 2, 3$ ) изображены сплошными линиями (см. слева направо). В экспериментах различных авторов на различных  $F_1$ - $N$ - $F_2$  структурах отношение интенсивностей ВЧ излучения на основной частоте и ее второй гармонике варьировалось в интервале 10–1 [8–11]. Поэтому амплитуды расчетных кривых на рис. 6,б заданы с масштабным коэффициентом  $1/n$ . Следует отметить, что лоренцевскими кривыми обычно описываются интенсивности резонансных линий (в частности, и спектра испускания ВЧ излучения для спинового вентиля), тогда как на рис. 6,б они представлены только для того, чтобы подчеркнуть спектральные компоненты на зависимости  $dV/dI(f)$ .

Анализируя представленные результаты, пики на частотах вблизи 3,9 и 7,8 ГГц можно классифицировать как возбуждение прецессии вектора намагниченности на основной частоте и ее второй гармонике.

Заметим при этом, что амплитуда второго пика значительно меньше амплитуды первого (светлые символы в районе 8 ГГц). Ординаты для темных символов следует уменьшить в 3,98 раза для приведения результатов для обоих пиков к одинаковому уровню мощности 4 дБм. Третий пик на частоте около 10,3 ГГц, по-видимому, обусловлен возбуждением другой моды прецессии намагниченности. Тот факт, что стимулированные ВЧ полем пики  $dV/dI$  возникают при специфических значениях частоты, является доказательством резонансного характера наблюдаемого эффекта. Безусловно, такое упрощенное представление о динамическом поведении вектора намагниченности как об однородной когерентной прецессии может в какой-то мере только качественно соответствовать реальной неоднородной в пространстве ситуации в микроконтакте, приводящей к возбуждению целого спектра спиновых волн, что должно вызывать уширение резонансных линий.

Интерпретация обнаруженного резонансного эффекта состоит в следующем. Когда частота переменного ВЧ магнитного поля накачки  $f$  оказывается близкой к частоте прецессии вектора намагниченности  $f_0$ , меняющейся в соответствии с изменением величины тока через контакт, происходит резонансное возрастание амплитуды осцилляций намагниченности [40] и переход от стохастических колебаний к стационарной прецессии. Учитывая значительную нелинейность  $N$ - $F$  системы (1), резонанс может иметь место и при условии  $mf \approx nf_0$  ( $m$  и  $n$  целые числа). В резонансе возрастает энергия системы спинов в контакте, и она переходит в другое квазистационарное состояние с иной траекторией, амплитудой прецессии и другим направлением в пространстве оси прецессии намагниченности. Это, в свою очередь, за счет эффекта гигантского магнитосопротивления вызывает резкое возрастание сопротивления контакта и появление пика на зависимости  $dV/dI(V)$  при некотором характерном значении  $V_c$  смещения, для которого выполняется резонансное равенство частот.

Указанные выше значения резонансных частот существенно ниже характерных частот для однородной ферромагнитной пленки в поле 1 Тл. Это обусловлено тем, что динамические явления в исследованных  $F$ - $N$  микроконтактах принципиально отличаются от ФМР в однородной пленке [20,21] и  $F_1$ - $N$ - $F_2$  спиновых вентилях [18,19]. Возмущения спиновой системы в объеме контакта диаметром  $\sim 10$  нм за счет микродомена, приповерхностного слоя или спинового вихря вызывает значительные отличия магнитотранспортных свойств контакта от свойств массивной ферромагнитной пленки. Эти отличия могут быть обусловлены целым рядом факторов, таких как большие механические напряжения в месте касания иглы, заметная

магнитострикция в кобальте и, следовательно, большая магнитная анизотропия. Последняя может существенным образом изменяться по величине и направлению от контакта к контакту. Поэтому не удивительно, что ВЧ свойства микроконтактов значительно отличаются от однородного ФМР в ферромагнитной пленке.

Как указывалось выше, частота прецессии вектора намагниченности  $f_0$  определяется величиной транспортного тока через контакт, задающего величину передаваемого спинового момента, и напряженностью постоянного магнитного поля. Подстройка собственной частоты  $f_0$  при заданном значении в магнитном поле осуществляется путем изменения величины постоянного транспортного тока (напряжения) через контакт. При изменении частоты ВЧ облучения или напряженности магнитного поля должно изменяться и положение резонансного пика. Такое смещение пика  $dV/dI$  на оси напряжений наблюдалось эксперимен-

тально (рис. 7). В одном случае пик смещался в сторону больших напряжений при увеличении частоты облучения (рис. 7,а), а в другом — с ростом напряженности внешнего магнитного поля. Эти зависимости хорошо воспроизводились, и резонансный пик полностью исчезал при выключении облучения.

Малейшие самопроизвольные изменения микроконтакта приводили к необратимым изменениям характерных параметров  $A_c$  и  $V_c$  для стимулированного пика, а часто и к его полному исчезновению. На рис. 8 представлены две серии последовательных записей ( $a \rightarrow б$ ) зависимостей  $dV/dI$  ( $V$ ), полученных без воздействия излучения (кривые 1) и под облучением при двух значениях частоты (кривые 2 и 3). После регистрации зависимостей ( $a$ ) микроконтакт самопроизвольно изменился неконтролируемым образом под влиянием электрических или механических флуктуаций — его сопротивление уменьшилось и составило 94% от исходного значения  $R_0 = 18$  Ом. При таком изменении контакта, как видно на рисунке, монотонная часть кривой изменилась незначительно, однако особенности  $dV/dI$  сдвинулись в область меньших смещений, несколько возросла их амплитуда и уменьшилось различие их относительного положения  $V_c$  для разных частот (кривые б). Это означает, что изменился не только диаметр контакта или его кристаллическая структура, но и его микромагнитная структура.

Ранее эффект ВЧ стимуляции пика  $dV/dI$  при квазистатических измерениях был обнаружен на микро-

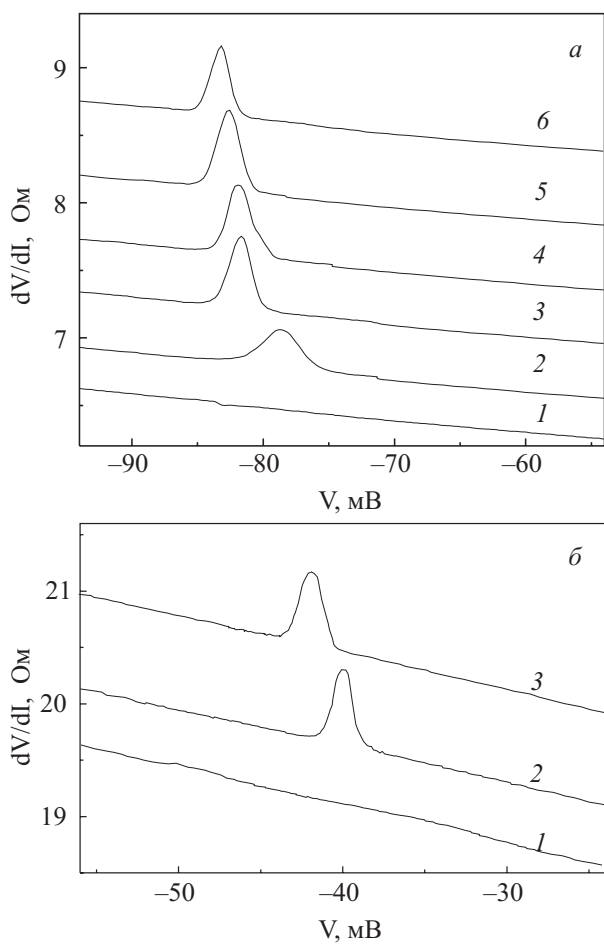


Рис. 7. Изменение положения стимулированного пика  $dV/dI$  при изменении частоты облучения  $f$ , ГГц: 0 (1), 2 (2), 3 (3), 4 (4), 5 (5), 8 (6) (а) и напряженности магнитного поля  $H_{\perp}$ , Тл: 2,21 (2) и 2,34 (3) при облучении частотой  $f = 2$  ГГц. Зависимости (1) получены без ВЧ облучения. Кривые на (а) и (б) сдвинуты по вертикали.

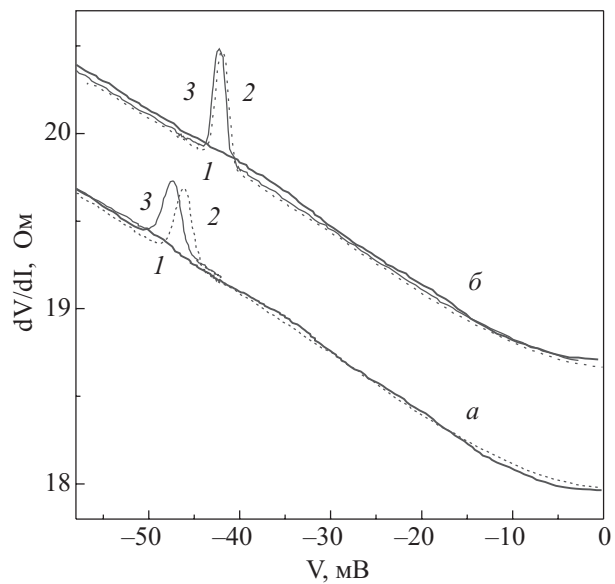


Рис. 8. Влияние микроскопической необратимой перестройки контакта на стимулированный пик  $dV/dI$ . Кривые (1) измерены в отсутствие облучения. Частота ВЧ облучения  $f$ , ГГц: 2 (2) и 3 (3). Зависимости сдвинуты по оси ординат на 0,7 Ом. Напряженность магнитного поля  $H_{\perp} = 2,34$  Тл.

контактах серебряной иглы к многослойной пленочной структуре Co–Cu, содержащей 20–50 пар слоев [41]. Эффект наблюдали при ВЧ облучении в диапазоне около 50 ГГц и интерпретировали [41] как следствие резонансного возбуждения спиновых волн в N–F структуре. В экспериментах [41] пленочная структура размещалась на дне цилиндрического резонатора таким образом, что магнитная компонента ВЧ поля имела составляющую, лежащую в плоскости пленок, а силовые линии электрической компоненты имели круговую симметрию и образовывали окружности вокруг иглы. При такой геометрии ВЧ поля на микроконтакте отсутствовало переменное ВЧ напряжение  $V_1$ , поэтому авторы не наблюдали стандартного эффекта выпрямления и соответствующего размытия пика  $dV/dI$  под облучением. Форма особенности, стимулированной облучением, также значительно отличалась от простого максимума, наблюдавшегося нами, и, вероятно, обусловлена спецификой ориентации, частотой и интенсивностью ВЧ магнитной составляющей в экспериментах [41]. В нашем случае мы впервые наблюдали индуцирование особенности  $dV/dI$  при ВЧ облучении на значительно меньших частотах на микроконтактах немагнитного металла к одиночной ферромагнитной пленке.

### Заключение

Результаты проведенных нами исследований позволяют утверждать, что в микроконтактах немагнитного металла с одиночной пленкой ферромагнетика проявляются все характерные эффекты как статические, так и динамические, обусловленные переносом спинового вращательного момента при протекании электрического тока, подобные наблюдаемым в трехслойных  $F_1$ –N– $F_2$  спиновых вентиллях. Это подтверждает сделанное ранее заключение, что в F–N микроконтактах реализуется «поверхностный спиновый вентиль» [34].

Впервые было обнаружено два механизма формирования сигнала отклика таких контактов на микроволновое облучение: выпрямление ВЧ тока на нелинейной ВАХ и резонансное возбуждение спиновых волн.

В дополнение к описанным выше экспериментам предприняты попытки зарегистрировать высокочастотное излучение из микроконтактов, обусловленное прецессией намагниченности. В измерениях использовали два супергетеродинных приемника с полосами частот в диапазонах 2–4 ГГц и 8–10 ГГц с предельной чувствительностью  $10^{-15}$  Вт, а также широкодиапазонный анализатор спектра. Результаты были отрицательными, несмотря на многократные свипирования в широком интервале значений как напряженности магнитного поля, так и тока через контакты с различными геометрическими размерами (сопротивлениями). По

оценке [42] характерная частота прецессии намагниченности в спиновом вентиле обратно пропорциональна квадрату его диаметра. Для диаметров около 10 нм частота прецессии может составлять величину порядка 50–75 ГГц при оптимальных значениях транспортного тока. Учет собственного магнитного поля транспортного тока, как показали расчеты [43], может приводить к существенным изменениям геометрической структуры магнитных возбуждений. В частности, к появлению в ферромагнитной пленке вихревых и спиральных мод, причем сердцевина вихря может быть запиннигована на структурном дефекте вблизи контакта. Вместе с тем для  $F_1$ –N– $F_2$  вентилях циркулярной формы было зарегистрировано ВЧ излучение с довольно низкими частотами 0,3–1 ГГц [44,45], обусловленное динамическим поведением магнитной вихревой структуры.

Вероятно, мы не смогли обнаружить ВЧ излучение из F–N «поверхностного спинового вентиля» из-за малой толщины приповерхностного слоя ферромагнетика с возмущенной спиновой структурой, т.е. малой величиной объема генерации, а следовательно, весьма малой выходной мощностью. Поэтому обнаружение ВЧ излучения из наноконтактов неферромагнитного металла к одиночной ферромагнитной пленке по-прежнему остается актуальной задачей.

1. J. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
2. L. Berger, *Phys. Rev.* **B54**, 9353 (1996).
3. M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Day, and F. Petroff, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
4. M. Tsoi, A.G.M. Jansen, J. Bass, W.C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, and P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4281 (1998).
5. E.B. Myers, D.C. Ralph, J.A. Katine, R.N. Louie, and R.A. Buhrman, *Science* **285**, 867 (1999).
6. M. AlHajDarwish, H. Kurt, S. Urazdin, A. Fert, R. Loloee, W.P. Pratt, Jr., and J. Bass, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 157203 (2004).
7. H. Kurt, R. Loloee, W. Pratt Jr., and J. Bass, *arXiv: cond-mat/0408632* (2004).
8. S.I. Kiselev, J.C. Sankey, I.N. Krivorotov, N.C. Emley, R.J. Schoelkopf, R.A. Buhrman, and D.C. Ralph, *Nature*, **425**, 380 (2003).
9. W.H. Rippard, M.R. Pufall, S. Kaka, S.E. Russek, and T.J. Silva, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 027201 (2004).
10. W.H. Rippard, M.R. Pufall, S. Kaka, T.J. Silva, and S.E. Russek, *Phys. Rev.* **B70**, 100406 (2005).
11. I.N. Krivorotov, N.C. Emley, J.C. Sankey, S.I. Kiselev, D.C. Ralph, and R.A. Buhrman, *Science* **307**, 228 (2005).
12. S.I. Kiselev, J.C. Sankey, I.N. Krivorotov, N.C. Emley, A.G.F. Garcia, R.A. Buhrman, and D.C. Ralph, *Phys. Rev.* **B72**, 064430 (2005).
13. B. Ozyilmaz, A.D. Kent, D. Monsma, J.Z. Sun, M.J. Rooks, and R.H. Koch, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 067203 (2003).
14. I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).

15. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G.E.W. Bauer, and B.I. Halperin, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1375 (2005).
16. J.A. Katine, F.J. Albert, R.A. Buhrman, E.B. Myers, and D.C. Ralph, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3149 (2000).
17. Jiang Xiao, A. Zangwill, and M.D. Stiles, *Phys. Rev.* **B72**, 014446 (2005).
18. M.D. Stiles and J. Miltat, *Spin Transfer Torque and Dynamics*, in: *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures II*, Springer Series Topics in Appl. Phys. **101**, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg (2006), p. 225.
19. D.C. Ralph and M.D. Stiles, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 1190 (2008).
20. Р. Суху, *Магнитные тонкие пленки*, Мир, Москва (1967).
21. Ч. Киттель, *Введение в физику твердого тела*, Наука, Москва (1978).
22. D.V. Berkov and J. Miltat, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 1238 (2008).
23. D.V. Berkov and N.L. Gorn, *J. Appl. Phys.* **99**, 08Q701, (2006).
24. Y. Ji, C.L. Chen, and M.D. Stiles, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 106601 (2003).
25. T.Y. Chen, Y. Ji, C.L. Chen, and M.D. Stiles, *J. Appl. Phys.* **97**, 10C709 (2005).
26. B. Ozyilmaz, A.D. Kent, J.Z. Sun, M.J. Rooks, and R.H. Koch, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 176604 (2004).
27. B. Ozyilmaz and A.D. Kent, *arXiv: cond-mat/0511144*, (2005).
28. В.В. Фисун, О.П. Балкашин, Ю.Г. Найдюк, Д.Л. Башлаков, И.К. Янсон, В. Корневский, Р. Шехтер, *Металлофизика и новейшие технологии* **26**, 1439 (2004).
29. Yu.G. Naidyuk and I.K. Yanson, *Point Contact Spectroscopy*, Springer Series in Solid State Sciences, Springer Science and Business Media, Inc., New York (2005).
30. I.K. Yanson, Yu.G. Naidyuk, D.L. Bashlakov, V.V. Fisun, O.P. Balkashin, V. Korenivski, A. Konovalenko, and R.I. Shekhter, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 186602 (2005).
31. M.L. Polianski and P.W. Brouwer, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 026602 (2004).
32. S. Adam, M.L. Polianski, and P.W. Brouwer, *Phys. Rev.* **B73**, 024425 (2006).
33. N.C. Emley, I.N. Krivorotov, A.G.F. Garcia, O. Ozatay, J.C. Sankey, D.C. Ralph, and R.A. Buhrman, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 247204 (2006).
34. I.K. Yanson, Yu.G. Naidyuk, V.V. Fisun, A. Konovalenko, O.P. Balkashin, L.Yu. Triputen, and V. Korenivski, *Nano Lett.* **7**, 927 (2007).
35. M. Tsoi, V. Tsoi, J. Bass, A.G.M. Jansen, and P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 246803 (2002).
36. А.Н. Омелянчук, И.Г. Тулузов, *ФНТ* **9**, 284 (1983) [*Low Temp. Phys.* **9**, 142 (1983)].
37. J.R. Tucker and M.J. Feldman, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 1055 (1985).
38. О.П. Балкашин, И.К. Янсон, Ю.А. Пилипенко, *ФНТ* **13**, 389 (1987) [*Low Temp. Phys.* **13**, 222 (1987)].
39. W. Gil, D. Gornitz, M. Horisberger, and J. Kotzler, *Phys. Rev.* **B72**, 134401 (2005).
40. Z.Z. Sun and X.R. Wang, *Phys. Rev.* **B74**, 132401 (2006).
41. M. Tsoi, A.G.M. Jansen, J. Bass, W.C. Chiang, V. Tsoi, and P. Wyder, *Nature* **406**, 46 (2000).
42. M.A. Hofer, M.J. Ablowitz, B. Ilan, M.R. Pufall, and T.J. Silva, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 267206 (2005).
43. M.A. Hofer, T.J. Silva, and M.D. Stiles, *Phys. Rev.* **B77**, 144401 (2008).
44. V.S. Probiag, I.V. Krivorotov, G.D. Fuchs, P.M. Braganca, O. Ozatay, J.C. Sankey, D.C. Ralph, and R.A. Buhrman, *Nature Phys.* **3**, 498 (2007).
45. Q. Mistral, M. van Kampen, G. Htkac, Joo-Von Kim, T. Devolder, P. Crozat, C. Chappert, L. Lagae, and T. Schrefl, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 257201 (2008).

### Nonstationary magnetization dynamics in point contacts with single ferromagnetic film

O.P. Balkashin, I.K. Yanson, V.V. Fisun, L.Yu. Triputen, A. Konovalenko, and V. Korenivski

The electrical conduction of point nanocontacts between ferromagnetic cobalt films 5, 10 and 100 nm thick and a nonmagnetic metal (copper or silver) needle has been investigated. Two fundamentally different mechanisms of response to microwave irradiation have been detected for the first time. One mechanism is the effect of rectification of HF alternating current on the nonlinearity of the  $I$ - $V$  characteristic due to the transport direct current through the contact. The other is related to the external HF field-induced excitation of the resonant magnetization precession at the main frequency and its harmonics. The experimental results support our previous conclusion [*Nano Letters* **7**, 927 (2007)] that a «surface spin valve» is realized in the investigated F-N nanocontacts and has static and dynamical properties similar to those of the standard spin valve  $F_1$ -N- $F_2$ .

PACS: **72.25.-b** Spin polarized transport;  
**73.40.** Jn Metal-to-metal contacts;  
**75.75.+a** Magnetic properties of nanostructures;  
**85.75.-d** Magnetoelectronics; spintronics.

Keywords: point contact, spin-torque transfer, magnetization precession, microwave irradiation.