

РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИИ НАНОСЛОЕВ ТАНТАЛА СО СПИН-ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

В. В. Устинов^{a,b}, Л. И. Наумова^{a,b}, Р. С. Заборницын^{a,b}, И. А. Ясюлевич^a,
И. К. Максимова^a, Т. П. Криницина^a, А. Ю. Павлова^a, В. В. Проглядо^a, М. А. Миляев^{a,b}*

*^a Институт физики металлов им. М. Н. Михеева
Уральского отделения Российской академии наук
620137, Екатеринбург, Россия*

*^b Институт естественных наук и математики,
Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б. Н. Ельцина
620002, Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 26 июля 2023 г.,
после переработки 26 июля 2023 г.
Принята к публикации 24 августа 2023 г.

Построена теория обусловленных спин-орбитальным взаимодействием размерных эффектов в магнито-сопротивлении тонких пленок нормальных металлов, учитывающая поверхностное рассеяние электронов проводимости с переворотом спина. Проведены экспериментальные исследования структурных и гальваномагнитных свойств тонких пленок β -тантала различной толщины, приготовленных методом магнетронного напыления. На основе анализа экспериментальных данных в рамках построенной теории сделаны оценки длины спиновой диффузии, времени спиновой релаксации и спинового угла Холла для тонких пленок β -тантала.

DOI: 10.31857/S0044451024010115

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из возможных механизмов генерации спинового тока без использования магнитных материалов или магнитного поля является спиновый эффект Холла. Причиной возникновения данного эффекта является спин-орбитальное взаимодействие [1–9]. Спин-орбитальное взаимодействие приводит к тому, что протекание электрического тока в немагнитном (“нормальном”) металле в отсутствие внешнего магнитного поля вызывает появление поперечного чисто спинового тока, который не сопровождается переносом электрического заряда [3, 10–15]. При обратном спиновом эффекте Холла протекание спинового тока в нормальном металле вызывает возникновение поперечного тока электрического заряда. Данные эффекты наиболее заметно проявляют-

ся в металлах с сильным спин-орбитальным взаимодействием, таких как Pt, Ta, W. Если такие металлы в составе планарной наноструктуры соседствуют со слоями магнитных материалов, то при протекании в наноструктуре электрического тока возможно изменение магнитного состояния слоев, обусловленное переносом спинового момента [9, 16–21]. Изучение связи спиновых и зарядовых токов в нормальных металлах с сильным спин-орбитальным взаимодействием, а также процессов переноса спинового момента в наноструктурах, содержащих металлы с различным типом магнитного упорядочения, является предметом новейшей ветви спинтроники, получившей название спинорбитроника [16–19, 22].

Для создания устройств спинорбитроники крайне важным является изучение связи спиновых и зарядовых токов в нормальных металлах. В 2007 г. Дьяконов теоретически показал [23], что в двумерных нормальных металлах с сильным спин-орбитальным взаимодействием связь спиновых и зарядовых токов может быть обнаружена с помощью гальваномагнитных экспериментов.

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

Протекающий электрический ток из-за спин-орбитального взаимодействия вызывает чисто спиновый ток, который приводит к накоплению неравновесной спиновой плотности вблизи краев двумерного образца. Аккумулированная спиновая плотность диффундирует в глубь металла, что вызывает чисто спиновый ток, текущий от граней образца. Внешнее магнитное поле приводит к подавлению неравновесной спиновой плотности, вследствие чего электросопротивление увеличивается и достигает значения электросопротивления материала, в котором наличием спин-орбитального взаимодействия можно пренебречь. Данный вид магнитосопротивления, возникающий из-за проявления комбинации прямого и обратного спинового эффекта Холла, а также эффекта Ханле (эффекта затухания неравновесной спиновой плотности в процессе диффузии в условиях одновременной прецессии в магнитном поле), был назван Дьяконовым как магнитосопротивление краевой спиновой аккумуляции (magnetoresistance due to edge spin accumulation).

Данная теория получила подтверждение в экспериментах с тонкими пленками нормальных металлов с сильным спин-орбитальным взаимодействием [24–26]. Авторами было показано, что внешнее магнитное поле, приложенное вдоль направления электрического тока, вызывает рост электросопротивления пленки. Продольное магнитосопротивление тонкой пленки металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием, возникающее из-за подавления неравновесной спиновой плотности вблизи поверхностей пленки, было названо авторами магнитосопротивлением Ханле (Hanle magnetoresistance) по аналогии с известным эффектом магнитооптики.

В выполненных к настоящему времени работах по изучению магнитосопротивления Ханле не был исследован вопрос о роли рассеяния электронов проводимости с переворотом спина на поверхностях пленки. Можно, однако, ожидать, что именно поверхностное рассеяние с переворотом спина окажется фактором, существенно влияющим на подавление спиновой аккумуляции вблизи поверхности, обусловленной спин-орбитальным взаимодействием. В настоящей работе построена теория обусловленных спин-орбитальным взаимодействием размерных эффектов в магнитосопротивлении тонких пленок нормальных металлов, учитывающая поверхностное рассеяние электронов с переворотом спина. В рамках построенной теории проведен анализ результатов экспериментального исследования магнитосопротивления Ханле тонких пленок β -тантала.

2. ТЕОРИЯ РАЗМЕРНЫХ ЭФФЕКТОВ В МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИИ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ СПИН-ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Для описания электронного спинового транспорта в металле с сильным спин-орбитальным взаимодействием используем уравнения для плотности электронов проводимости N , спиновой плотности $\mathbf{S}$, плотности потока электронов $\mathbf{I}$ и плотности спинового тока $\mathbf{J}$, сформулированные в работах [8, 27]. В этих уравнениях плотность потока электронов $\mathbf{I}$ — векторная величина, тогда как плотность спинового тока $\mathbf{J}$ — тензор второго ранга.

Пусть $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$ — действующие в металле электрическое и магнитное поля, относительно которых мы предполагаем, что они однородны в пространстве и не зависят от времени. Ниже мы ограничимся рассмотрением случая, когда векторы $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$ коллинеарны и параллельны оси X , лежащей в плоскости пленки, занимающей область $-L/2 \leq z \leq +L/2$, где L — толщина пленки. В рассматриваемой геометрии при протекании токов $\mathbf{I}$ и $\mathbf{J}$ система остается электрически нейтральной и тогда $N \equiv N_0$, где N_0 равновесное значение плотности числа электронов.

Обозначим время релаксации импульса электронов в процессе их орбитального движения как τ_O . Время релаксации спина электронов проводимости обозначим как τ_S . Для характеристики интенсивности процессов «косого» («skew») рассеяния электронов проводимости, обусловленного наличием спин-орбитального взаимодействия, введем, следуя работам [27, 28], параметр τ_{SO} , который определяет частоту процессов косого рассеяния $1/|\tau_{SO}|$. Параметр $\xi = \tau_O/\tau_{SO}$ характеризует относительную интенсивность скорости косого рассеяния электронов проводимости и может быть любого знака, тогда как его величина $|\xi| \ll 1$. Параметры τ_O и τ_S характеризуют релаксацию импульса и спина электрона в пленке и могут, вообще говоря, зависеть от толщины пленки L .

При описании потока электронов и спинового тока будем считать выполненными условия $\Omega\tau_O \ll 1$ и $\Omega_C\tau_O \ll 1$, где $\Omega = \gamma B$ — частота прецессии, $\Omega_C = |e|B/m_e c$ — циклотронная частота, $\gamma = 2\mu/\hbar$ — гиромангнитное отношение, $\mu = g\mu_B/2$ — магнитный момент электрона, фактор Ланде которого равен g , μ_B — магнетон Бора, m_e — эффективная масса электрона, e — заряд электрона. В результате система уравнений [27, 28] для вектора $\mathbf{I}$ и тензора $\mathbf{J}$ принимает вид

$$\mathbf{I} = \frac{\sigma_0}{e} \mathbf{E} - \xi \mathbf{e} \cdot \mathbf{J}, \quad (1)$$

$$\mathbf{J} = \frac{\sigma_0}{N_0 e} \mathbf{E} \otimes \mathbf{S}_0 - D_0 \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \otimes \delta \mathbf{S} - \xi \mathbf{e} \cdot \mathbf{I}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \mathbf{J} + \gamma [\delta \mathbf{S} \times \mathbf{B}] + \frac{1}{\tau_S} \delta \mathbf{S} = 0. \quad (3)$$

Здесь $\sigma_0 = N_0 e^2 \tau_0 / m_e$ – удельная проводимость вырожденного электронного газа в отсутствие спин-орбитального взаимодействия, $D_0 = v_F^2 \tau_0 / 3$ – соответствующий σ_0 коэффициент электронной диффузии, v_F – скорость Ферми. Величина $\delta \mathbf{S} = \mathbf{S} - \mathbf{S}_0$ есть отклонение спиновой плотности $\mathbf{S}$ от своего локально-равновесного значения $\mathbf{S}_0 = -\chi \mathbf{B} / \mu$, где χ – восприимчивость Паули электронного газа. Знаки « $\otimes$ », « $\cdot$ » и « $\cdot$ » используются для обозначения математических операций тензорного, скалярного и двойного скалярного произведения векторов и тензоров соответственно, символ $\mathbf{e}$ обозначает абсолютно антисимметричный единичный тензор 3-го ранга.

Уравнение (2) наглядно описывает явление, получившее название спиновый эффект Холла: поток электронов проводимости $\mathbf{I}$, фигурирующий в последнем члене правой части уравнения (2), индуцирует за счет спин-орбитального взаимодействия спиновый ток $\mathbf{J}$. Соответственно уравнение (1) описывает обратный спиновый эффект Холла: спиновый ток $\mathbf{J}$ при наличии спин-орбитального взаимодействия индуцирует электрический ток $\mathbf{I}$. В литературе, посвященной описанию спинового эффекта Холла, часто используется термин спиновый угол Холла. Спиновый угол Холла, обозначаемый как Θ_{SH} , связан с введенным нами параметром ξ соотношением $\xi = \tan \Theta_{SH}$. Поскольку всегда $|\Theta_{SH}| \ll 1$, параметр $\xi \simeq \Theta_{SH}$.

Решение системы уравнений (1), (2) относительно токов $\mathbf{I}$ и $\mathbf{J}$ может быть записано в виде

$$\mathbf{I} = \frac{\sigma}{e} \mathbf{E} - \xi D \left[\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \times \delta \mathbf{S} \right], \quad (4)$$

$$\mathbf{J} = -\frac{\chi \sigma}{e \mu N_0} \mathbf{E} \otimes \mathbf{B} - D \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \otimes \delta \mathbf{S} - \xi \frac{\sigma}{e} \mathbf{e} \cdot \mathbf{E}, \quad (5)$$

где $\sigma = \sigma_0 / (1 + 2\xi^2)$ и $D = D_0 / (1 + 2\xi^2)$ – перенормированные спин-орбитальным взаимодействием проводимость и коэффициент диффузии неограниченного металла. При получении выражения (5) для $\mathbf{J}$ мы пренебрегли несущественным для целей настоящей работы отличием тензора $\mathbf{e} \cdot \mathbf{e} \cdot \mathbf{J}$ от $\mathbf{e} \cdot \mathbf{e} \cdot \mathbf{J}$.

В рассматриваемой конфигурации полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$ относительно поверхности пленки как поток электронов проводимости $\mathbf{I}$, так и спиновый ток $\mathbf{J}$ могут зависеть только от одной пространственной координаты z . Это позволяет записать вектор $\mathbf{I}(z)$ в виде

$\mathbf{I}(z) = I_x(z) \mathbf{e}_x$, где $\mathbf{e}_x$ – единичный вектор, задающий направление оси X , а единственная отличная от нуля компонента плотности потока $I_x(z)$ определяется уравнением

$$I_x(z) = \frac{\sigma}{e} E + \xi D \frac{\partial}{\partial z} \delta S_y. \quad (6)$$

Из выражения (6) с очевидностью следует, что вызванная спин-орбитальным взаимодействием аккумуляция спинового момента электронов вблизи поверхностей пленки, приводящая к зависимости неравновесной спиновой плотности δS_y от координаты z , имеет своим прямым следствием зависимость от координаты z также и плотности текущего в пленке электрического тока $j(z) = e I_x(z)$.

Для того чтобы сделать картину протекания спинового тока $\mathbf{J}$ более наглядной, введем в рассмотрение, следуя работе [27], векторы $\mathbf{P}_i$ поляризации спиновых токов, текущих в направлениях $i = x, y, z$, которые задаются единичными векторами $\mathbf{e}_i$. По определению, $\mathbf{P}_i = \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{J}$. Задание трех векторов $\mathbf{P}_i$ полностью эквивалентно заданию тензора $\mathbf{J}$. В выбранной нами системе координат из выражения (5) получаем

$$\mathbf{P}_x = -\frac{\chi \sigma}{e \mu N_0} E B \mathbf{e}_x, \quad (7)$$

$$\mathbf{P}_y = -\xi \frac{\sigma}{e} E \mathbf{e}_z, \quad (8)$$

$$\mathbf{P}_z = -D \frac{\partial}{\partial z} \delta \mathbf{S} + \xi \frac{\sigma}{e} E \mathbf{e}_y. \quad (9)$$

Из выражений (7)–(9) следует, что векторы $\mathbf{P}_x$ и $\mathbf{P}_y$, задающие поляризацию спиновых токов, текущих по направлениям X и Y , не меняют своей величины и направления с изменением координаты z . Напротив, вектор $\mathbf{P}_z$ поляризации спинового тока, текущего вдоль направления Z , зависит от координаты z самым существенным образом в силу зависимости от z неравновесной спиновой плотности $\delta \mathbf{S}$. С использованием вектора $\mathbf{P}_z$ уравнение (3) может быть записано в следующем виде:

$$\frac{\partial}{\partial z} \mathbf{P}_z + \gamma [\delta \mathbf{S} \times \mathbf{B}] + \frac{1}{\tau_S} \delta \mathbf{S} = 0. \quad (10)$$

Для нахождения неравновесной плотности $\delta \mathbf{S}(z)$ из уравнений (9), (10) необходимо задать граничные условия, связывающие векторы $\mathbf{P}_z(z)$ и $\delta \mathbf{S}(z)$ на границах пленки $z = \pm L/2$. Подробный вывод таких граничных условий представлен в работах [29, 30]. Для характеристики спинового рассеяния электронов проводимости на границах пленки введем феноменологический параметр ε , имеющий смысл вероятности рассеяния электрона с переворотом спина

при отражении электрона от поверхности пленки. Тогда искомые граничные условия могут быть записаны в виде

$$\mathbf{P}_z(\pm L/2) = \pm \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} \frac{v_F}{2} \delta \mathbf{S}(\pm L/2). \quad (11)$$

Решение уравнений (9), (10) с граничными условиями (11) может быть записано в виде

$$\delta S_x = 0, \quad \delta S_y = \text{Re} \delta S, \quad \delta S_z = -\text{Im} \delta S, \quad (12)$$

где

$$\delta S = \xi \frac{\sigma \tau_S E}{e L_S} \frac{\text{sh} \zeta \kappa}{\kappa \text{ch} \lambda \kappa + \psi \text{sh} \lambda \kappa}. \quad (13)$$

При записи выражения (13) для δS мы ввели безразмерные переменные $\zeta = z/L_S$, $\beta = \gamma \tau_S B$ и $\kappa = \sqrt{1+i\beta}$, $\text{Re} \kappa > 0$, а также параметры $\lambda = L/2L_S$ и $\psi = (\tau_S v_F/2L_S) \varepsilon/(1-\varepsilon)$, в которых $L_S = \sqrt{\tau_S D}$ — спин-диффузионная длина, вычисляемая с учетом спин-орбитального взаимодействия.

Из формул (6), (12), (13) следует, что спин-орбитальное взаимодействие приводит к увеличению плотности электрического тока вблизи границ пленки по сравнению со значением плотности тока в ее глубине. Интегрируя выражение для j по z от $-L/2$ до $+L/2$, находим полный электрический ток, текущий в пленке, что позволяет записать следующее выражение для удельного электросопротивления $\rho_L(B)$ пленки толщины L в магнитном поле B :

$$\rho_L(B) = \rho \left(1 + \frac{\xi^2}{\lambda} \text{Re} \frac{1}{\kappa \text{ch} \lambda \kappa + \psi} \right)^{-1}. \quad (14)$$

Здесь $\rho = \sigma^{-1}$ — удельное электросопротивление материала пленки, рассчитанное с учетом спин-орбитального взаимодействия электронов, но без учета поверхностной спиновой аккумуляции.

В отсутствие магнитного поля размерный эффект в электросопротивлении тонких слоев металла, обусловленный спин-орбитальным взаимодействием, будем описывать величиной $\rho_L(B=0) \equiv \rho_L$. Выражение для ρ_L в предположении малости параметра $\xi^2 \ll 1$ принимает вид

$$\rho_L = \left(1 - \frac{\xi^2}{1 + \psi \text{th} \lambda} \frac{\text{th} \lambda}{\lambda} \right) \rho. \quad (15)$$

Из выражения (15) следует, что рассеяние электронов проводимости с переворотом спина на поверхности пленки, описываемое параметром ψ , приводит к уменьшению величины размерно-зависящей части электросопротивления пленки ρ_L . Это уменьшение описывается множителем $\xi^2/(1 + \psi \text{th} \lambda)$ в правой части выражения (15). Если выполняется условие $\psi \ll 1$, то влиянием рассеяния с переворотом спина на поверхности можно пренебречь.

Введем в рассмотрение относительное магнитосопротивление Ханле $\mathcal{R}_L$ формулой

$$\mathcal{R}_L(B) = \frac{\rho_L(B) - \rho_L(B=0)}{\rho_L(B=0)}. \quad (16)$$

В силу выполнения условия $\xi^2 \ll 1$ из (14)–(16) для магнитосопротивления Ханле получим

$$\mathcal{R}_L(B) = \frac{\xi^2}{1 + \psi \text{th} \lambda} \frac{\text{th} \lambda}{\lambda} \times \left[1 - \text{Re} \left(\frac{\text{th} \lambda \kappa}{\kappa \text{th} \lambda} \frac{1 + \psi \text{th} \lambda}{1 + \psi \text{th} \lambda \kappa / \kappa} \right) \right]. \quad (17)$$

Определенное выражением (17) относительное магнитосопротивление $\mathcal{R}_L(B)$ — положительно определенная монотонно возрастающая ограниченная функция поля B . С ростом магнитного поля при значениях B , значительно превышающих величину $B_S = 1/\gamma \tau_S$, величина $\mathcal{R}_L(B)$ достигает своего максимально возможного значения $\mathcal{R}_L^{(max)} \equiv \mathcal{R}_L(B \gg B_S)$. Из (17) следует, что

$$\mathcal{R}_L^{(max)} = \xi_L^2 \frac{\text{th} \lambda}{\lambda}, \quad (18)$$

где

$$\xi_L = \frac{\xi}{\sqrt{1 + \psi \text{th} \lambda}}. \quad (19)$$

Магнитосопротивление $\mathcal{R}_L^{(max)}$ является функцией толщины L и параметрически зависит от вероятности поверхностного рассеяния с переворотом спина ε . Зависимость $\mathcal{R}_L^{(max)}$ от толщины задается функцией $\text{th} \lambda / \lambda$, изменяющейся от единицы до нуля с ростом $\lambda = L/2L_S$, тогда как величина $\mathcal{R}_L^{(max)}$ определяется значением вновь введенного параметра ξ_L . Параметр ξ_L , пропорциональный ξ и зависящий от ε , имеет смысл эффективного спинового угла Холла.

Рассеяние электронов на поверхности с переворотом спина уменьшает величину $|\xi_L|$ и тем самым величину магнитосопротивления $\mathcal{R}_L^{(max)}$. При любых значениях вероятности ε рассеяния на поверхности с переворотом спина $|\xi_L| \leq |\xi|$. Если выполняется условие $\psi \ll 1$, то влиянием поверхностного рассеяния с переворотом спина на магнитосопротивление $\mathcal{R}_L^{(max)}$ можно пренебречь. Условие $\psi \ll 1$ можно представить в виде $\varepsilon \ll \sqrt{\tau_O/\tau_S}$.

На рис. 1 представлено поведение $\mathcal{R}_L(B)$ как функции переменных β и λ при двух различных значениях параметра ψ .

На рис. 1 видно, что при всех значениях β и λ поверхностное рассеяние электронов с переворотом

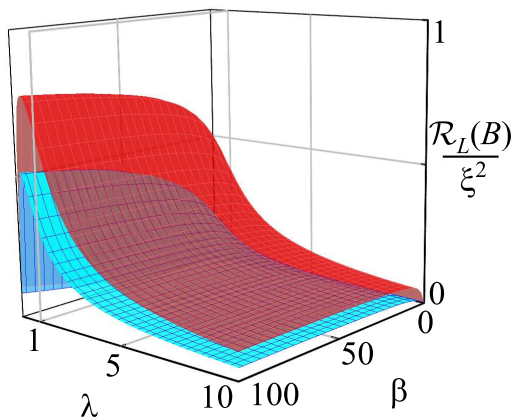


Рис. 1. Поведение $\mathcal{R}_L(B)$ в зависимости от величины $\lambda = L/2L_S$ и $\beta = \gamma\tau_S B$ в отсутствие рассеяния электронов на поверхности с переворотом спина, $\psi = 0$ (красная поверхность), и при наличии поверхностного рассеяния с переворотом спина, $\psi = 1$ (синяя поверхность)

спина приводит к уменьшению величины магнитосопротивления Ханле. Основной вклад в изменение $\mathcal{R}_L(B)$ под действием поверхностного рассеяния с переворотом спина дает уменьшение величины $|\xi_L|$ по сравнению с $|\xi|$.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

Пленки β -тантала толщиной $L = 3, 4, 5, 6.5, 8, 9.5, 11, 14, 30, 57$ нм получены методом магнетронного распыления при мощности 100 Вт на подложках из стекла. Базовое давление остаточных газов в камере напыления составляло $5 \cdot 10^{-7}$ Па. Давление рабочего газа аргона при напылении Ta составляло 0.1 Па.

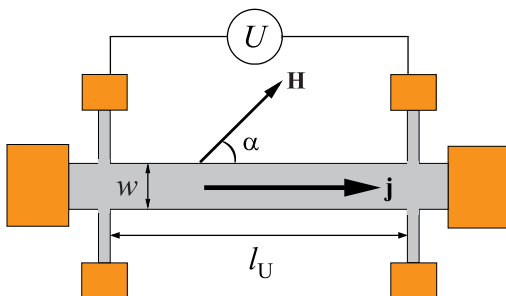


Рис. 2. Схематичное изображение микрообъекта, предназначенного для измерения электросопротивления четырехконтактным методом

С помощью оптической фотолитографии из пленок тантала сформированы микрообъекты в виде мостов Холла (рис. 2). Ширина микрополос w составляла 200 мкм, длина — 2700 мкм, расстояние l_U между потенциальными контактами — 2200 мкм. Медные контактные площадки сформированы при помощи процедуры «lift-off». Измерение электросопротивления микрообъектов проведено в интервале температур 93–343 К на установке на базе электромагнита, прокачного криостата и температурного контроллера с помощью четырехконтактного метода. Экспериментальная установка позволяет варьировать угол α между направлением тока $\mathbf{j}$, протекающего вдоль микрополосы, и направлением магнитного поля $\mathbf{H}$, приложенного в плоскости пленки.

Магнитное поле при измерении электросопротивления мостов Холла варьировалось в пределах ± 20 кЭ. Величины электрического тока, протекающего вдоль микрополос Ta различной толщины, составляли не более 1 мА, для того чтобы избежать нагрева образца во время измерения. Плотность тока не превышала $1.9 \cdot 10^8$ А/м².

Исследование микроструктуры проведено методами просвечивающей электронной микроскопии и рентгеновской дифракции в излучении $K\alpha$ Со. Для исследования поверхности тонких пленок использован метод атомно-силовой микроскопии.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ И ПОВЕРХНОСТИ ПЛЕНОК β -ТАНТАЛА

В тонких пленках Ta обычно имеются две структурные фазы: α -Ta с объемно-центрированной кубической (ОЦК) структурой и β -Ta, обладающий тетрагональной кристаллической решеткой [31] и на порядок большим удельным электросопротивлением [32]. Из-за сравнительно большой величины спи-

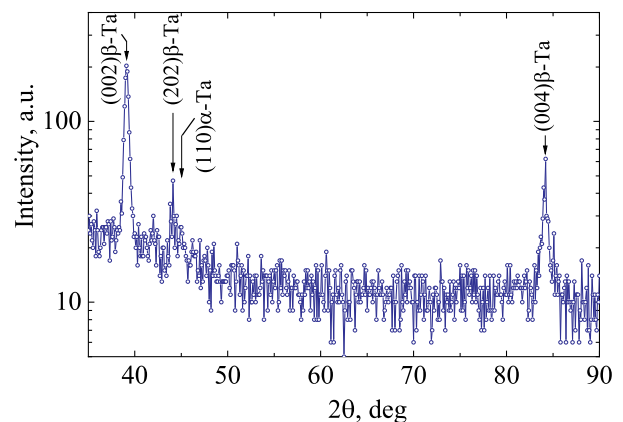


Рис. 3. Дифрактограмма пленки тантала толщиной 57 нм

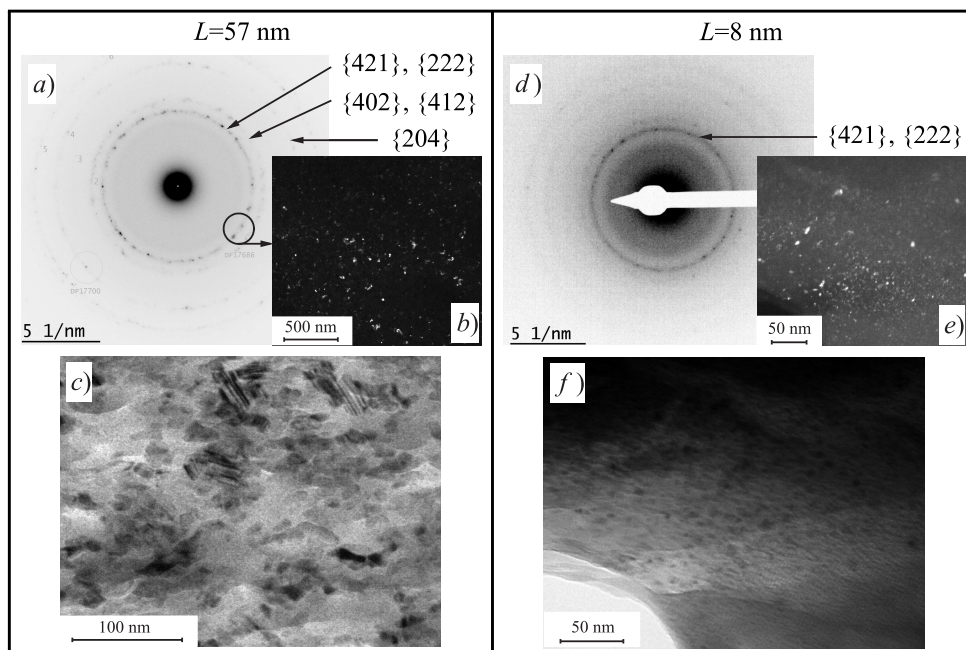


Рис. 4. Электронограммы (a,d), темнопольные (b,e) и светлопольные (c,f) изображения, полученные для пленок тантала толщиной 57 нм и 8 нм. Темнопольные изображения получены в рефлексе $\{421\}$, $\{222\}$

нового угла Холла именно β -Ta представляет интерес для создания наноструктур, магнитное состояние которых можно изменять при помощи электрического тока.

Мы использовали режимы магнетронного напыления, при которых в слое Ta превалирует β -фаза [33]. На рис.3 показана рентгеновская дифрактограмма, полученная от пленки Ta толщиной 57 нм. Видны рефлексy от плоскостей (002) и (004) тетрагональной структуры β -тантала и еще один слабый пик, который может относиться к плоскостям (202) β -Ta или (110) α -Ta.

Появление кратных пиков от плоскостей (002) и отсутствие остальных рефлексов тетрагональной структуры является, вероятно, следствием текстуры $\langle 002 \rangle$ в пленке Ta.

Результаты исследования методом просвечивающей электронной микроскопии показаны на рис. 4.

На электронограмме, полученной от пленки Ta толщиной 57 нм (рис. 4 a), все наблюдаемые дебаевские кольца соотносятся с семействами плоскостей тетрагональной структуры β -тантала. На рис. 4 b показано темнопольное изображение, полученное в рефлексе, соответствующем семейству плоскостей $\{421\}$ или $\{222\}$. Последовательные темнопольные изображения были получены при пошаговом сдвиге апертурной диафрагмы на малое расстояние по дебаевскому кольцу. На изображениях высвечива-

лись последовательно зерна, расположенные рядом. Многие соседние зерна очень слабо разориентированы друг относительно друга. На светлопольном изображении (рис. 4 c) видны отдельные кристаллиты с контрастом в виде темных и светлых параллельных полос, что характерно для двойниковых дефектов структуры. Размер зерна изменяется в пределах 6.5–25 нм.

На электронограмме, полученной для пленки Ta толщиной 8 нм (рис. 4 d), присутствуют размытые дебаевские кольца, характерные для псевдоаморфной разориентированной мелкокристаллической фазы. Из-за большой ширины колец межплоскостные расстояния не могут быть рассчитаны точно. По положению середины дебаевские кольца относятся к тетрагональной структуре β -Ta. На кольцах видны отдельные точечные рефлексy от более крупных кристаллитов. На темнопольном изображении (рис. 4 e) в рефлексе $\{421\}$, $\{222\}$ видны отдельные кристаллиты соответствующей ориентации. Размер зерна изменяется в пределах 0.6–2 нм.

Таким образом, в пленках тантала толщиной 8 нм формируется псевдоаморфная фаза β -Ta. При увеличении толщины пленки до 57 нм появляются более крупные кристаллиты и размер зерна возрастает десятикратно. Межзеренные границы являются малоугловыми. Присутствуют дефекты упаковки в виде двойниковых границ.

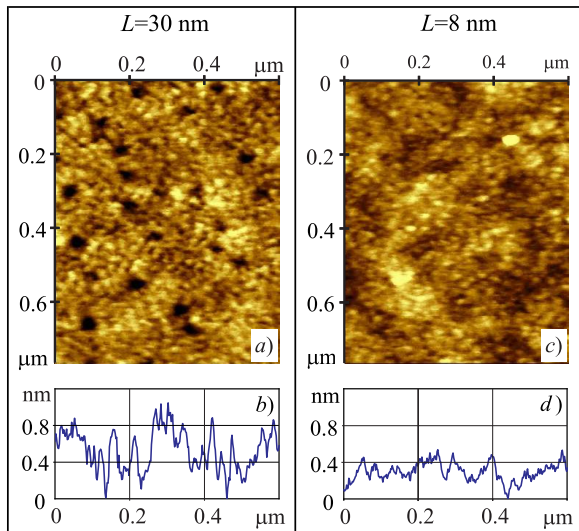


Рис. 5. Изображения поверхности (а,с) и профили поверхности (b,d) пленок β -Ta толщиной 30 и 8 нм

Характерные изображения поверхности пленок β -Ta толщиной 8 и 30 нм, полученные методом атомно-силовой микроскопии, показаны на рис. 5.

При толщине пленки $L = 30$ нм средний размер зерна составляет 17 нм, что согласуется с оценкой размера кристаллитов, проведенной при помощи электронной микроскопии. При толщине пленки $L = 8$ нм на изображении поверхности видны кластеры размером от 5 до 25 нм, объединяющие зерна, размер которых находится за пределами разрешения прибора.

На рис. 5 b и рис. 5 d показаны профили поверхности пленок β -Ta толщиной 30 и 8 нм. Видно, что шероховатость поверхности увеличивается с ростом толщины пленки.

На рис. 6 показана зависимость параметра шероховатости — среднеквадратичного отклонения (RMS) — от толщины пленки β -Ta.

Величина RMS оценивалась на площадке размером $1 \times 1 \text{ мкм}^2$, усреднение проводилось по 3–5 измерениям в разных участках образца. Пленки толщиной $L \leq 8$ нм обладают очень малой шероховатостью. При увеличении толщины пленки величина RMS существенно возрастает.

5. ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОСЛОЕВ ТАНТАЛА

На рис. 7 показана зависимость удельного электросопротивления пленок β -Ta от толщины при $T = 93$ К в отсутствие внешнего магнитного поля.

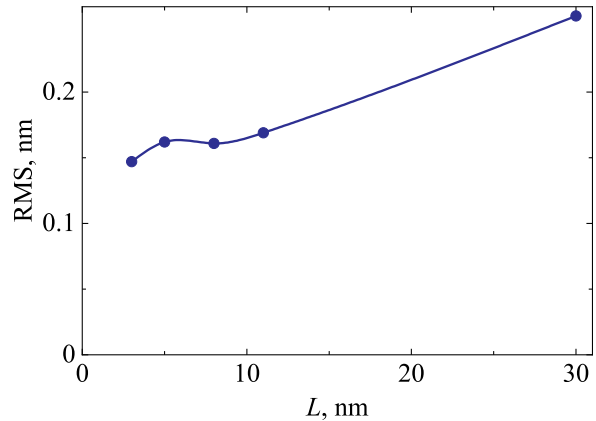


Рис. 6. Зависимость шероховатости поверхности от толщины пленок β -Ta. Экспериментальные точки соединены кривой для удобства восприятия

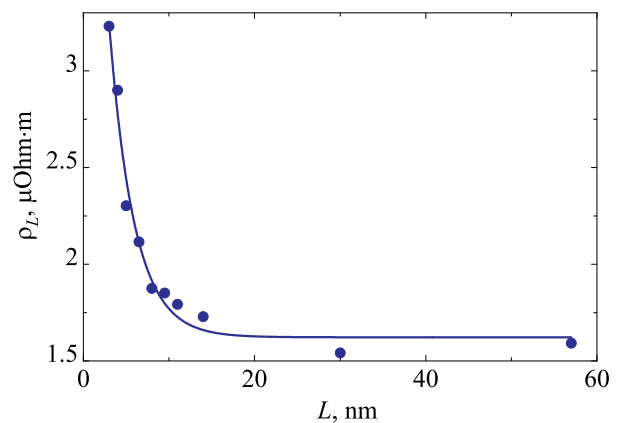


Рис. 7. Зависимость удельного электросопротивления ρ_L пленок β -Ta от толщины при $T = 93$ К в поле $H = 0$. Экспериментальные точки соединены кривой для удобства восприятия

При $L > 30$ нм удельное электросопротивление практически не зависит от толщины пленки и составляет $1.6 \text{ мкОм} \cdot \text{м}$. Для $L < 10$ нм при уменьшении толщины пленки удельное электросопротивление резко увеличивается, достигая величины около $3.2 \text{ мкОм} \cdot \text{м}$ для пленки с $L = 3$ нм. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с данными, представленными в литературе для пленок β -Ta различной толщины [34, 35].

По данным структурных исследований средний размер кристаллитов существенно уменьшается при уменьшении толщины пленки. Резкий рост электросопротивления в интервале малых толщин может быть обусловлен уменьшением длины свободного пробега электронов проводимости металла за счет уменьшения размера кристаллитов и увеличе-

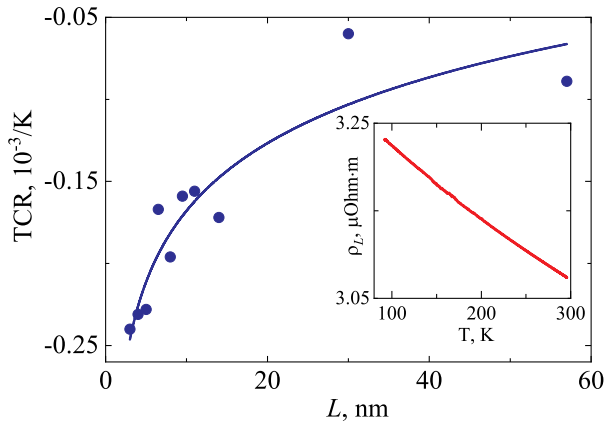


Рис. 8. Зависимость температурного коэффициента сопротивления TCR от толщины β -Ta в поле $H = 0$. На вставке — зависимость $\rho_L(T)$ для пленки β -Ta толщиной 3 нм в поле $H = 0$. Экспериментальные точки соединены кривой для удобства восприятия

ния количества межзеренных границ. Дополнительный вклад в сопротивление могут давать дефекты кристаллической решетки, плотность которых для пленок металлов малой толщины больше в сравнении с более толстыми пленками [36].

Уменьшение размера кристаллитов при уменьшении толщины пленки хорошо согласуются с характером изменения температурного коэффициента сопротивления (TCR) (рис. 8).

Для пленок в интервале толщин 3–57 нм наблюдался отрицательный температурный коэффициент сопротивления (см. рис. 8), характерный для сильно неупорядоченных систем [37, 38]. В этом случае уменьшение температуры сопровождается ростом удельного электросопротивления образца [39] (рис. 8, вставка).

Увеличение абсолютного значения TCR наблюдается при уменьшении толщины пленки и увеличении электросопротивления, что связано с увеличением беспорядка в более тонких слоях β -Ta. Характер изменения зависимости TCR от L хорошо согласуется с эмпирическим правилом Мойя [38].

Полевые зависимости электросопротивления пленок Ta разной толщины были измерены в магнитном поле, приложенном в плоскости пленки параллельно и перпендикулярно направлению тока. Поле изменялось от 20 до -20 и обратно до 20 кЭ. Измерения проводились при различных фиксированных температурах в интервале от 93 до 343 К. На рис. 9 показаны полевые зависимости удельного электросопротивления $\rho_L(H)$ для пленки Ta толщиной 5 нм.

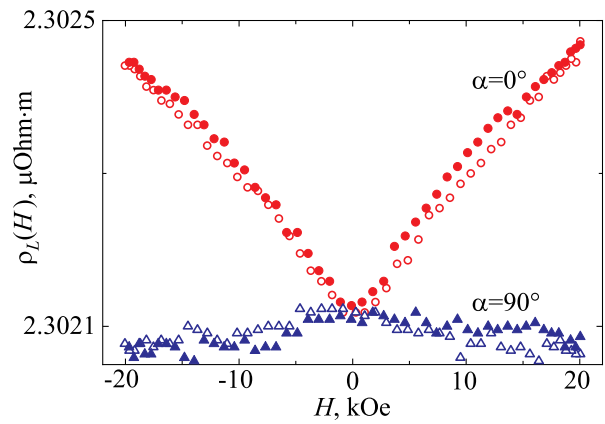


Рис. 9. Полевые зависимости удельного сопротивления образца пленки Ta толщиной 5 нм при температуре 93 К. Сплошные кружки и треугольники — измерение от -20 до 20 кЭ, незаполненные кружки и треугольники — измерение от 20 до -20 кЭ

При коллинеарности направления тока и приложенного магнитного поля ($\alpha = 0^\circ$) сопротивление возрастает с увеличением приложенного поля. Если поле перпендикулярно направлению тока ($\alpha = 90^\circ$), то изменения электросопротивления находятся в пределах ошибки измерения. В наших экспериментах отличное от нуля продольное магнитосопротивление было обнаружено для образцов пленок Ta толщами от 3 до 11 нм. Подобные полевые зависимости сопротивления были ранее получены для пленок Pt [24–26] и β -Ta [24].

По результатам измерения полевых зависимостей удельного сопротивления пленок Ta выполнена оценка магнитосопротивления Ханле (продольного магнитосопротивления) $\mathcal{R}_L(H)$. В наших экспериментах максимальная величина приложенного магнитного поля составляла 20 кЭ, соответственно, оценка максимальной полученной величины продольного магнитосопротивления $\mathcal{R}_L(H = 20 \text{ кЭ})$ была проведена для $|H| = 20 \text{ кЭ}$.

Полевые зависимости продольного магнитосопротивления пленки β -Ta толщиной 5 нм были измерены при различных фиксированных температурах в интервале 93–343 К. На рис. 10 приведена температурная зависимость $\mathcal{R}_L(H = 20 \text{ кЭ})$.

Максимальное магнитосопротивление пленки монотонно возрастает с понижением температуры. В аналогичном интервале температур подобные зависимости наблюдались для пленок Pt в работах [24, 25]. Возможным объяснением возрастания продольного магнитосопротивления с уменьшением температуры является увеличение времени спи-

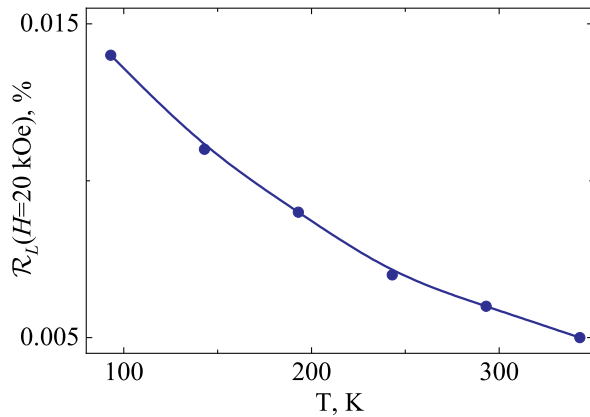


Рис. 10. Температурная зависимость продольного магнитосопротивления для пленки β -тантала толщиной 5 нм. Экспериментальные точки соединены кривой для удобства восприятия

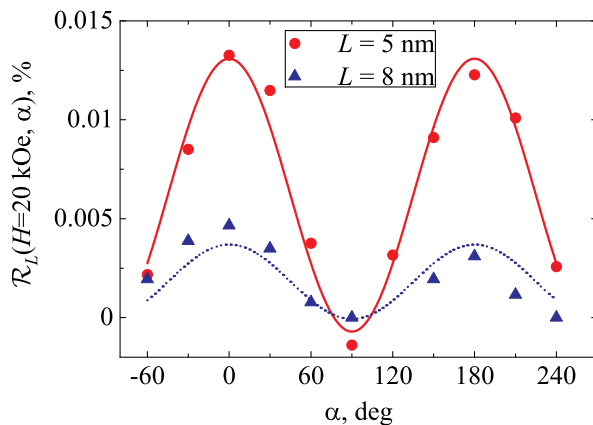


Рис. 11. Угловая зависимость магнитосопротивления пленок β -тантала с толщинами 5 и 8 нм при $T = 103$ К. Круги и треугольники — экспериментальные точки, полученные для пленок толщиной 5 и 8 нм соответственно. Кривые — результат аппроксимации

новой релаксации и, соответственно, увеличение длины спиновой диффузии.

Полевые зависимости магнитосопротивления пленок β -Та были измерены при различных фиксированных углах α в интервале от -60° до 240° . На рис. 11 приведены угловые зависимости $\mathcal{R}_L(H = 20 \text{ кЭ}, \alpha)$ для пленок Та толщиной 5 и 8 нм при $T = 103$ К.

И в том, и в другом случаях экспериментальные точки близки к кривой, соответствующей аппроксимирующей функции $\mathcal{R}_L(H = 20 \text{ кЭ}, \alpha) \sim \cos^2 \alpha$. При перпендикулярной ориентации направления тока и приложенного поля ($\alpha = 90^\circ$) магнитосопротивление не наблюдается. Наибольшее магнитосопротивление

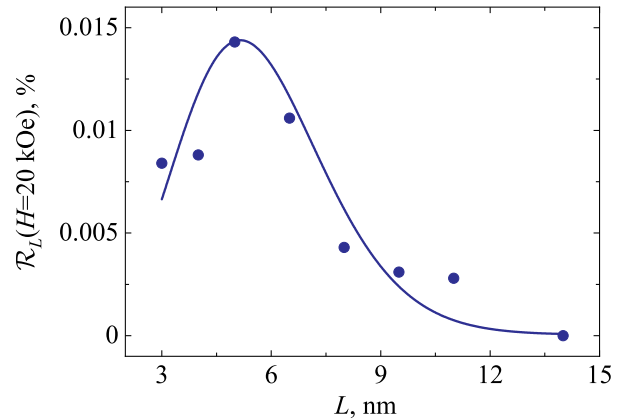


Рис. 12. Зависимость магнитосопротивления Ханле от толщины пленки β -Та при $T = 93$ К. Символы соответствуют экспериментальным значениям. Экспериментальные точки соединены кривой для удобства восприятия

тивление $\mathcal{R}_L(H = 20 \text{ кЭ})$ было получено при коллинеарной ориентации направления тока и поля ($\alpha = 0$ и 180°).

На рис. 12 приведена зависимость $\mathcal{R}_L(H = 20 \text{ кЭ})$ от толщины пленок Та при температуре 93 К. Наибольшее значение $\mathcal{R}_L(H = 20 \text{ кЭ})$ наблюдалось для пленок β -Та с толщиной 5 нм.

6. ДЛИНА СПИНОВОЙ ДИФФУЗИИ, ВРЕМЯ СПИНОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ И СПИНОВЫЙ УГОЛ ХОЛЛА В НАНОСЛОЯХ ТАНТАЛА

Проведем анализ полученных экспериментальных данных с помощью построенной в разд. 2 теории размерных эффектов в магнитосопротивлении Ханле.

Для анализа экспериментальных зависимостей магнитосопротивления Ханле используем выражение (17). Поверхностное рассеяние электронов с переворотом спина приводит, во-первых, к уменьшению величины магнитосопротивления Ханле и, во-вторых, к изменению формы функциональной зависимости магнитосопротивления от магнитного поля. Уменьшение величины магнитосопротивления Ханле описывается первым сомножителем в правой части выражения (17). Изменение формы кривой магнитосопротивления $\mathcal{R}_L(B)$ описывается зависимостью от параметра ψ третьего сомножителя, заключенного в квадратные скобки. Как показывает численный анализ выражения (17), влиянием поверхностного рассеяния с переворотом спина на форму кривой $\mathcal{R}_L(B)$ в интересующем нас случае, когда $\varepsilon \ll 1$, можно пренебречь.

С учетом сказанного выше выражение (17) может быть записано в виде

$$\mathcal{R}_L(B) \approx \xi_L^2 \frac{\text{th} \lambda}{\lambda} \left[1 - \text{Re} \frac{\text{th} \lambda \kappa}{\kappa \text{th} \lambda} \right], \quad (20)$$

где ξ_L — определенный выражением (19) параметр, выражающийся через спиновый угол Холла ξ и зависящий от вероятности поверхностного рассеяния с переворотом спина ε и толщины пленки L . Мы будем применять формулу (20) для описания экспериментально наблюдаемых размерных эффектов в магнитосопротивлении Ханле, считая при этом ξ_L варьируемым параметром, значение которого должно быть определено для каждого образца заданной толщины.

Из результатов разд. 5, представленных на рис. 7, следует, что в отсутствие магнитного поля удельное электросопротивление ρ_L тонких пленок тантала значительно меняется с толщиной. При $L > 30$ нм удельное электросопротивление ρ_L практически не зависит от толщины пленки, принимая значение $\rho^{(bulk)} = 1.6$ мкОм·м, характерное для массивных образцов β -Та. Для толщин $L < 10$ нм удельное электросопротивление ρ_L значительно возрастает, достигая величины около 3.2 мкОм·м для пленки с $L = 3$ нм. Фактически величина отношения $r_L = \rho_L / \rho^{(bulk)}$ может изменяться в два раза.

Представленные в разд. 5 результаты исследования структуры пленок β -Та однозначно указывают на то, что описанное выше поведение ρ_L коррелирует с изменением микрокристаллической структуры пленок. По данным структурных исследований средний размер кристаллитов существенно уменьшается при уменьшении толщины пленки. Уменьшение размеров кристаллитов приводит к увеличению площади межзеренных границ и, как следствие, к увеличению скорости релаксации импульса электронов проводимости $1/\tau_O$ в пленке. Дополнительный вклад в скорость релаксации $1/\tau_O$ могут давать дефекты кристаллической решетки, плотность которых больше в пленках металлов малой толщины. Наконец, заметный вклад в зависимость $1/\tau_O$ от L дает также рассеяние электронов проводимости на поверхности, ответственное за существование известного классического размерного эффекта в электросопротивлении тонких пленок [40].

Естественно предположить, что именно названные выше причины возможной зависимости времени релаксации импульса τ_O в пленке от ее толщины L обуславливают наблюдаемую экспериментально зависимость от толщины относительного электросопротивления $r_L = \rho_L / \rho^{(bulk)}$. Изменения электро-

сопротивления, вызванные аккумуляцией спиновой плотности вблизи границ образца, в силу малости параметра $\xi^2 \ll 1$ вносят малый вклад в зависимость величины ρ_L от L . Пренебрегая этими малыми изменениями, запишем связь удельного электросопротивления пленки ρ_L и эффективного времени релаксации импульса $\tau_O(L)$, зависящего от толщины L , в виде $\rho_L = m_e / N_0 e^2 \tau_O(L)$. Записывая удельное электросопротивление массивного металла как $\rho^{(bulk)} = m_e / N_0 e^2 \tau_O^{(bulk)}$, где $\tau_O^{(bulk)}$ — время релаксации импульса в массивном металле, можно представить зависимость $\tau_O(L)$ формулой

$$\tau_O(L) = \tau_O^{(bulk)} / r_L. \quad (21)$$

В этом соотношении величина $\tau_O^{(bulk)}$ — параметр теории, тогда как значение r_L определяется из эксперимента.

Предполагая, что в пленках тантала спиновая релаксация обусловлена сильным спин-орбитальным взаимодействием, мы будем считать, что зависимость от L времени спиновой релаксации $\tau_S(L)$ имеет тот же вид, что и зависимость (21) для $\tau_O(L)$:

$$\tau_S(L) = \tau_S^{(bulk)} / r_L. \quad (22)$$

Фигурирующая в (22) величина $\tau_S^{(bulk)}$ — параметр теории, по аналогии с $\tau_O^{(bulk)}$.

Как следствие, из соотношений (21) и (22) получаем, что длина спиновой диффузии L_S в пленке также будет зависеть от толщины:

$$L_S(L) = L_S^{(bulk)} / r_L, \quad (23)$$

где $L_S^{(bulk)}$ — длина спиновой диффузии в массивном металле.

Используя выражение (20), в котором зависимости $\tau_S(L)$ и $L_S(L)$ заданы соотношениями (22) и (23), мы выполнили описание экспериментальных зависимостей магнитосопротивления Ханле $\mathcal{R}_L(H)$ от внешнего магнитного поля H для пленок β -тантала различной толщины. В качестве независимых варьируемых параметров выступали ξ_L , $\tau_S^{(bulk)}$ и $L_S^{(bulk)}$. На рис. 13 представлены наиболее характерные экспериментальные и теоретические зависимости магнитосопротивления Ханле от внешнего магнитного поля для образцов с толщинами $L = 3, 5$ и 8 нм.

Экспериментальные зависимости $\mathcal{R}_L(H)$ для всего набора образцов ($L = 3, 4, 5, 6.5, 8, 9.5, 11$ нм) удается описать при значениях $L_S^{(bulk)} = 4.34$ нм и

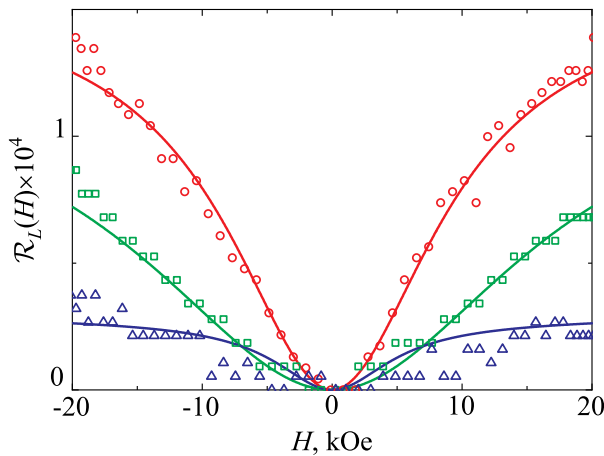


Рис. 13. Зависимости магнитосопротивления Ханле от внешнего магнитного поля H для пленок β -тантала. Квадратными, круглыми и треугольными символами показаны экспериментальные данные для пленок толщиной 3, 5 и 8 нм соответственно. Зеленая, красная и синяя сплошные линии — соответствующие теоретические зависимости, рассчитанные по формуле (20)

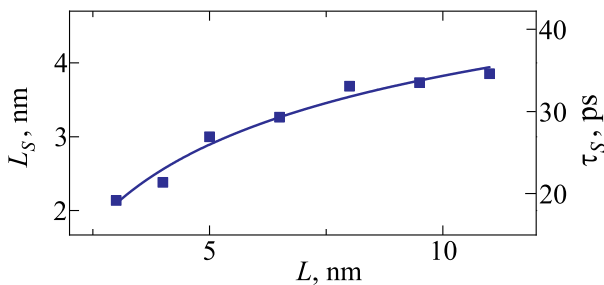


Рис. 14. Длина спиновой диффузии L_S (левая шкала) и время спиновой релаксации τ_S (правая шкала), определенные из анализа экспериментальных зависимостей магнитосопротивления Ханле для тонких пленок β -тантала, как функции толщины пленки L . Точки соединены кривой для удобства восприятия

$\tau_S^{(bulk)} = 3.9 \cdot 10^{-11}$ с. Величины найденных параметров $L_S^{(bulk)}$ и $\tau_S^{(bulk)}$ близки к полученным ранее другими исследовательскими группами: длина спиновой диффузии в тантале $L_S \approx 2.7 - 5.1$ нм [34, 41], время спиновой релаксации в тантале $\tau_S \approx 7.8 \cdot 10^{-12} - 1.3 \cdot 10^{-11}$ с [42]. На рис. 14 показаны зависимости $\tau_S(L)$ и $L_S(L)$, построенные с использованием соотношений (22) и (23), в которых $L_S^{(bulk)} = 4.34$ нм и $\tau_S^{(bulk)} = 3.9 \cdot 10^{-11}$ с, а для r_L взяты значения из эксперимента.

На рис. 14 видно, что длина спиновой диффузии растет с увеличением толщины пленки β -тантала. Подобная тенденция изменения длины спи-

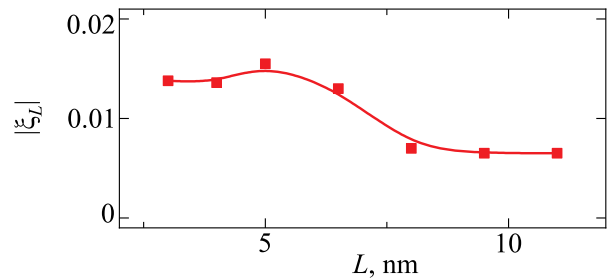


Рис. 15. Абсолютная величина параметра ξ_L , определенная из анализа экспериментальных зависимостей магнитосопротивления Ханле для тонких пленок β -тантала, как функция толщины пленки L . Точки соединены кривой для удобства восприятия

новой диффузии для слоя металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием наблюдалась экспериментально в [43].

Описание всей совокупности экспериментальных зависимостей $\mathcal{R}_L(H)$ оказалось возможным только при учете зависимости параметра ξ_L от толщины пленки. На рис. 15 показана найденная зависимость абсолютной величины ξ_L от толщины пленки.

Из выражения (19) следует, что для любой толщины L выполняется условие $|\xi_L| \leq |\xi|$. Полученные нами значения $|\xi_L|$ позволяют найти минимально возможное значение $\xi^{(min)}$ абсолютной величины спинового угла Холла в β -тантале: $\xi^{(min)} \approx 0.0155$. Величина $\xi^{(min)}$ — это минимальное значение $|\xi|$, при котором непротиворечиво могут быть описаны все наши экспериментальные данные.

Проанализируем представленную на рис. 15 зависимость величины параметра ξ_L от толщины пленки с помощью выражения (19), согласно которому $\xi_L = \xi / \sqrt{1 + \psi \text{th} \lambda}$. На рис. 15 видно, что $|\xi_L|$ меняется в интервале 0.0065 – 0.0155. Изменение $|\xi_L|$ в этом интервале при изменении толщины пленки L не может быть объяснено только на основе явной зависимости ξ_L от толщины пленки, задаваемой в выражении (19) функцией $\text{th} \lambda$, поскольку для рассматриваемых пленок ее значения слабо зависят от L . Поэтому изменение $|\xi_L|$ в рассматриваемом интервале может быть описано только в случае наличия зависимости от L вероятности поверхностного рассеяния с переворотом спина ε .

Отметим, что используя только найденные значения $|\xi_L|$, из выражения (19) мы не можем определить независимо два параметра ξ и ε . В этой связи, для определения зависимости $\varepsilon(L)$ в наших пленках мы используем значение ξ для тантала, найденное экспериментально в работе [44]. Авторами указан-

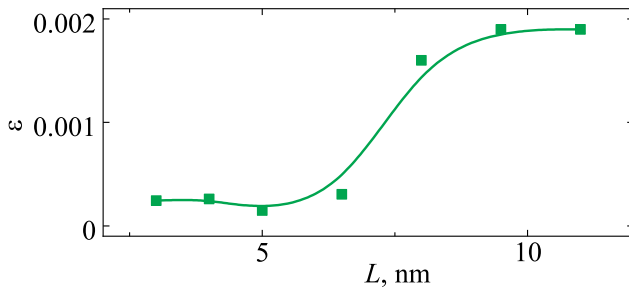


Рис. 16. Вероятность поверхностного рассеяния с переворотом спина ε как функция толщины пленки L . Точки соединены кривой для удобства восприятия

ной работы было получено, что спиновый угол Холла в β -тантале $\xi \approx -0.02$. Используя это значение спинового угла Холла и принимая скорость Ферми равной $v_F = 10^8$ см/с (близкое значение использовалось в работе [8]), мы получили зависимость вероятности поверхностного рассеяния с переворотом спина $\varepsilon(L)$, представленную на рис. 16.

На рис. 16 видна тенденция возрастания ε с ростом толщины пленки L . Такая характерная зависимость $\varepsilon(L)$ коррелирует с зависимостью квадрата шероховатости поверхности от толщины пленки (см. рис. 6). Полного соответствия этих кривых трудно ожидать, поскольку вероятность поверхностного рассеяния с переворотом спина зависит не только от среднеквадратичной амплитуды шероховатостей, но и от их латерального размера.

Отметим, что в литературе имеются экспериментальные работы [43, 45, 46], в которых было обнаружено, что спиновый угол Холла зависит от толщины пленки. В свете представленных выше результатов нельзя исключить возможность того, что выводы о зависимости спинового угла Холла от толщины пленки были сделаны без учета влияния поверхностного рассеяния с переворотом спина. В этой работе мы демонстрируем, что для корректного извлечения данных о величине спинового угла Холла необходим учет поверхностного рассеяния с переворотом спина.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе построена теория размерных эффектов в магнитосопротивлении тонких пленок нормальных металлов, возникающих из-за наличия сильного спин-орбитального взаимодействия. Теория учиты-

вает рассеяние электронов проводимости с переворотом спина на поверхностях пленки.

В рамках построенной теории показано, что спин-орбитальное взаимодействие приводит к увеличению плотности электрического тока вблизи границ пленки по сравнению со значением плотности тока в ее глубине. Продемонстрировано, что поверхностное рассеяние с переворотом спина, как и приложенное внешнее магнитное поле, приводит к подавлению аккумуляции спинового момента электронов вблизи поверхностей пленки и тем самым к уменьшению магнитосопротивления.

Экспериментальные исследования размерных эффектов в магнитосопротивлении проведены на тонких пленках тантала, полученных методом магнетронного распыления. Исследования микроструктуры показали, что в пленках тантала формируется преимущественно β -фаза. При увеличении толщины пленки происходит возрастание размера кристаллитов и увеличение шероховатости поверхности.

Согласно результатам гальваномагнитных измерений, исследуемые пленки β -тантала обладают большим удельным электросопротивлением в интервале 1.6–3.2 мкОм·м, а также отрицательным температурным коэффициентом электросопротивления.

Обнаружено возникновение положительного продольного магнитосопротивления в пленках β -тантала в интервале толщин 3–11 нм. Экспериментальные данные проанализированы с помощью построенной теории. В результате получено, что в изучаемой серии нанослоев β -тантала длина спинового диффузии меняется в зависимости от толщины пленки в интервале $L_S \approx 2.14$ –3.85 нм, время спинового релаксации меняется в интервале $\tau_S \approx 1.9 \cdot 10^{-11}$ – $3.5 \cdot 10^{-11}$ с. В массивном β -тантале длина спинового диффузии составляет $L_S^{(bulk)} = 4.34$ нм, а время спинового релаксации $\tau_S^{(bulk)} = 3.9 \cdot 10^{-11}$ с. Минимальное значение абсолютной величины спинового угла Холла, при котором могут быть описаны наши экспериментальные данные, составляет $\xi^{(min)} \approx 0.0155$. Продемонстрировано, что для корректного извлечения спинового угла Холла необходимо учитывать поверхностное рассеяние с переворотом спина. Показано, что зависимость вероятности рассеяния с переворотом спина на поверхностях пленки от ее толщины коррелирует с зависимостью квадрата шероховатости поверхности от толщины пленки.

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках проекта №22-22-00220.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. И. Дьяконов, В. И. Перель, Письма в ЖЭТФ **13**, 657 (1971).
2. M. I. Dyakonov and V. I. Perel, Phys. Lett. A **35**, 459 (1971).
3. J.-N. Chazalviel, Phys. Rev. B **11**, 3918 (1975).
4. J. E. Hirsch, Phys. Rev. Lett. **83**, 1834 (1999).
5. S. Zhang, Phys. Rev. Lett. **85**, 393 (2000).
6. A. Hoffmann, IEEE Trans. Magn. **49**, 5172 (2013).
7. Y. Niimi and Y. Otani, Rep. Prog. Phys. **78**, 124501 (2015).
8. J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, and T. Jungwirth, Rev. Mod. Phys. **87**, 1213 (2015).
9. *Spin Physics in Semiconductors*, ed. by M. I. Dyakonov, Springer International Publishing, Cham (2017), p. 532.
10. Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Science **306**, 1910 (2004).
11. J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, and T. Jungwirth, Phys. Rev. Lett. **94**, 047204 (2005).
12. S. O. Valenzuela and M. Tinkham, Nature **442**, 176 (2006).
13. T. Kimura, Y. Otani, T. Sato, S. Takahashi, and S. Maekawa, Phys. Rev. Lett. **98**, 156601 (2007).
14. T. Seki, Y. Hasegawa, S. Mitani, S. Takahashi, H. Imamura, S. Maekawa, J. Nitta, and K. Takanashi, Nat. Mater. **7**, 125 (2008).
15. Y. Niimi, H. Suzuki, Y. Kawanishi, Y. Omori, T. Valet, A. Fert, and Y. Otani, Phys. Rev. B **89**, 054401 (2014).
16. A. Manchon, J. Zelezny, I. M. Miron, T. Jungwirth, J. Sinova, A. Thiaville, K. Garello, and P. Gambardella, Rev. Mod. Phys. **91**, 035004 (2019).
17. Y. Cao, G. Xing, H. Lin, N. Zhang, H. Zheng, and K. Wang, iScience **23**, 101614 (2020).
18. K. Ando, Proc. Jpn. Acad., Ser. B **97**, 499 (2021).
19. D. Go, D. Jo, H.-W. Lee, M. Klaui, and Y. Mokrousov, Europhys. Lett. **135**, 37001 (2021).
20. R. Ramaswamy, J. M. Lee, K. Cai, and H. Yang, Appl. Phys. Rev. **5**, 031107 (2018).
21. A. Meo, C. E. Cronshaw, S. Jenkins, A. Lees, and R. F. L. Evans, J. Phys. Condens. Matter. **35**, 025801 (2023).
22. А. А. Stashkevich, Изв. высших учебных заведений России. Радиоэлектроника [J. of the Russian Universities. Radioelectronics] **22**, 45 (2019).
23. M. I. Dyakonov, Phys. Rev. Lett. **99**, 126601 (2007).
24. S. Velez, V. N. Golovach, A. Bedoya-Pinto, M. Isasa, E. Sagasta, M. Abadia, C. Rogero, L. E. Hueso, F. S. Bergeret, and F. Casanova, Phys. Rev. Lett. **116**, 016603 (2016).
25. H. Wu, X. Zhang, C. H. Wan, B. S. Tao, L. Huang, W. J. Kong, and X. F. Han, Phys. Rev. B **94**, 174407 (2016).
26. J. Li, A. H. Comstock, D. Sun, and X. Xu, Phys. Rev. B **106**, 184420 (2022).
27. В. В. Устинов, И. А. Ясюлевич, Физика Металлов и Металловедение **121**, 257 (2020).
28. V. V. Ustinov and I. A. Yasyulevich, Phys. Rev. B **102**, 134431 (2020).
29. В. В. Окулов, В. В. Устинов, Физика Металлов и Металловедение **44**, 43 (1977).
30. В. В. Устинов, ТМФ **44**, 387 (1980).
31. J. D. Zuo, Y. Q. Wang, K. Wu, J. Y. Zhang, G. Liu, and J. Sun, Scr. Mater. **212**, 114582 (2022).
32. M. Magnuson, G. Greczynski, F. Eriksson, L. Hultman, and H. Hogberg, Appl. Surf. Sci. **470**, 607 (2019).
33. E. A. I. Ellis, M. Chmielus, and S. P. Baker, Acta. Mater. **150**, 317 (2018).
34. R. Yu, B. F. Miao, L. Sun, Q. Liu, J. Du, P. Omelchenko, B. Heinrich, M. Wu, and H. F. Ding, Phys. Rev. Mater. **2**, 074406 (2018).
35. D. Qu, S. Y. Huang, B. F. Miao, S. X. Huang, and C. L. Chien, Phys. Rev. B **89**, 140407 (2014).
36. B. M. S. Bist and O. N. Srivastava, Thin Solid Films **18**, 71 (1973).

37. P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 287 (1985).
38. J. H. Mooij, *Phys. Status Solidi A* **17**, 521 (1973).
39. N. Schwartz, W. A. Reed, P. Polash, and M. H. Read, *Thin Solid Films* **14**, 333 (1972).
40. M. A. Angadi, *J. Mater. Sci.* **20**, 761 (1985).
41. M. Morota, Y. Niimi, K. Ohnishi, D. H. Wei, T. Tanaka, H. Kontani, T. Kimura, and Y. Otani, *Phys. Rev. B* **83**, 174405 (2011).
42. C. Fang, C. H. Wan, B. S. Yang, J. Y. Qin, B. S. Tao, H. Wu, X. Zhang, X. F. Han, A. Hoffmann, X. M. Liu, and Z. M. Jin, *Phys. Rev. B* **96**, 134421 (2017).
43. Y. Saito, N. Tezuka, S. Ikeda, and T. Endoh, *AIP Adv.* **11**, 025007 (2021).
44. C. Hahn, G. de Loubens, O. Klein, M. Viret, V. V. Naletov, and J. Ben Youssef, *Phys. Rev. B* **87**, 174417 (2013).
45. Y. Wang, P. Deorani, X. Qiu, J. H. Kwon, and H. Yang, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 152412 (2014).
46. J. T. Brangham, K.-Y. Meng, A. S. Yang, J. C. Gallagher, B. D. Esser, S. P. White, S. Yu, D. W. McComb, P. C. Hammel, and F. Yang, *Phys. Rev. B* **94**, 054418 (2016).