

Исследование магнитных и электронных неоднородностей в тонкой пленке состава $\text{Pd}_{0.94}\text{Fe}_{0.06}$ методами фемтосекундной оптической и магнитооптической спектроскопии

А. В. Петров⁺, Р. В. Юсупов⁺¹⁾, С. И. Никитин⁺, А. И. Гумаров⁺, И. В. Янилкин⁺, А. Г. Киямов⁺,
Л. Р. Тагиров^{+*}

⁺Казанский федеральный университет, 420008 Казань, Россия

^{*}Казанский физико-технический институт Федеральный исследовательский центр
“Казанский научный центр Российской академии наук”, 420029 Казань, Россия

Поступила в редакцию 19 июня 2019 г.

После переработки 27 июня 2019 г.

Принята к публикации 27 июня 2019 г.

В работе представлены результаты исследования тонкой эпитаксиальной пленки низкотемпературного магнитомягкого сплава $\text{Pd}_{0.94}\text{Fe}_{0.06}$ на подложке (001)-MgO методами фемтосекундной оптической и магнитооптической спектроскопии. Определены времена фотоиндуцированного размагничивания и восстановления намагниченности; последнее проявляет критическое замедление при приближении к температуре ферромагнитного упорядочения $T_C = 190$ К снизу. Показано, что динамика изменения коэффициента отражения после импульса фотовозбуждения испытывает эволюцию от двухэкспоненциальной в парамагнитной фазе к четырехкомпонентной при $80 \text{ K} < T < T_C$ с тенденцией к упрощению до трехкомпонентной при $T < 50$ К. Согласно нашей интерпретации, подобная эволюция, наряду с проявлением дополнительной нарастающей компоненты в магнитном отклике при $80 \text{ K} < T < T_C$, свидетельствует о магнитной и электронной неоднородности пленки, связанной с разбросом локальных концентраций железа. Доля мелкомасштабных вкраплений парамагнитной фазы оценена в $\sim 10\%$ по объему.

DOI: 10.1134/S0370274X19150116

Джозефсоновские структуры типа сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник (С/Ф/С) вызывают повышенный интерес в научном сообществе в качестве возможных элементов цифровой логики и памяти в устройствах криогенной спинтроники [1–18]. Характеризующиеся высокой, вплоть до терагерц, рабочей частотой и крайне низкой, порядка долей аттоватт [19, 20], энергией на одно переключение, эти элементы приобретают весомое преимущество по сравнению с классическими высокотемпературными цифровыми элементами, особенно для создания нейроморфных сетей и систем искусственного интеллекта [21, 22].

Важной составной частью в гетероструктурах С/Ф/С выступает ферромагнитный слой, свойства которого определяют область применимости такой структуры. Изначально использовавшиеся в С/Ф/С-структурах сплавы Cu-Ni [1, 2, 5] из-за их высокой коэрцитивности могут быть использованы скорее в преобразователях с постоянными фазовыми сдвигами, применяющихся в логических вентилях. Для со-

здания на базе С/Ф/С-структур элементов памяти произвольного доступа требуются материалы, характеризующиеся малым коэрцитивным полем и наличием магнитной анизотропии в плоскости ферромагнитного слоя. В этом плане, перспективными являются сплавы платины или палладия и переходных 3d-металлов (Fe, Co или Ni) с концентрациями последних менее 10%.

Существенной особенностью сплавов на основе палладия является механизм формирования магнитоупорядоченного (ферромагнитного) состояния. Палладий, согласно критерию Стонера, находится на границе магнитной неустойчивости ([23], гл. 8). Как следствие, вокруг примесных атомов, например, железа или кобальта образуются так называемые магнитные поляроны – магнитно-поляризованные области атомов Pd. При понижении температуры размеры этих областей увеличиваются, а температура Кюри для сплавов соответствует возникновению перколяции между ними, сопровождающейся установлением дальнего магнитного порядка. При этом, согласно исследованиям объемных кристаллических образцов методами нейтронной дифракции [24, 25],

¹⁾e-mail: Roman.Yusupov@kpfu.ru

парамагнитные области в сплаве полностью не исчезают из-за локальной неоднородности концентрации железа в палладии, а лишь уменьшаются при дальнейшем понижении температуры.

Для гетероструктур С/Ф/С очень важна магнитная однородность Ф-слоя, поскольку она определяет однородность величины вносимой Ф-слоем разности фаз сверхпроводящей волновой функции по площади структуры. Поэтому, для реализации практически значимых С/Ф/С-структур со сплавами на основе палладия в качестве Ф-слоя, возникает необходимость определения условий (концентрации железа и температуры), при которых в них устанавливается однородное ферромагнитное состояние. Однако на тонких (~ 10 нм) пленках использование методов рассеяния нейтронов оказывается невозможным из-за малого количества материала в условиях малости сечения рассеяния. Поэтому реальный поиск оптимального компромисса между требованием магнитной мягкости (малых коэрцитивных полей, достигаемых при низких концентрациях железа в палладии) и однородности ферромагнетизма на масштабах порядка сверхпроводящей длины когерентности (что требует увеличения концентрации железа) идет методом последовательных приближений: 1.0–1.3 ат. % в [6–8, 26], затем 3 ат. % в [27]. Требуются альтернативные экспериментальные методы, чувствительные к нано-масштабной магнитной неоднородности в таких материалах.

Для исследования магнитных свойств тонких и сверхтонких пленок широко используются магнитооптические явления. Однако, измерения стационарного магнитооптического эффекта Керра, также как и измерения намагниченности, дают информацию о средних по объему образца величинах, и к мелко-масштабной магнитной неоднородности специфической чувствительности не имеют. В этом отношении представляется перспективным использование методов нестационарной (временноразрешенной) спектроскопии: неоднородность образцов в этом случае должна проявиться в характере и числе регистрируемых релаксационных компонент. Подобная чувствительность к неоднородностям и специфическая эволюция релаксационных компонент с установлением орбитального и магнитного упорядочения наблюдалась нами в фазово-расслоенном ванадате гадолиния [28]. В настоящей работе изучается возможность использования методов фемтосекундной лазерной спектроскопии для зондирования неоднородных состояний в магнитных пленках на основе сплавов $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$. Используемая методика “накачки-зондирования” (“*pump-probe*”) включает измерения

зависимостей коэффициента отражения и угла поворота плоскости поляризации в магнитооптическом эффекте Керра от времени задержки между сверхкороткими возбуждающим и зондирующим лазерными импульсами.

Авторы работы [27] отметили, что даже в сплаве $\text{Pd}_{0.97}\text{Fe}_{0.03}$ с концентрацией железа 3 ат. % магнетизм неоднороден, и предположили наличие слабо связанных ферромагнитных кластеров. Поэтому мы выбрали объектом наших исследований тонкую эпитаксиальную пленку состава $\text{Pd}_{0.94}\text{Fe}_{0.06}$ на подложке из монокристаллического MgO . Пленка толщиной 20 нм была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке MgO с ориентацией (001) (MTI Corp., США) в сверхвысоковакуумной камере с остаточным давлением $(3-5) \cdot 10^{-10}$ мбар (производство компании SPECS, ФРГ). Напыление проводилось путем одновременного испарения из эффузионных ячеек, содержащих гранулы высокочистых палладия (99.95 %) и железа (99.9 %). Композиция пленки задавалась температурами предварительно откалиброванных ячеек, составлявшими 1267.0 ± 0.1 °C и 1158.0 ± 0.1 °C, соответственно, и контролировалась *in situ* с помощью спектроскопии рентгеновских фотоэлектронов. На первом этапе на подложке при температуре 300 °C была выращена пленка толщиной 7 нм. Далее температура подложки была понижена до комнатной, и напылялись оставшиеся 13 нм. На последнем этапе пленка отжигалась в вакууме при температуре 600 °C в течение 20 мин. Процедура синтеза сплошных эпитаксиальных пленок состава $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$ с $x < 0.10$ в деталях описана нами в работе [29]. На рисунке 1а представлена рентгеновская дифрактограмма, а также картины дифракции медленных электронов на подложке (001)- MgO (левая вставка) и пленке $\text{Pd}_{0.94}\text{Fe}_{0.06}$, измеренные в условиях сверхвысокого вакуума непосредственно перед и после синтеза. Представленные данные свидетельствуют о совершенстве кристаллической структуры пленки и характере эпитаксии типа “куб на кубе”; значительная ширина рефлекса (002) для пленки находится в полном количественном соответствии с ожидаемой из соотношения Шеррера для пленки толщиной 20 нм [29]. На рисунках 1b и c показана зависимость намагниченности насыщения исследуемой пленки от температуры и петля магнитного гистерезиса при $T = 20$ К, соответственно. Температура Кюри образца составляет $T_C \sim 190$ К, намагниченность насыщения при 20 К равна ~ 210 см⁻³, коэрцитивная сила ~ 15 Э. Исследуемая пленка в ферромагнитном состоянии является легкоплоскостной системой с магнитокристал-

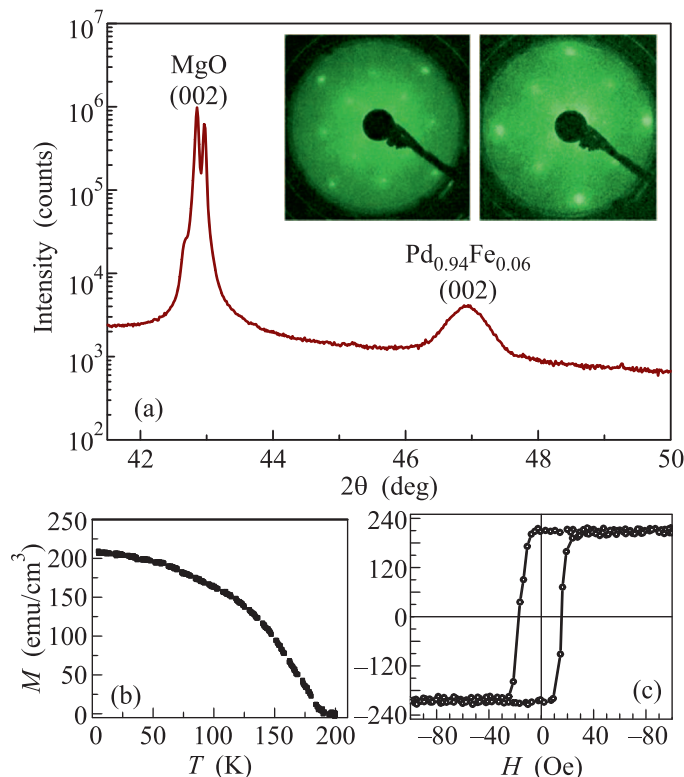


Рис. 1. (Цветная онлайн) Рентгеновская дифрактограмма (а) и картины дифракции медленных электронов от подложки и синтезированной пленки (левая и правая вставки панели (а), соответственно), а также температурная зависимость намагниченности насыщения (б) и петля магнитного гистерезиса при $T = 20$ К (с) тонкой эпитаксиальной пленки $\text{Pd}_{0.94}\text{Fe}_{0.06}$ на подложке MgO (001)

лической анизотропией четвертого порядка в плоскости, где направления $\langle 110 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ отвечают осям легкого и тяжелого намагничивания, соответственно [30].

Для проведения оптических экспериментов использовалась фемтосекундная лазерная установка на базе регенеративного усилителя Legend-USP на $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}$ компании Coherent (США). Лазер излучает световые импульсы длительностью 35 фс с центральной длиной волны 800 нм и частотой следования импульсов 970 Гц. Накачка осуществлялась на длине волны 400 нм (излучение второй гармоники), зондирование – 800 нм спустя время Δt после импульса накачки. Для получения второй гармоники использовался нелинейный кристалл бета-бората бария (ВВО) толщиной 140 мкм. Пучки накачки и зондирования фокусировались на образце в пятна диаметрами 0.5 мм и 0.1 мм с плотностями энергии 1 мДж/см² и 50 мкДж/см² и углами падения $\sim 0^\circ$ и 18° соответственно.

Релаксация электронной подсистемы отслеживалась по относительному изменению коэффициента отражения ($\Delta R/R$). Динамика намагниченности измерялась по отклонению угла поворота плоскости поляризации света зондирования от равновесного в меридиональном магнитооптическом эффекте Керра (МОЭК). После взаимодействия с образцом свет зондирования проходил через призму Волластона, разделяющую пучок на две ортогонально поляризованные компоненты. Интенсивности этих двух компонент детектировались кремниевыми фотодиодами (Hamamatsu S2386-5K). Разностный сигнал с выхода фотодиодов использовался для определения отклонения угла поворота Керра от равновесной величины, суммарный – для измерения динамики коэффициента отражения.

Для проведения экспериментов в диапазоне температур 4.2–300 К образец был помещен в проточный гелиевый криостат ST-500 компании Janis (США). Образец крепился к холодному пальцу криостата. Туда же крепились постоянные NdFeB-магниты, создававшие магнитное поле, направленное вдоль легкой оси тонкой пленки в ее плоскости с напряженностью 470 Э при комнатной температуре. Такое поле гарантировало насыщение намагниченности в заданном направлении. Для разделения вкладов в измеряемый угол поворота плоскости поляризации, связанных с намагниченностью образца и не связанных с ней, зависимость угла поворота плоскости поляризации от времени задержки измерялась для двух равных по величине и противоположных по направлению значений приложенного магнитного поля. Магнитный вклад соответствует нечетной по магнитному полю составляющей (полуразности двух откликов), а немагнитный – четной (их полусумме).

На верхней панели рис. 2 показаны зависимости нормированного на равновесную величину изменения коэффициента отражения от времени после импульса возбуждения для образца $\text{Pd}_{0.94}\text{Fe}_{0.06}$ и контрольного образца эпитаксиальной пленки чистого Pd, измеренные в области температур 20–300 К. При комнатной температуре характер зависимостей пленок Pd и $\text{Pd}_{0.94}\text{Fe}_{0.06}$ схожий: релаксация в обоих случаях может быть хорошо описана суммой двух спадающих по экспоненциальному закону компонент. Амплитуды компонент имеют один и тот же знак; при этом одна компонента – быстрая с амплитудой A_f и временем затухания 0.24 ± 0.02 пс, другая – медленная с амплитудой A_s . Время жизни медленной компоненты для пленки Pd составляет 405 ± 9 пс, для пленки состава $\text{Pd}_{0.94}\text{Fe}_{0.06}$ – 244 ± 5 пс. С понижением температуры значимых

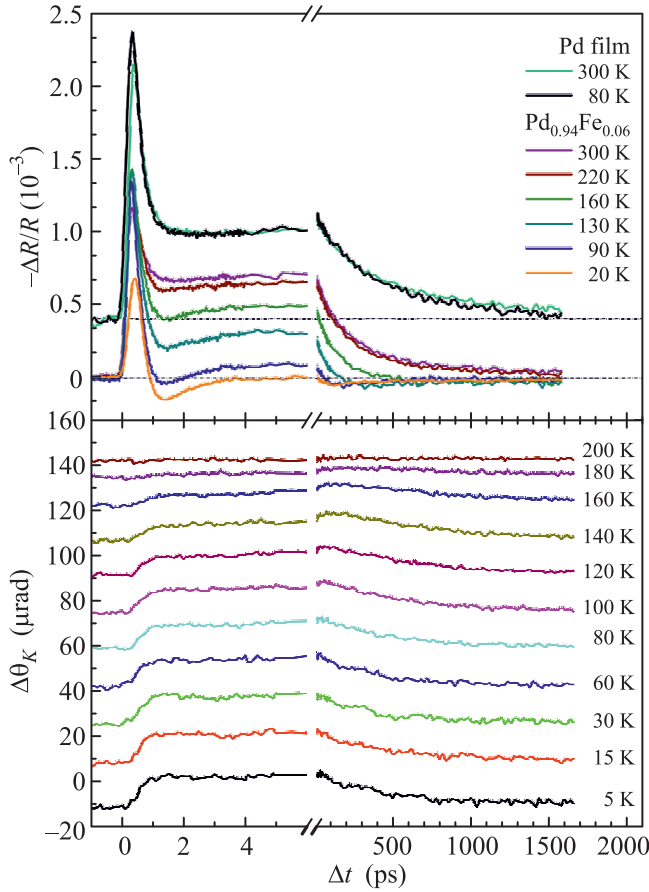


Рис. 2. (Цветная онлайн) Зависимости от времени задержки Δt коэффициента отражения для тонких эпитаксиальных пленок Pd и Pd_{0.94}Fe_{0.06} (верхняя панель) и угла поворота плоскости поляризации для пленки Pd_{0.94}Fe_{0.06} (нижняя панель)

изменений в зависимости коэффициента отражения пленки чистого палладия от времени задержки Δt не наблюдается. В противоположность этому, отклики $\Delta R/R(\Delta t)$ образца Pd_{0.94}Fe_{0.06} при температурах ниже температуры Кюри существенно видоизменяются. Так, в кривых проявляются две дополнительные отрицательные компоненты: выраженная компонента с характерным временем затухания ~ 0.8 пс и амплитудой B_f и слабо выраженная с временем затухания ~ 1 нс и амплитудой B_s . Кроме того, уменьшается амплитуда и становится короче время релаксации положительной долгоживущей компоненты. В диапазоне температур 5–300 К релаксация коэффициента отражения может быть описана выражением:

$$-\Delta R/R(\Delta t) = A_f e^{-\Delta t/\tau_f^A} + A_s e^{-\Delta t/\tau_s^A} - B_f e^{-\Delta t/\tau_f^B} - B_s e^{-\Delta t/\tau_s^B}. \quad (1)$$

На нижней панели рис. 2 показана эволюция временной зависимости угла поворота Керра с темпера-

турой для пленки Pd_{0.94}Fe_{0.06}, наблюдающаяся только при $T < T_C$. Структура откликов качественно различается для диапазонов температур $70 \text{ K} \leq T < T_C$ и $T < 70 \text{ K}$, и в общем случае описывается выражением:

$$\Delta\theta_K(\Delta t) = \left\{ A_{r1}^K \left(1 - e^{-\Delta t/\tau_{r1}^K} \right) + A_{r2}^K \left(1 - e^{-\Delta t/\tau_{r2}^K} \right) \right\} \times e^{-\Delta t/\tau_d^K}, \quad (2)$$

где компоненты с амплитудами A_{r1}^K и A_{r2}^K описывают нарастание, а последний экспоненциальный множитель – спад сигнала.

Температурные зависимости абсолютных значений отдельных амплитуд и характерных времен описанных выше компонент, полученные из аппроксимации набора экспериментальных данных выражениями (1) и (2), представлены на рис. 3. Отметим здесь постоянство амплитуды A_s и времени релаксации τ_s^A при $T \geq T_C$, излом в их зависимостях при $T = T_C$,

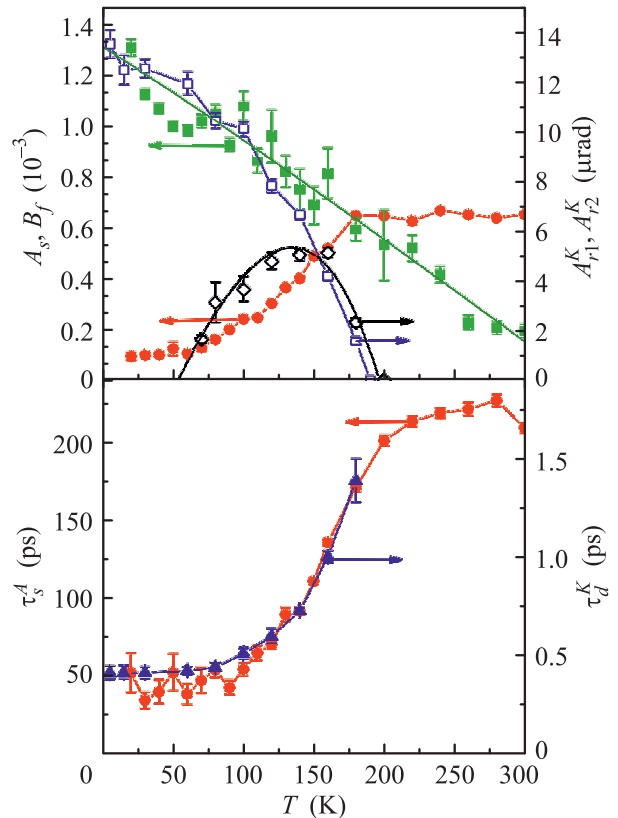


Рис. 3. (Цветная онлайн) Температурные зависимости амплитуд (верхняя панель) и характеристических времен (нижняя панель) компонент откликов согласно выражениям (1) и (2): A_s и τ_s^A (●), B_f (■), A_{r1}^K (□), A_{r2}^K (◇) и τ_d^K (▲). Линии на рисунке являются ориентирами для глаз

спад A_s почти до нуля и укорочение в несколько раз τ_s^A при понижении температуры. Амплитуда A_f и время релаксации τ_f^A быстрой компоненты не проявляют какой-либо значимой зависимости от температуры и потому не представлены на рис. 3. Амплитуда быстрой компоненты противоположного по отношению к A_f и A_s знака, B_f , имеет ненулевое значение во всем диапазоне температур 5–300 К, и плавно нарастает с понижением температуры. Ее время релаксации ниже T_C практически не зависит от температуры и составляет $\tau_f^B = 0.80 \pm 0.10$ пс, а при $T > T_C$ плавно возрастает к 300 К до ~ 1.2 пс. Наконец, о медленной компоненте с амплитудой B_s по имеющимся данным можно сказать, что явно она наблюдается в откликах при $T < 150$ К, а ее время релаксации τ_s^B – порядка 1 нс.

Характерное время нарастания для первой компоненты $\tau_{r1}^K \sim 0.3$ пс слабо зависит от температуры, но увеличивается до ~ 0.8 пс при приближении к T_C . Амплитуда этой компоненты A_{r1}^K плавно нарастает при понижении температуры (рис. 3). Вторая нарастающая компонента проявляется в ограниченном диапазоне температур $70 \text{ К} \leq T < T_C$. Ее характерное время τ_{r2}^K лежит в пределах 10–25 пс, а температурная зависимость амплитуды A_{r2}^K показана на рис. 3. Следующий по времени этап – восстановление равновесного угла Керра, которое также носит экспоненциальный характер и происходит на масштабе $\tau_d^K \sim 0.5 \div 1.5$ нс, проявляя выраженное замедление при приближении к T_C (рис. 3). Зависимость его амплитуды A_d^K от температуры представляет собой сумму зависимостей амплитуд A_{r1}^K и A_{r2}^K .

Переходя к обсуждению полученных результатов, отметим явную корреляцию температурных зависимостей магнитного и электронного откликов исследуемой пленки с установлением в ней ферромагнитного упорядочения. Для иллюстрации этого утверждения на рис. 4 представлены температурные зависимости амплитуд быстрой нарастающей компоненты в угле поворота Керра \tilde{A}_{r1}^K и медленной компоненты релаксации коэффициента отражения \tilde{A}_s с температурным ходом нормированной намагниченности насыщения $M_s(T)/M_s(0)$ (\tilde{A}_{r1}^K и \tilde{A}_s связаны с A_{r1}^K и A_s , соответственно, операциями умножения и сдвига и введены для удобства сопоставления на рисунке). Не вызывает сомнения и корреляция с магнитным упорядочением времен релаксации коэффициента отражения τ_s^A и угла Керра τ_d^K : оба увеличиваются с повышением температуры, хотя и отличаются на порядок по величине. Отметим, что максимальная скорость изменения перечисленных в данном абзаце величин

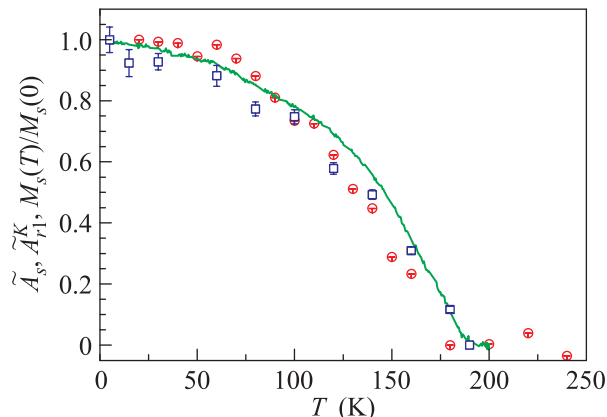


Рис. 4. (Цветная онлайн) Температурные зависимости представленных на рис. 3 амплитуд компонент фотоиндуцированных изменений коэффициента отражения (круги) и угла поворота Керра (квадраты), преобразованные и нормированные по величине для их сравнения с ходом намагниченности насыщения (сплошная линия)

наблюдается при температурах, близких к T_C , но ниже ее.

Богатый набор проявляющихся в описанных экспериментах релаксационных компонент и масштабов времен, на наш взгляд, может быть объяснен, лишь учитывая локальную неоднородность состава и связанные с ней магнитную и электронную неоднородности сплава $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$ с малой концентрацией железа x . Так, температурная зависимость амплитуды B_f не следует зависимости намагниченности насыщения. Данная компонента может быть связана с объемом магнитно-поляризованных областей вокруг атомов железа. Такие области имеются и при $T > T_C$, поэтому данная компонента проявляется и в парамагнитной фазе, а нарастание ее с понижением температуры в этом случае отражает увеличение радиуса магнитных поляронов и, соответственно, объема магнитно-поляризованной составляющей пленки, независимо от установления дальнего магнитного порядка.

Медленная компонента релаксации коэффициента отражения наблюдается в пленках как чистого палладия, так и $\text{Pd}_{0.94}\text{Fe}_{0.06}$. Амплитуда этой компоненты A_s для пленки чистого палладия от температуры не зависит (рис. 2). А для пленки $\text{Pd}_{0.94}\text{Fe}_{0.06}$, поскольку A_s уменьшается с ростом намагниченности насыщения, можно предположить, что она пропорциональна объему парамагнитной фазы в образце. В рамках этого предположения, конечное малое значение A_s при близкой к нулю температуре, составляющее примерно 10% от исходного, отражает

наличие в образце соответствующей мелкомасштабной доли объема в парамагнитном состоянии, слабо связанной с доминирующим ферромагнитным кластером. С неоднородностью пленки $\text{Pd}_{0.94}\text{Fe}_{0.06}$, на наш взгляд, следует связывать и проявление второй нарастающей компоненты во временных зависимостях угла поворота Керра в области температур $70 \text{ K} \leq T < T_C$, когда степень неоднородности должна проявиться наиболее сильно. Две компоненты фотоиндуцированного размагничивания с различными временными масштабами могут отражать наличие двух составляющих намагниченности, предложенное в [31] в рамках модели примесного ферромагнетизма Коренблита и Шендера [32], а также изменение их соотношения с температурой. Отметим, что подтверждение взаимосвязи сложной структуры магнитного и электронного откликов пленки сплава $\text{Pd}_{0.94}\text{Fe}_{0.06}$ с естественно присущей ей неоднородностью возможно при систематическом изучении концентрационной серии образцов $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$ с $x < 0.10$.

Таким образом, в результате проведенных исследований тонкой эпитаксиальной пленки сплава $\text{Pd}_{0.94}\text{Fe}_{0.06}$ с $T_C = 190 \text{ K}$ на подложке MgO методами фемтосекундной оптической и магнитооптической спектроскопии обнаружены многокомпонентные отклики в динамике намагниченности и коэффициента отражения и определены характерные времена фотоиндуцированного размагничивания и восстановления намагниченности. Несмотря на ожидаемую однородность ферромагнетизма для 6 ат. % железа в палладии [24, 25, 27], мы наблюдали проявления мелкомасштабной магнитной неоднородности в сплаве $\text{Pd}_{0.94}\text{Fe}_{0.06}$ в диапазоне температур $80 \text{ K} < T < T_C$. При температурах $T < 50 \text{ K}$ ферромагнетизм становится практически однородным, тем не менее, в системе сохраняется до 10 % объема парамагнитных вкраплений палладия, обедненных железом и слабо связанных с бесконечным ферромагнитным кластером. Полученные результаты показывают, что примененная методика времяразрешенного лазерного зондирования в фемто- и пикосекундном диапазоне является эффективным инструментом для исследований магнитной неоднородности тонких пленок сплавов $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$ с малой концентрацией железа, перспективных для криоспинтронных приложений.

Работа поддержана Российским научным фондом, проект # 18-12-00459. Р. В. Юсупов благодарен поддержке за счет средств субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности (3.8138.2017/8.9).

1. В. В. Рязанов, УФН **169**, 920 (1999).
2. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Y. Rusanov, A. V. Veretennikov, A. A. Golubov, and J. Aarts, Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).
3. K. K. Likharev and V. K. Semenov, IEEE Trans. Appl. Supercond. **1**, 3 (1991).
4. A. V. Ustinov and V. K. Kaplunenko, J. Appl. Phys. **94**, 5405 (2003).
5. V. V. Ryazanov, V. V. Bol'ginov, D. S. Sobanin, I. V. Vernik, S. K. Tolpygo, A. M. Kadin, and O. A. Mukhanov, Physics Procedia **36**, 35 (2012).
6. T. I. Larkin, V. V. Bol'ginov, V. S. Stolyarov, V. V. Ryazanov, I. V. Vernik, S. K. Tolpygo, and O. A. Mukhanov, Appl. Phys. Lett. **100**, 222601 (2012).
7. I. V. Vernik, V. V. Bol'ginov, S. V. Bakurskiy, A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov, V. V. Ryazanov, and O. A. Mukhanov, IEEE Trans. Appl. Supercond. **23**, 1701208 (2013).
8. B. M. Niedzielski, S. G. Diesch, E. C. Gingrich, Y. Wang, R. Loloee, W. P. Pratt, and N. O. Birge, IEEE Trans. Appl. Supercond. **24**, 1800307 (2014).
9. B. Baek, W. H. Rippard, S. P. Benz, S. E. Russek, and P. D. Dresselhaus, Nature Commun. **5**, 3888 (2014).
10. M. A. Manheimer, IEEE Trans. Appl. Supercond. **25**, 1301704 (2015).
11. T. Golod, A. Iovan, and V. M. Krasnov, Nat. Commun. **6**, 8628 (2015).
12. E. C. Gingrich, B. M. Niedzielski, J. A. Glick, Y. Wang, D. L. Miller, R. Loloee, W. P. Pratt, and N. O. Birge, Nature Phys. **12**, 564 (2016).
13. J. A. Glick, M. A. Khasawneh, B. M. Niedzielski, R. Loloee, W. P. Pratt, N. O. Birge, E. C. Gingrich, P. G. Kotula, and N. Missert, J. Appl. Phys. **122**, 133906 (2017).
14. I. I. Soloviev, N. V. Klenov, S. V. Bakurskiy, M. Yu. Kupriyanov, A. L. Gudkov, and A. S. Sidorenko, Beilstein J. Nanotechnol. **8**, 2689 (2017).
15. J. A. Glick, V. Aguilar, A. B. Gougam, B. M. Niedzielski, E. C. Gingrich, R. Loloee, W. P. Pratt, and N. O. Birge, Science Advances **4**, eaat9457 (2018).
16. B. M. Niedzielski, T. J. Bertus, J. A. Glick, R. Loloee, W. P. Pratt, and N. O. Birge, Phys. Rev. B **97**, 024517 (2018).
17. S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, N. G. Pugach, M. Yu. Kupriyanov, and A. A. Golubov, Appl. Phys. Lett. **113**, 082602 (2018).
18. A. E. Madden, J. C. Willard, R. Loloee, and N. O. Birge, Supercond. Sci. Technol. **32**, 015001 (2019).
19. M. H. Volkmann, A. Sahu, C. J. Fourie, and O. A. Mukhanov, Supercond. Sci. Technol. **26**, 015002 (2013).
20. D. S. Holmes, A. L. Ripple, and M. A. Manheimer, IEEE Trans. Appl. Supercond. **23**, 1701610 (2013).

21. M. L. Schneider, C. A. Donnelly, S. E. Russek, B. Baek, M. R. Pufall, P. F. Hopkins, P. D. Dresselhaus, S. P. Benz, and W. H. Rippard, *Science Advances* **4**, e1701329 (2018).
22. I. I. Soloviev, A. E. Schegolev, N. V. Klenov, S. V. Bakurskiy, M. Yu. Kupriyanov, M. V. Tereshonok, A. V. Shadrin, V. S. Stolyarov, and A. A. Golubov, *J. Appl. Phys.* **124**, 152113 (2018).
23. P. Mohn, *Magnetism in the Solid State*, Springer Series in Solid-State Sciences **134**, Springer (2006), 229 p.
24. G. G. Low and T. M. Holden, *Proc. Phys. Soc.* **89**, 119 (1966).
25. G. G. Low, *Adv. Phys.* **18**, 371 (1969).
26. E. C. Gingrich, *Ph.D. thesis*, Michigan State Univ., East Lansing, MI, USA (2014).
27. J. A. Glick, R. Loloee, W. P. Pratt, and N. O. Birge, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **27**, 1800205 (2017).
28. R. V. Yusupov, D. Mihailovic, C. V. Colin, G. R. Blake, and T. T. Palstra, *Phys. Rev. B* **81**, 075103 (2010).
29. A. Esmaeili, I. V. Yanilkin, A. I. Gumarov, I. R. Vakhitov, B. F. Gabbasov, A. G. Kiiamov, A. M. Rogov, Yu. N. Osin, A. E. Denisov, R. V. Yusupov, and L. R. Tagirov, *Thin Solid Films* **669**, 338 (2019).
30. A. Esmaeili, I. R. Vakhitov, I. V. Yanilkin, A. I. Gumarov, B. M. Khaliulin, B. F. Gabbasov, M. N. Aliyev, R. V. Yusupov, and L. R. Tagirov, *Applied Magnetic Resonance* **49**, 175 (2018).
31. В. В. Больгинов, О. А. Тихомиров, Л. С. Успенская, *Письма в ЖЭТФ* **105**, 153 (2017).
32. И. Я. Коренблит, Е. Ф. Шендер, *УФН* **126**, 233 (1978).