

05,16

Преобразование эффекта Керра, вызванное эффектом близости в двуслойных структурах магнитного и немагнитного переходных металлов

© В.А. Скиданов

Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“,
Москва, Россия

E-mail: skidanov@ippm.ru

Поступила в Редакцию 29 октября 2025 г.
В окончательной редакции 20 января 2026 г.
Принята к публикации 21 января 2026 г.

При посредстве магнитооптического поперечного эффекта Керра экспериментально наблюдались петли гистерезиса в низкочастотном переменном магнитном поле в пленках немагнитных переходных металлов, нанесенных на поверхность ферромагнитного металла. Форма гистерезиса идентична форме петель от ферромагнитного слоя и наблюдается в пленках нормальных металлов, даже когда их толщина h существенно превышает глубину проникновения света. Зависимость сигнала Керра от толщины h немагнитного металла знакопеременна и изменяется в зависимости от состава ферромагнетика. Экспериментальные данные позволяют оценить величину длины спиновой диффузии в tantalе для невозбужденных электронов — $\lambda_{sf} = 50 \pm 10$ nm, что в 2–4 раза превышает глубину проникновения света в переходные металлы. Наблюденный эффект уменьшается с заполнением электронами внешней d -оболочки нормального металла ($d^2 \rightarrow d^9$) и исчезает в металлах с пустой или полностью заполненной d -оболочкой. Пленки Al ($3d^0$), Cu ($3d^{10}$) и Au ($5d^{10}$) на поверхности ферромагнитного металла обладают только экранирующим эффектом. Сигнал Керра от пленки ферромагнитного металла изменяется также при наличии подслоя нормального металла и может быть усилен в несколько раз.

Ключевые слова: явления, вызванные эффектом близости, поперечный эффект Керра, спиновая диффузия, петля гистерезиса.

DOI: 10.61011/FTT.2026.01.62584.305-25

1. Введение

Явления на границе раздела магнитных и немагнитных сред привлекают все большее внимание в последнее десятилетие [1]. Возможность переноса спинового упорядочения из ферромагнитного металла F в обычный металл N представляет особый интерес с точки зрения важных применений. Индуцированная контактом с ферромагнитным металлом намагниченность была исследована в таких металлах, как Pt, Pd, Ir, Ru, W и Ta, из-за их близости к ферромагнитному переходу или большой спин-орбитальной связи [2–5]. Обнаружен индуцированный близостью к Fe магнитный момент в Pd в структуре Fe|Pd на глубине до 2 nm, в Pt (в структуре Fe|Pt и много меньший эффект в Ni|Pt). Аномальный эффект Нернста идентифицирован в структуре Pt|NiFe. Обнаружена также сверхвысокая подвижность доменных границ в тонких пленках Co и CoNi с перпендикулярной анизотропией, нанесенных на подслой Pt, которая объяснена формированием геликоидального магнитного момента на интерфейсе.

Экспериментальные исследования проводились с использованием методов рентгеновского резонансного магнитного рассеяния, рентгеновского магнитного кругового дихроизма и абсорбционной спектроскопии, поля-

ризованной нейтронной рефлектометрии, ферромагнитного резонанса [6–11]. Спиновый резонанс был использован для исследования спинового перемешивания вблизи границы раздела $F-N$ как в слоях ферромагнетиков (Co, CoFeB), так и в слоях тяжелых металлов (Pt, W) с целью количественной оценки параметров переноса спина в немагнитный металл. Результаты весьма противоречивы. Например, в платине обнаружена поляризация свободных электронов на уровне $5 \cdot 10^{-12} \mu\text{В}$ на атом только в условиях инъекции через интерфейс электронов с плотностью тока 1 A/cm^2 [7]. Переход в ферромагнитное состояние (платины и вольфрама) не обсуждается. Авторы работы [8] определили величину намагниченности в платине порядка $1 \mu\text{В}$ на глубине в пределах 1 nm в структуре Fe|Pt.

В любом случае, намагниченность нормального металла локализована в пределах нескольких атомных слоев от интерфейса. Поэтому механизм смешивания остается неясным, в частности, в связи с недостатком информации о типе перемешивания в таких структурах — атомарном, электронном или чисто обменным взаимодействием ионов ферромагнитного и немагнитного металлов.

Эффекты дальнодействия были исследованы на границе раздела ферромагнетик–сверхпроводник. Обнаруже-

ны два типа эффектов близости: проникновение магнитного поля в сверхпроводник, связанное с электромагнитным механизмом [12,13], и проникновение сверхпроводимости в ферромагнитный слой за счет триплетного спаривания электронов [14,15]. Недавно была обнаружена глубокая диффузия орбитального углового момента электронов $\lambda_{\text{or}} \approx 80 \text{ nm}$ в вольфрам в двуслойной структуре Ni|W [16].

Оптические явления в $F|N$ -бислоях были использованы для повышения чувствительности биочипов [17] с помощью модуляции плазмонной волны в благородном металле (в структурах Fe|Ag) внешним магнитным полем [18] или, наоборот, для усиления сигнала Керра за счет взаимодействия световой волны в F -слое с плазмонной волной, распространяющейся в благородном металле (в структурах Au|Co|Au) [19–22].

Следует отметить, что ранее экспериментально наблюдалась спиновая диффузия из железа в слой олова толщиной 6 nm в пленочной структуре Fe|Sn|Fe с помощью эффекта Мёссбауэра в Sn¹¹⁹ [23]. Е.К. Завойский предсказал тогда, что дальнодействующая диффузия поляризованных электронов из ферромагнитного металла через границу раздела может обеспечить возможность наблюдения ЭПР-сигнала от диамагнитных металлов [24]. А.Г. Аронов тогда же оценил глубину диффузии поляризованных электронов в алюминии величиной $\lambda_{\text{sf}} \approx 10^4 \text{ nm}$ [25].

В настоящей работе оптический поперечный эффект Керра используется для исследования диффузии поляризованных электронов через границу раздела в $N|F$ -бислое переходных нормальных N и ферромагнитных F металлов. Представлено новое неожиданное явление дальнодействующей магнитооптической активности, обнаруженное в переходных немагнитных металлах, контактирующих с ферромагнитными металлами.

2. Методика эксперимента

Объекты исследования были изготовлены методом магнетронного распыления металлических мишеней. Параллельные полоски ферромагнитных металлов (пермаллой Ni80-Fe20 и чистое железо) различной толщины t в диапазоне 5–40 nm напылялись на стеклянные подложки с использованием маскирующих покрытий. Напыление ферромагнитных слоев производилось во внешнем магнитном поле для создания анизотропии с осью легкого намагничивания в плоскости слоя. Затем перпендикулярно напылялись полоски немагнитного переходного металла различной толщины h в диапазоне 5–180 nm для формирования регулярной матрицы двуслойных прямоугольников ($5 \times 5 \text{ mm}$) с набором пар значений толщины (t, h), как показано на рис. 1.

Амплитуды полных петель гистерезиса (рис. 2) $A(t, h)$ регистрировались стандартным магнитооптическим методом (измерение поперечного эффекта Керра). В качестве источника белого света использовалась лампа на-

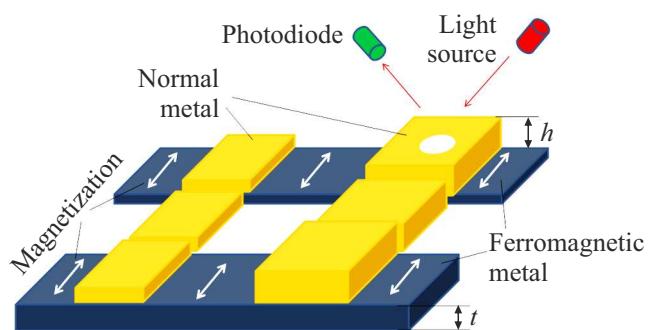


Рис. 1. Схема исследования сигнала Керра в $N|F$ -бислоях.

каливания со стабилизированным питанием. В качестве датчика интенсивности отраженного света использовался кремниевый фотодиод. Угол падения составлял 45° . Диаметр светового пятна составлял $\sim 3 \text{ mm}$. Хотя толщина исследуемых слоев была значительно меньше длины световой волны, использовался белый свет, чтобы избежать эффектов интерференции и/или резонансного возбуждения плазмонных волн. Все измерения проводились при одинаковом уровне интенсивности отраженного света, который строго контролировался фотодиодом, чтобы избежать неопределенности, вызванной разницей в толщине объектов и значениях прозрачности. Поскольку коэффициент отражения увеличивается с толщиной металлической пленки, интенсивность падающего света соответственно уменьшалась управлением током лампы для более толстых структур. Внешнее переменное магнитное поле (50 Hz) прикладывалось в плоскости пленки и перпендикулярно оптической плоскости с помощью пары катушек Гельмгольца. Амплитуда внешнего поля была достаточной для насыщения намагниченности. Все измеренные магнитооптические сигналы нормированы по значению сигнала от пленки Ru с толщиной t , превышающей глубину проникновения света в пермаллой ($t \geq 40 \text{ nm}$), если не оговорено иное. Измерения проводились при комнатной температуре.

3. Результаты

Впервые явление наблюдалось при испытании пленки Ru с защитным слоем Cr на установке для измерения коэрцитивной силы с помощью поперечного эффекта Керра. Присутствие нормального слоя переходного металла над ферромагнитным металлом существенно изменяет магнитооптический отклик пленки. Для двуслойной пленки Cr|Ru наблюдалась инверсия магнитооптического сигнала по сравнению с одинарной пленкой Ru (вместо экспоненциального уменьшения сигнала без изменения его знака вследствие оптического экранирования пермаллоя немагнитным металлом). При этом форма петли гистерезиса структуры Cr|Ru повторяла форму петли гистерезиса слоя Ru. Поворот внешнего магнитного поля от оси легкого намагничивания к оси

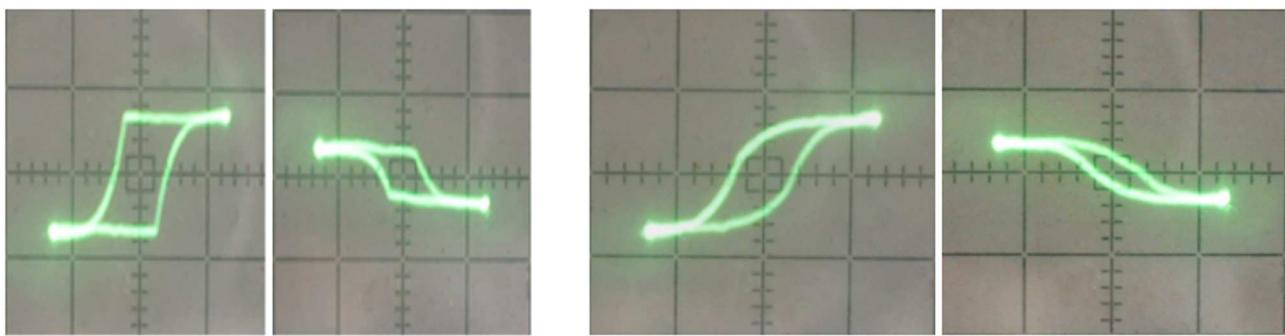


Рис. 2. Сигналы Керра изменения намагниченности пленки Ру вдоль *a, b*) легкой и *c, d*) трудной осей для двух соседних объектов: (*a*) и (*c*) — для однослоиной пленки Ру, $t = 15$ nm, (*b*) и (*d*) — для структуры Cr|Ру, толщина Cr $h = 20$ nm. Калибровка амплитуды магнитного поля по оси *x* — 4 Oe/div.

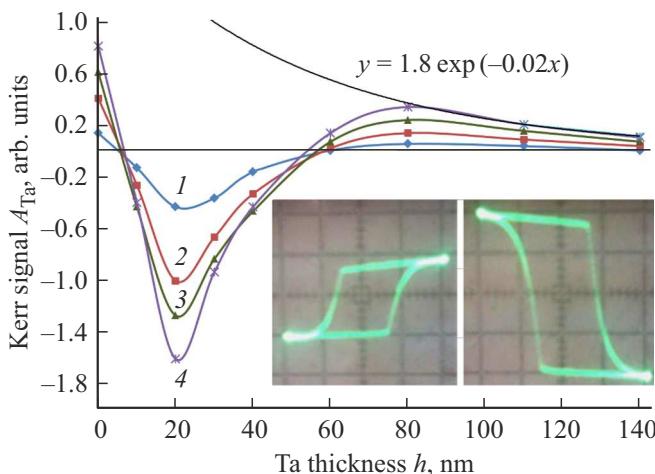


Рис. 3. Зависимости нормированных амплитуд сигналов $A_{\text{Ta}}(h, t)$ со стороны пленки Та от толщины h для значений толщины Ру t : кривая 1 — 5 nm, 2 — 12 nm, 3 — 20 nm, 4 — 30 nm. Вставка: слева — магнитооптический сигнал от одиночного слоя Ру, $t = 20$ nm, справа — магнитооптический сигнал от бислоя Та|Ру, $h = t = 20$ nm. Калибровка амплитуды магнитного поля по оси *x* — 4 Oe/div.

трудного в плоскости структуры сопровождается синхронной трансформацией петель гистерезиса одинарной пленки пермаллоя и структуры Cr|Ру, как показано на рис. 2. Это свидетельствует о том, что наблюдаемая петля гистерезиса в структуре Cr|Ру сформирована изменением намагниченности в слое пермаллоя.

Усиление магнитооптического сигнала с инверсией знака обнаружено после нанесения слоя Та поверх пленки Ру, как показано на фотографиях (вставка на рис. 3). Для поддержания постоянной интенсивности отраженного света интенсивность падающего света при измерении сигнала от бислоя Та|Ру управляемо снижалась по мере роста толщин тантала и пермаллоя.

Идентичность формы петель гистерезиса предполагает вывод о чисто оптической природе эффекта преобразования сигнала. Однако сигнал Керра в виде наблю-

даемой петли гистерезиса обнаруживается и в слое Та толщиной $h \geq 150$ nm, при которой свет практически не достигает ферромагнитного слоя. Зависимости амплитуды сигнала от толщины h немагнитного слоя в двуслойных структурах Та|Ру демонстрируют немонотонное поведение с изменениями знака вместо экспоненциального уменьшения, обусловленного поглощением света в немагнитном слое, как показано для ряда значений толщины Ру t на рис. 3.

Быстрое уменьшение и инверсия (изменение знака) сигнала Керра наблюдаются при достижении толщины Та $h \approx 7$ nm. Инвертированный сигнал достигает максимальной амплитуды при $h \approx 20$ nm. Дальнейшее увеличение толщины слоя Та сопровождается уменьшением амплитуды инвертированного сигнала до нуля при $h \approx 55$ nm, где сигнал неожиданно снова меняет знак, а затем растет с толщиной Та до $h \approx 80$ nm, хотя пленка Та полностью непрозрачна уже при $h \geq 40$ nm. Экспоненциальное затухание сигнала происходит только при $h > 80$ nm.

Влияние Та на магнитооптический сигнал наблюдалось также в конфигурации Ру|Та, когда свет падает на слой Ру, а под ним находится слой Та, и показано на рис. 4.

Сигнал Керра уменьшается для всех значений толщины Ру в диапазоне $t \leq 30$ nm, где слой пермаллоя частично прозрачен. Сигналы достигают минимума при $h \approx 20$ nm, что согласуется с минимальными значениями инвертированного сигнала на рис. 3. Суммарный сигнал от бислоя Ру|Та даже меняет знак для тонкого прозрачного слоя Ру (толщиной $t = 5$ nm), когда амплитуда инвертированного сигнала, сформированного в слое Та под пермаллоем, превышает сигнал от самого слоя Ру.

Увеличение толщины Та в диапазоне $h \geq 20$ nm приводит к усилению магнитооптических сигналов, которые превышают сигналы от изолированной пленки Ру (значения при $h = 0$ на рис. 4). Величина сигнала растет даже при $h \geq 40$ nm и достигает максимума при $(t + h) \geq 70$ nm, т. е. происходит перераспределение источников сигнала Керра в объеме бислоя Ру|Та при

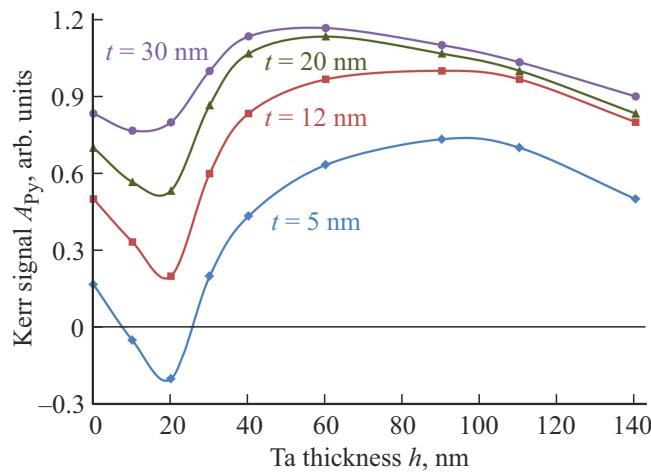


Рис. 4. Зависимости нормированных амплитуд сигналов для бислоя Py/Ta со стороны слоя Py $A_{\text{Py}}(h, t)$ от толщины слоя Ta h для набора значений толщины t Py.

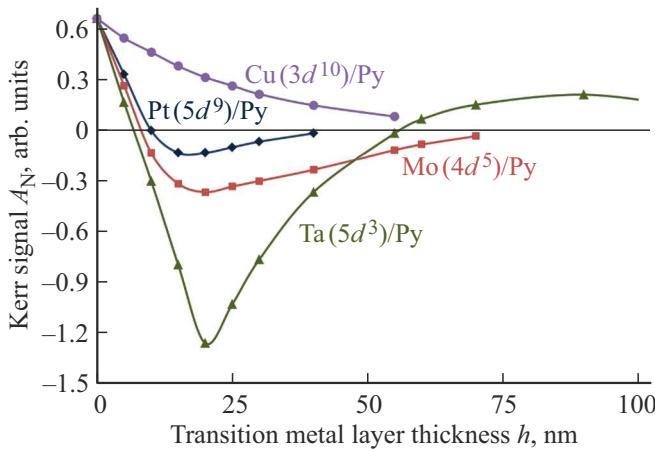


Рис. 5. Зависимости нормированных сигналов Керра со стороны нормальных переходных металлов $A_N(h)$ от значений их толщины h , толщина Py $t = 20$ нм.

изменении толщины нижнего слоя тантала, когда интенсивность света на границе с подложкой пренебрежимо мала.

Наибольшее — 5-кратное усиление сигнала достигается для самой тонкой пленки Py. Это означает, что слой Та генерирует собственный сигнал Керра, тесно связанный с перемагничиванием слоя Py. Постепенное уменьшение сигналов в диапазоне $(t + h) \geq 100$ нм демонстрирует перераспределение основных электронов по толщине Та с ростом h и указывает на неоптический механизм изменения магнитооптического сигнала Керра, поскольку свет не проникает на границу раздела бислоя с подложкой.

Величина эффекта Керра определяется наличием поляризованных электронов ниже уровня Ферми и пустых состояний для них в d -зоне выше уровня Ферми E_F . Амплитуда магнитооптического сигнала A пропорциональ-

на разности числа переходов основных и неосновных поляризованных электронов в пустые состояния выше уровня Ферми, вероятность которых пропорциональна произведению соответствующих плотностей состояний:

$$A \propto \int \int [n_{\uparrow}(E)m_{\uparrow}(E + \hbar\omega) - n_{\downarrow}(E)m_{\downarrow}(E + \hbar\omega)]S(\omega)dEd\omega,$$

где $n_{\uparrow}(E)$ и $n_{\downarrow}(E)$ — плотность состояний соответственно основных и неосновных поляризованных электронов в d -зоне ниже уровня Ферми, $m_{\uparrow}(E)$ и $m_{\downarrow}(E)$ — плотности пустых состояний для этих электронов в d -зоне выше уровня Ферми, $\hbar\omega$ — энергия поглощенного фотона, $S(\omega)$ — спектр падающего света. Интегрирование по энергии E производится в диапазоне от $(E_F - \hbar\omega_0)$ до $(E_F + \hbar\omega_0)$, а по ω — от 0 до верхней границы спектра света $\hbar\omega_0$.

Уровень Ферми E_F в переходном металле строго определяется степенью заполнения атомной d -оболочки. E_F монотонно сдвигается вдоль d -зоны по шкале энергии E по мере заполнения d -оболочки элемента, так что для Al (d^0) d -зона полностью расположена выше E_F ($n_{\uparrow\downarrow} = 0$), а для Cu, Ag, Au (d^{10}) d -зона полностью расположена ниже E_F ($m_{\uparrow\downarrow} = 0$).

Экспериментальные исследования проводились на наборе нормальных переходных металлов с различными внешними атомными оболочками 3d, 4d и 5d (Ti, Cr, Mo, Ta, W, Re, Pt, Cu и Au). Было обнаружено, что влияние нормального металлического слоя на преобразование эффекта Керра строго зависит от заполнения атомной d -оболочки металла. Эффект преобразования сигнала Керра постепенно уменьшается с заполнением d -оболочки немагнитного переходного металла, как показано на рис. 5.

Элементы Cr ($3d^5$), Mo ($4d^5$) и Re ($5d^5$) с разными внешними d -оболочками, но одинаковым их заполнением, демонстрируют близкие магнитооптические отклики. Амплитуда магнитооптического сигнала от слоя вольфрама W ($5d^4$) была найдена между Ta ($5d^3$) и Mo ($4d^5$) при одинаковых толщинах немагнитных металлов. Наименьший эффект наблюдался для Pt ($5d^9$) с максимумом инвертированного сигнала при $h \approx 15$ нм, что согласуется с длиной спиновой диффузии $\lambda_{sf} = 11 \pm 3$ нм, полученной в [7]. Наибольшая амплитуда сигнала инвертированной петли гистерезиса была получена от слоя Ti ($3d^2$) над слоем Py.

Инверсия сигнала не наблюдалась для Cu и Au с полностью заполненными d -оболочками и для Al с пустой 3d-оболочкой. Зависимость магнитооптического сигнала от толщины слоя Cu (рис. 5) демонстрирует эффект экранирования сигнала Керра, возникающего непосредственно в слое Py, с экспоненциальным уменьшением $A_{\text{Cu}}(h) \propto \exp(-\beta h)$, где $\beta^{-1} = 26.5 \pm 1.0$ нм — глубина проникновения света в медь.

При этом было обнаружено двукратное усиление магнитооптического сигнала от пленки Py при наличии под ней слоев Cu или Au в согласии с результатом работы [26].

4. Обсуждение результатов

Естественной гипотезой, которая может объяснить особенности поведения сигнала Керра, является глубокая диффузия поляризованных электронов на уровне Ферми из Ру в нормальный металл, в котором имеется ряд пустых состояний выше уровня Ферми в d -зоне.

Зонная структура пермаллоя близка к структуре никеля Ni (d^8) с почти заполненной d -зоной с небольшим обменным расщеплением, и сигнал Керра от Ру сравнительно мал. На уровне Ферми концентрация неосновных электронов в Ру преобладает [27]. Основные и неосновные электроны, находящиеся вблизи общего уровня Ферми, могут легко диффундировать через границу раздела Ру–N. При этом неосновные электроны доминируют и в нормальном металле в непосредственной близости от границы раздела с Ру, и обеспечивают отрицательный вклад в суммарные магнитооптические сигналы от бислоев N|Ру и Ру|N, если нормальный металл обладает пустыми состояниями выше уровня Ферми.

В соответствии с результатами расчетов, приведенными в [28], средняя скорость основных электронов в Ni и Fe в несколько раз превышает скорость неосновных. Диффузионное проникновение основных электронов в объем нормального металла происходит глубже, поскольку при равном времени жизни спиновой диффузии они диффундируют на большую глубину. Таким образом, сигналы Керра для бислоев Ta|Ру демонстрируют обратную инверсию и увеличиваются с ростом h , когда $h > 40$ nm (рис. 3). Максимальная величина магнитооптических сигналов, обусловленных переходами основных электронов в Та (рис. 3 и 4), достигается при $h \approx 100$ nm. Экспоненциальное приближение дальнего хвоста зависимости $A(h)$ на рис. 3 позволяет оценить длину спиновой диффузии невозбужденных поляризованных электронов в тантале как $\lambda_{sf} \approx 50 \pm 10$ nm. Экстраполяция экспоненты при $h \rightarrow 0$ показывает величину магнитооптического сигнала, формируемую только основными электронами в пермаллое, которая почти вдвое превышает амплитуду результирующего сигнала от обоих типов электронов. Значение λ_{sf} коррелирует с зависимостью длины спиновой диффузии $\lambda_{sf}(E - E_F)$ в Та, рассчитанной в работах [29,30] для возбужденных электронов, с экстраполяцией энергии возбуждения $(E - E_F) \rightarrow 0$.

Диффузия основных и неосновных поляризованных электронов из Ру через границу раздела сопровождается диффузией неполяризованных электронов в противоположном направлении для поддержания электрического равновесия. Скорость их поляризации в Ру определяется энергией обмена и намного превышает скорость, связанную с диффузией, поэтому заполнение состояний d_{\downarrow} -подзон в Ру существенно не меняется и вносит незначительный вклад в величину инвертированного сигнала.

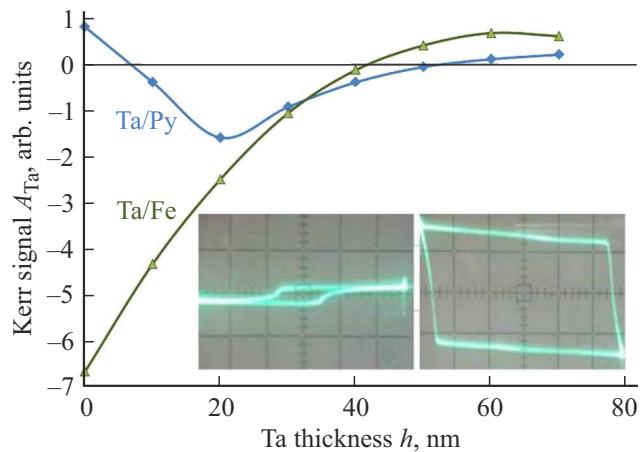


Рис. 6. Зависимости сигналов Керра $A_{Ta}(h)$ от толщины слоя Та h для структур Та|Ру и Та|Fe. Значения толщины слоев Ру и Fe составляют 30 nm. На вставке показаны исходные сигналы Керра от отдельных слоев Ру (фото слева) и Fe (фото справа). Калибровка амплитуды магнитного поля по оси x — 4 Oe/div.

Поскольку в переходных металлах число пустых состояний выше уровня Ферми E_F уменьшается по мере заполнения d -оболочки элемента [29], величина инвертированного магнитооптического сигнала, вызванного переходами неосновных электронов, уменьшается от Та к Pt. Следовательно, преобразование эффекта Керра уменьшается по мере заполнения d -оболочки в соответствии с экспериментальными зависимостями сигналов от толщин, полученных в настоящей работе для разных нормальных металлов и показанных на рис. 5. В результате платина Pt (d^9), которая используется в большинстве исследований интерфейсов $F|N$ -структур из-за высокой спин-орбитальной связи и/или близости к пара-ферромагнитному переходу, демонстрирует самый слабый эффект инверсии сигнала Керра. Слой Cu (d^{10}) проявляет экранирующее действие, поскольку d -зона в меди полностью находится ниже E_F .

Магнитооптические сигналы от Cu, наблюдавшиеся в [31], и от Au в [32] в двух-фотонных экспериментах, были обусловлены, скорее всего, высвобождением электронных состояний в меди и золоте соответственно вследствие оптического возбуждения электронов и обеднением d -зоны Cu и Au первым оптическим импульсом.

По сравнению с пермаллоем железо обладает 7-кратным, но обратным по знаку эффектом Керра из-за широкой пустой d -зоны выше уровня Ферми для неосновных электронов, как показано на вставке к рис. 6. Кроме того, на уровне Ферми в железе преобладают основные носители заряда. Можно ожидать, что пленка Fe будет обеспечивать преобладание основных электронов в немагнитном металле в бислое $N|Fe$. С другой стороны, в случае оптической природы преобразования магнитооптического сигнала зависимость $A_{Ta}(h)$ для Та|Fe должна быть идентичной зависимости для Та|Ру, зеркально отраженной относительно оси h , ввиду близких

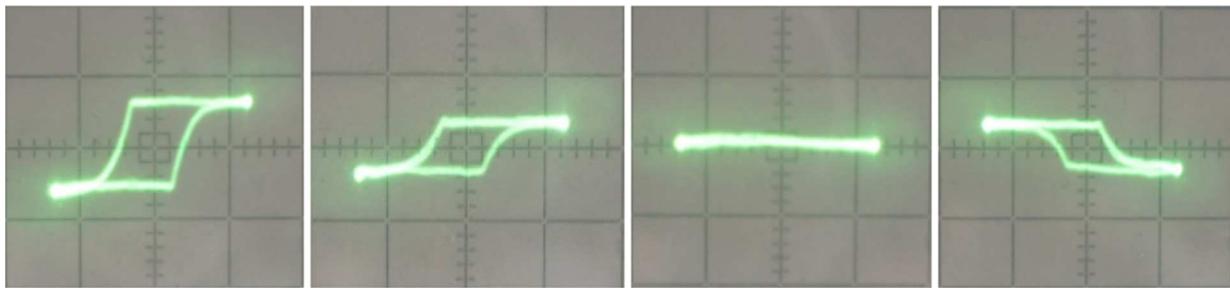


Рис. 7. Восстановление магнитооптического сигнала в трехслойной структуре Ta|Al|Py, где слой Al полностью экранирует сигнал от слоя Py: *a)* исходный сигнал от одиночной пленки Py толщиной 15 nm, *b)* сигнал от структуры Al|Py с частично экранирующим слоем Al толщиной 10 nm, *c)* нулевой сигнал от структуры Al|Py, полностью экранированный слоем Al толщиной 40 nm, *d)* восстановленный инвертированный сигнал от структуры Ta|Al|Py после нанесения Ta толщиной 20 nm поверх экранирующего слоя Al толщиной 40 nm. Калибровка амплитуды магнитного поля по оси *x* — 4 Oe/div.

оптических параметров железа и никеля, но разного знака сигнала Керра. Это позволяет использовать сравнение зависимостей $A_{\text{Ta}}(h)$ для бислоев Ta|Fe и Ta|Py для выяснения механизма эффекта Керра в нормальном металле. На рис. 6 представлены обе зависимости $A_{\text{Ta}}(h)$ для бислоев Ta|Py и Ta|Fe.

Видно, что эффект преобразования сигнала в Ta|Fe также имеет место, включая инверсию сигнала. Однако, несмотря на близкие оптические параметры Py и Fe, между зависимостями для Ta|Py и Ta|Fe нет пропорциональности. Сигнал Керра меняет знак при толщине Ta $h \approx 40$ nm и достигает максимального значения при $h \approx 60$ nm, при которой интенсивность света в слое Fe исчезающе мала.

Медленный рост и положительный знак инвертированного сигнала в бислое Ta|Fe при $h \geq 40$ nm позволяет сделать естественный вывод о собственном вкладе слоя Ta в сигнал Керра за счет диффундирующих основных электронов из слоя Fe.

Свидетельство формирования сигнала Керра в немагнитном металле иллюстрируется петлями гистерезиса на рис. 7, который демонстрирует восстановление магнитооптической активности в трехслойной структуре Ta|Al|Py посредством напыления слоя тантала поверх толстого алюминия, не пропускающего свет. Al экранирует свет аналогично Cu (рис. 5), при этом пропускает почти без потерь поляризованные электроны [25].

В этом эксперименте наблюдался естественный экранирующий эффект Al — экспоненциальное уменьшение сигнала с ростом толщины алюминия и его исчезновение в структуре Al|Py, когда толщина Al превысит величину ~ 40 nm. В данном случае в слое Ta в большинстве находятся неосновные электроны, так что сигнал в трехслойной структуре Ta|Al|Py инвертирован по сравнению с сигналом от пермаллоя и растет с ростом толщины тантала.

5. Заключение

Экспериментально показана возможность наблюдения магнитооптического эффекта Керра в пленках немаг-

нитных переходных металлов толщиной до ~ 200 nm, нанесенных на поверхность ферромагнитного металла, при глубине проникновения света, не превышающей ~ 40 nm. Магнитооптическая активность в немагнитных металлических пленках связана с намагниченностью ферромагнитного слоя. Величина сигнала Керра в немагнитном металле зависит от элементных составов нормального и ферромагнитного металла и может превышать по амплитуде сигнал, создаваемый собственно ферромагнитной пленкой. Эффект постепенно ослабляется по мере заполнения внешней *d*-оболочки обычного металла ($d^2 \rightarrow d^9$) и исчезает в металлах с пустой или полностью заполненной *d*-оболочкой. Сигнал Керра в слое ферромагнитного металла также модифицируется обычным металлом, находящимся под ним, и может быть усилен в несколько раз, особенно для тонких ($t \leq 10$ nm) магнитных пленок (рис. 4).

Наиболее вероятным механизмом трансформации эффекта Керра является глубокая диффузия невозбужденных поляризованных основных и неосновных электронов через границу раздела двух слоев из ферромагнитного металла. При этом нормальный переходной металл не проявляет признаков ферромагнетизма, что установлено с помощью нейтронографического анализа. В немагнитном металле формируется равновесное распределение концентрации диффундирующих из ферромагнетика и релаксирующих в нормальном металле поляризованных электронов на уровне Ферми с нулевым градиентом на интерфейсе слоев.

Следует отметить, что теоретические расчеты параметров диффузии и релаксации носителей в переходных металлах [30] касаются только возбужденных электронов с указанием на то, что длина спиновой диффузии λ_{sf} является функцией энергии возбуждения. При этом $\lambda_{\text{sf}} (E - E_F)$ стремится к бесконечности, если энергия возбуждения ($E - E_F$) приближается к нулю.

Результаты исследования могут быть использованы при анализе эффектов спиновой аккумуляции вблизи интерфейсов многослойных спиновых структур и их применении в переключаемых элементах, магнитооптических и плазмонных датчиках.

Благодарности

Автор благодарен Е.С. Лабутину за помощь в подготовке образцов и Ю.Н. Хайдукову за PNR-тестирование двуслойных структур, а также Т. Расингу, В.А. Азаркину, А.Б. Грановскому, Л.С. Успенской и П.М. Ветошко за плодотворные обсуждения и комментарии.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания НИЦ „Курчатовский институт“.

Список литературы

- [1] F. Hellman, A. Hoffmann, Y. Tserkovnyak, G.S.D. Beach, E.E. Fullerton, C. Leighton, A.H. MacDonald, D.C. Ralph, D.A. Arena, H.A. Dürr, P. Fischer, J. Grollier, J.P. Heremans, T. Jungwirth, A.V. Kimel, B. Koopmans, I.N. Krivorotov, S.J. May, A.K. Petford-Long, J.M. Rondinelli, N. Samarth, I.K. Schuller, A.N. Slavin, M.D. Stiles, O. Tchernyshyov, A. Thiaville, B.L. Zink. Rev. Mod. Phys. **89**, 2, 025006 (2017).
- [2] T.P.A. Hase, M.S. Brewer, U.B. Arnalds, M. Ahlberg, V. Kapaklis, M. Björck, L. Bouchenoire, P. Thompson, D. Haskell, Y. Choi, J. Lang, C. Sánchez-Hanke, B. Hjörvarsson. Phys. Rev. B **90**, 10, 104403 (2014).
- [3] T. Kuschel, C. Klewe, J.-M. Schmalhorst, F. Bertram, O. Kuschel, T. Schemme, J. Wollschläger, S. Francoual, J. Strempfer, A. Gupta, M. Meinerth, G. Götz, D. Meier, G. Reiss. Phys. Rev. Lett. **115**, 9, 097401 (2015).
- [4] P. Bougiatioti, C. Klewe, D. Meier, O. Manos, O. Kuschel, J. Wollschläger, L. Bouchenoire, S.D. Brown, J.-M. Schmalhorst, G. Reiss, T. Kuschel. Phys. Rev. Lett. **119**, 22, 227205 (2017).
- [5] K.-S. Ryu, S.-H. Yang, L. Thomas, S.S.P. Parkin. Nature Commun. **23**, 5, 3910 (2014).
- [6] В.Д. Жакетов, Д.И. Девятников, М.М. Авдеев, Д.А. Норов, Е.Д. Колупаев, М.О. Кузьменко, Н.Г. Пугач, Ю.Н. Хайдуков, Е.А. Кравцов, Ю.В. Никитенко, В.Л. Аксенов. ФТТ **65**, 7, 1123 (2023). [V.D. Zhaketov, D.I. Devyatnikov, M.M. Avdeev, D.A. Norov, E.D. Kolupaev, M.O. Kuzmenko, N.G. Pugach, Yu.N. Khaydukov, E.A. Kravtsov, Yu.V. Nikitenko, V.L. Aksenov. Phys. Solid State **65**, 7, 1076 (2023).]
- [7] C. Stamm, C. Murer, M. Berritta, J. Feng, M. Gabureac, P.M. Oppeneer, P. Gambardella. Phys. Rev. Lett. **119**, 087203 (2017).
- [8] D. Graulich, J. Krieft, A. Moskaltsova, J. Demir, T. Peters, T. Pohlmann, F. Bertram, J. Wollschläger, J.R.L. Mardegan, S. Francoual, T. Kuschel. Appl. Phys. Lett. **118**, 1, 012407 (2021).
- [9] O. Inyang, L. Bouchenoire, B. Nicholson, M. Tokac, R.M. Rowan-Robinson, C.J. Kinane, A.T. Hindmarch. Phys. Rev. B **100**, 17, 174418 (2019).
- [10] K.T. Yamada, M. Suzuki, A.-M. Pradipto, T. Koyama, S. Kim, K.-J. Kim, S. Ono, T. Taniguchi, H. Mizuno, F. Ando, K. Oda, H. Kakizakai, T. Moriyama, K. Nakamura, D. Chiba, T. Ono. Phys. Rev. Lett. **120**, 15, 157203 (2018).
- [11] W.L. Lim, N. Ebrahim-Zadeh, J.C. Owens, H.G.E. Hentschel, S. Urazhdin. Appl. Phys. Lett. **102**, 16, 162404 (2013).
- [12] S. Mironov, A.S. Mel'nikov, A. Buzdin. Appl. Phys. Lett. **113**, 2, 022601 (2018).
- [13] J. Xia, V. Shelukhin, M. Karpovski, A. Kapitulnik, A. Palevski. Phys. Rev. Lett. **102**, 8, 087004 (2009).
- [14] S. Hikino, S. Yunoki. Phys. Rev. Lett. **110**, 23, 237003 (2013).
- [15] F.S. Bergeret, A.F. Volkov, K.B. Efetov. Phys. Rev. Lett. **86**, 18, 4096 (2001).
- [16] T.S. Seifert, D. Go, H. Hayashi, R. Rouzegar, F. Freimuth, K. Ando, Y. Mokrousov, T. Kampfrath. Nature Nanotechnol. **18**, 10, 1132 (2023).
- [17] G. Armelles, A. Cebollada, A. Garcia-Martin, M.U. González. Adv. Opt. Mater. **1**, 1, 10 (2013).
- [18] T. Komesu, G.D. Waddill, J.G. Tobin. J. Phys.: Condens. Matter **18**, 39, 8829 (2006).
- [19] V.I. Safarov, V.A. Kosobukin, C. Hermann, G. Lampel, J. Peretti, C. Marliére. Phys. Rev. Lett. **73**, 26, 3584 (1994).
- [20] C. Hermann, V.A. Kosobukin, G. Lampel, J. Peretti, V.I. Safarov, P. Bertrand. Phys. Rev. B **64**, 23, 235422 (2001).
- [21] T.H.J. Loughran, P.S. Keatley, E. Hendry, W.L. Barnes, R.J. Hicken. Opt. Express **26**, 4, 4738 (2018).
- [22] L. Sapienza, D. Zerulla. Phys. Rev. B **79**, 3, 033407 (2009).
- [23] В.Я. Гамлицкий, О.А. Гурковский, В.И. Николаев, И.Н. Николаев, В.М. Степанов, С.С. Якимов. ЖЭТФ **67**, 2, 756 (1975). [V.Ya. Gamitskii, O.A. Gurkovskii, V.I. Nikolaev, I.N. Nikolaev, V.M. Cherepanov, S.S. Yakimov. JETP **40**, 2, 374 (1975).]
- [24] Е.К. Завойский. Письма в ЖЭТФ **21**, 7, 418 (1975). [E.K. Zavoiskii. JETP Lett. **21**, 7, 191 (1975).]
- [25] А.Г. Аронов. Письма в ЖЭТФ **24**, 1, 37 (1976). [A.G. Aronov. JETP Lett. **24**, 1, 32 (1976).]
- [26] T. Katayama, Y. Suzuki, H. Awano, Y. Nishihara, N. Koshizuka. Phys. Rev. Lett. **60**, 14, 1426 (1988).
- [27] J.L. Erskine, E.A. Stern. Phys. Rev. Lett. **30**, 26, 1329 (1973).
- [28] V.P. Zhukov, E.V. Chulkov, P.M. Echenique. Phys. Rev. B **73**, 12, 125105 (2006).
- [29] И.А. Нечаев, В.П. Жуков, Е.В. Чулков. ФТТ **49**, 10, 1729 (2007). [I.A. Nechaev, V.P. Zhukov. Phys. Solid State **49**, 10, 1811 (2007).]
- [30] В.П. Жуков, Е.В. Чулков. ФТТ **51**, 11, 2085 (2009). [V.P. Zhukov, E.V. Chulkov. Phys. Solid State **51**, 11, 2211 (2009).]
- [31] A. Anadón, H. Singh, E. Díaz E.V. Chulkov, Y. Le-Guen, J. Hohlfeld, R.B. Wilson, G. Malinowski, M. Hehn, J. Gorchein. Phys. Rev. B **112**, 10, 104437 (Phys. Solid State 2025).
- [32] V.H. Ortiz, S. Coh, R.B. Wilson. Phys. Rev. B **106**, 1, 014410 (2022).

Редактор Е.В. Толстякова