Письма в ЖЭТФ, том 110, вып. 3, с. 155 – 162

Экспериментальное и теоретическое исследование слоистых ферромагнитных структур методом спектральной *in situ* магнитоэллипсометрии

О. А. Максимова[+*1)], *С. А. Лященко*[+], *М. А. Высотин*[+*], *И. А. Тарасов*[+], *И. А. Яковлев*[+], *Д. В. Шевцов*[+], *А. С. Федоров*[+*], *С. Н. Варнаков*[+], *С. Г. Овчинников*[+*]

[+]*Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения РАН – обособленное подразделение Федерального исследовательского центра "Красноярский научный центр Сибирского отделения РАН", 660036 Красноярск, Россия*

[*]*Сибирский федеральный университет, 660041 Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 27 февраля 2019 г.
После переработки 14 июня 2019 г.
Принята к публикации 14 июня 2019 г.

Данная статья посвящена развитию методики обработки данных спектральной *in situ* магнитоэллипсометрии для анализа ферромагнитных планарных наноструктур. В рамках нового подхода к интерпретации модулированных магнитным полем спектральных эллипсометрических измерений, проводимых с использованием магнитооптического эффекта Керра в экваториальной конфигурации, апробируется многослойная модель, содержащая ферромагнитный слой с двумя пограничными интерфейсами, неферромагнитный буферный слой и неферромагнитную подложку. В частности, исследуется влияние толщины ферромагнитного слоя на результаты магнитоэллипсометрических измерений. Для измерений были выбраны поликристаллические пленки Fe различной толщины на неферромагнитной поверхности $SiO_2/Si(100)$. В результате обработки данных спектральных магнитоэллипсометрических измерений определены комплексные диагональные и недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости в спектральном диапазоне 1.38–3.45 эВ. Приведено сопоставление полученных результатов с литературными данными других авторов и расчетом тензора диэлектрической проницаемости Fe в рамках теории функционала плотности.

DOI: 10.1134/S0370274X19150037

1. Развитие средств неразрушающего *in situ* контроля ферромагнитных планарных наноструктур является важной задачей для обеспечения условий воспроизводимого синтеза таких наноструктур и высокой точности контроля их физических свойств. Измерения эллипсометрии ферромагнитных материалов во внешнем магнитном поле позволяют найти комплексные значения как диагональных, так и недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости и величины магнитного кругового дихроизма [1]. Ранее уже разрабатывались подходы к применению магнитоэллипсометрии для определения полного тензора диэлектрической проницаемости. Например, в работе [2] был разработан подход к вычислению недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости ферромагнитной многослойной структуры на основе матриц Мюллера (М-матриц), в том числе и для оптически анизотропных сред, используя нормальное падение света для случая полярного эффекта Керра. Далее уже были предприняты успешные попытки измерений, используя метод из [2], для анализа ферромагнитной непрозрачной пленки при различных температурах [3]. Однако для интерпретации данных эксперимента при толщинах ферромагнитных слоев, сопоставимых с толщиной скин-слоя в используемом спектральном диапазоне, недостаточно пользоваться моделью полубесконечного ферромагнитного слоя, разработанной для объемных материалов и толстых пленок. И уже в работе [4] была создана методика проведения обобщенной магнитооптической спектральной эллипсометрии с применением октопольного электромагнита и проведены измерения полного тензора диэлектрической проницаемости прозрачной изотропной пленки кобальта с поверхностным оксидным слоем. При этом в литературе практически отсутствуют упоминания о применении магнитноэллипсометрии для *in situ* анализа многослойной ферромагнитной среды, что, возмож-

1)e-mail: maximo.a@mail.ru

но, связано с громоздкостью М-матричного аппарата для анализа многослойной ферромагнитной структуры в совокупности с конструкционными ограничениями размещения многополюсного электромагнита непосредственно в камере синтеза.

Настоящая работа направлена на апробацию разработанного нами варианта анализа магнитоэллипсометрических данных, не требующего М-матриц четвертого порядка, основанного на применении эллипсометрических соотношений, в которых магнитооптический вклад учитывается как возмущение, и проведении *in situ* анализа с простой дипольной электромагнитной системой на основе экваториального магнитооптического эффекта Керра [5]. Подчеркнем, что все измерения делаются *in situ*, образец не подвергается воздействию атмосферы, поэтому на поверхности не образуются дополнительные оксидные и прочие слои, которые необходимо было бы учитывать в процессе анализа. Обработка экспериментальных данных включает в себя: а) выделение оптических показателей среды из эллипсометрических параметров, измеряемых без приложения магнитного поля; б) выделение магнитооптического вклада в эллипсометрических соотношениях через анализ изменения комплексных коэффициентов отражения для p- и s-поляризации падающего света при перемагничивании образца; в) выбор модели отражающей среды, описывающей образец; г) по оптическим и магнитооптическим данным расчет всех компонент тензора диэлектрической проницаемости. Таким образом, достаточно проведения измерений эллипсометрических углов в заданном спектральном диапазоне как при приложении магнитного поля, так и в размагниченном состоянии без необходимости изменения положения образца и применения дополнительного измерительного оборудования.

В данной статье мы приводим результат анализа данных, полученных в ходе эксперимента на ферромагнитных наноструктурах системы Si(подложка)–SiO_2(изолирующий слой)–Fe(ферромагнитный слой) с различной толщиной слоя Fe и обработанных с использованием многослойной модели отражающих систем, содержащей ферромагнитную и неферромагнитную пленки на полубесконечной неферромагнитной подложке [6], а также учитывающей наличие интерфейсов SiO_2/Fe и Fe/вакуум. Выбор используемых материалов был обусловлен наличием для них в литературе большого количества экспериментальных данных оптических и магнитооптических измерений для количественного сравнения с нашими измерениями и расчетами [3, 7, 8].

Кроме того, актуальным является применение разработанного оригинального подхода к вычислению полного тензора диэлектрической проницаемости поликристаллических изотропных ферромагнитных пленок различной толщины по данным *in situ* измерений. Получение такой информации о ферромагнитной структуре в режиме *in situ* является сложной задачей, как в технологическом, так и в методическом плане. Найденные таким образом из анализа экспериментальных данных компоненты тензора диэлектрической проницаемости сравниваются с результатами первопринципного расчета в рамках теории функционала плотности (*Density functional theory* – DFT).

2. Серия из трех экспериментальных образцов была получена методом термического испарения высокочистого железа (99.99+%) и его осаждения в сверхвысоком вакууме 10^{-7} Па (СВВ) на подложку допированного бором монокристаллического кремния толщиной 300 мкм с кристаллографической ориентацией поверхности (100). На поверхности подложки предварительно был химически сформирован слой SiO_2 толщиной не более 2 нм по методу из работы [9]. Толщина сформированного слоя диоксида кремния измерялась методом спектральной эллипсометрии на воздухе и в дальнейшем использовалась для настройки оптической схемы *in situ* спектральных эллипсометрических измерений, в частности – для определения угла падения зондирующего пучка на образец, используя простую однослойную модель с известными дисперсиями оптических постоянных подложки Si и слоя SiO_2. До осаждения железа подложки SiO_2/Si(100) отжигались в СВВ до 670 K прямым пропусканием тока с целью обезгаживания и очистки поверхности. После отжига *in situ* спектральные эллипсометрические измерения показали уменьшение толщины слоя SiO_2 в среднем на 0.6 нм, что, предположительно, вызвано близкими дисперсиями оптических постоянных воды и диоксида кремния при субнанометровых толщинах и десорбцией воды с поверхности подложки при отжиге.

Испарение железа в СВВ осуществлялось автотигельным методом с электронно-лучевым нагревом. Технологические условия осаждения Fe и параметры подложек для всех трех образцов были идентичными, с разницей только по времени осаждения Fe. Осаждение Fe и последующие *in situ* измерения проводились с применением специального держателя образца [10] при комнатной температуре. Скорость потока Fe была заранее откалибрована по данным рентгеноспектрального флуоресцентного анализа (РСФА) с использованием анализатора

ARL QUANT'X (Thermo Scientific) и составляла около 1.3 нм/мин. Для получения дополнительных данных о толщине и химическом составе пленок Fe все образцы впоследствии исследовались методом РСФА в пересчете плотности железа при нормальных условиях 7.874 г/см^3. Толщины Fe по данным РСФА для образцов 1, 2 и 3 составили 77.0 ± 0.6, 33.5 ± 0.6 и 11.5 ± 0.6 нм соответственно. Результаты измерений толщин SiO_2 по данным спектральной эллипсометрии для всех трех образцов равны 0.7 ± 0.2, 1.8 ± 0.2 и 1.0 ± 0.2 нм.

Учитывая, что реальные многослойные наноструктуры не обладают математически-гладкими межслоевыми границами, нами было проанализировано влияние двух дополнительных перемешанных ("*intermix*") слоев (рис. 1), одинаковых для всех образцов: 1) на границе Fe/SiO_2, толщиной 0.12 нм с содержанием железа 50 %; 2) на границе Fe/вакуум, толщиной 0.58 нм с содержанием железа 50 %. Толщины перемешанных слоев выбраны в соответствии со среднеквадратической шероховатостью, полученной из атомно-силовой микроскопии и соответствуют данным для аналогичных структур из работы [11]. Объемная доля Fe с постоянной по глубине величиной 50 % выбрана для простоты расчета модели перемешанного слоя. Кроме того, магнитооптический вклад от обоих переходных слоев в данной работе не учитывался, так как в дополнительных экспериментах нами было обнаружено, что при усредненных толщинах поликристаллического слоя Fe менее 6 нм на SiO_2 при *in situ* магнитоэллипсометрических измерениях магнитооптический вклад становится соизмеримым со среднеквадратической погрешностью эллипсометрических измерений. В литературе имеются данные о магнитооптических измерениях и гораздо более тонких ферромагнитных пленок (например, [12], где измерения проводились *ex situ*), однако в нашей работе производились *in situ* спектральные магнитоэллипсометрические измерения с применением монохроматора и ксеноновой дуговой лампы высокого давления в качестве источника света, что технически позволяет добиться яркости зондирующего луча в среднем не более 10^{-2} от яркости лазера. Если учесть дополнительное отражение луча от оптических окон технологической камеры синтеза и больший оптический путь от образца до фотоприемника по сравнению с настольной конфигурацией, то итоговая интенсивность луча может быть в 10^3 раз меньше, чем у лазерного магнитоэллипсометра даже на длине волны ~ 500 нм, соответствующей максимуму интенсивности свечения ксеноновой лампы. Логичным решением было бы увеличить время накопления сигнала, однако в этом случае возрастает вероятность адсорбции остаточной атмосферы на поверхность образца и образования оксидной пленки. Поэтому мы учитываем в наших расчетах переходные перемешанные слои с толщиной не более 0.6 нм, но у нас нет оснований считать их магнитными.

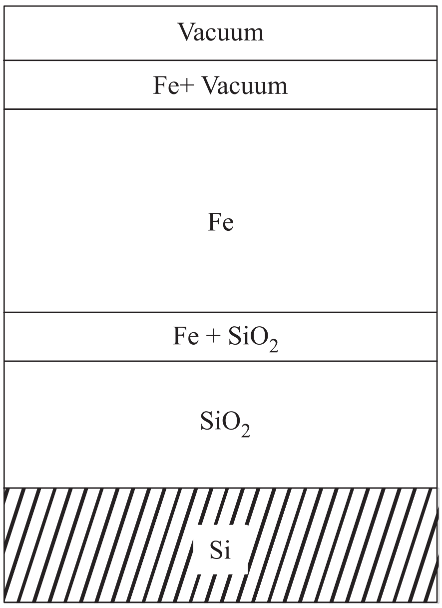

Рис. 1. Схематическое представление используемой модели экспериментального образца

Особенности электронной структуры на математических границах переходных слоев и граничащих материалов в данной работе не учитывались, так как изменение концентрации по толщине предполагается плавным, а "материалы" слоев имеют единое происхождение.

Магнитоэллипсометрические измерения проводились по следующей схеме: 1) электромагнитом на образце задавалось внешнее магнитное поле, достаточное для ферромагнитного насыщения пленки; 2) производились спектральные эллипсометрические измерения углов Ψ и Δ по 4-м оптическим зонам [13] с усреднением; 3) производилось перемагничивание образца с насыщением, заданием магнитного поля той же амплитуды, но обратное по направлению; 4) повторно производились спектральные эллипсометрические измерения по 4-м оптическим зонам с усреднением. В завершении, производилось вычисление магнитного вклада в измеряемые углы как разности $\delta\Psi = \Psi(H) - \Psi(-H)$, $\delta\Delta = \Delta(H) - \Delta(-H)$ для двух состояний намагниченности образца. Также рассчитывалось среднее арифметическое измерений углов Ψ и Δ. Указанный алгоритм измерений повторялся 50 раз для усреднения данных и вычисления среднеквадратической погрешности измерений.

Как известно, тензор диэлектрической проницаемости намагниченного изотропного ферромагнитного металла строится на основе вынужденной анизотропии и выглядит следующим образом [14]:

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & 0 \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & 0 \\ -\varepsilon_{12} & \varepsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{11} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где каждый элемент тензора является комплексным числом, при этом диагональные компоненты отвечают за оптические свойства среды, а недиагональные феноменологически связывают магнетизм и оптику и при равной нулю намагниченности обращаются в нуль. Зная все элементы тензора диэлектрической проницаемости, можно получить информацию об электронной структуре образца. Экспериментальная погрешность величины комплексной диэлектрической проницаемости рассчитывалась как погрешность косвенных измерений из среднеквадратического отклонения по выборке [15].

3. Проведение *in situ* спектральных эллипсометрических и магнитоэллипсометрических измерений осуществлялось непосредственно после синтеза структур $Fe/SiO_2/Si(100)$ в СВВ технологической камеры. Применялся быстродействующий спектральный эллипсометр Эллипс-1891 с приставкой для задания магнитного поля на образце [16]. Поле ферромагнитного насыщения образца задавалось ± 2 кЭ по результатам предварительных измерений петли перемагничивания.

По данным эллипсометрии для всех образцов были рассчитаны спектральные зависимости комплексной диэлектрической проницаемости ε_{11} Fe численным методом на основе многослойной модели с учетом перемешанных слоев на интерфейсах (рис. 1). Для расчета перемешанных слоев применялась модель Бруггемана [17]. Расчет оптических показателей проводился в программе Спектроскан (Version 1.10). Для расчета использовались данные по спектральной зависимости ε_{11} для SiO_2 из работы [18], в свою очередь диэлектрическая проницаемость кремния была получена нами из эллипсометрических измерений монокристаллической подложки Si(100) при комнатной температуре с учетом шероховатого оксидного слоя по методике из работы [10] в спектральном диапазоне от 1.38 до 3.45 эВ. Возможность применения данных по спектральной зависимости ε_{11} для объемного SiO_2 из работы [18] показана в работе [11], где по эллипсометрическим измерениям пленок $SiO_2/Si(100)$ с привлечением объемных данных для ε_{11} была получена толщина слоя оксида кремния, совпадающая с прямыми измерениями методом электронной микроскопии. Суммарная толщина слоя Fe при проведении расчетов ε_{11} соответствовала данным результатов РСФА.

На рисунке 2 представлены результаты расчета ε_{11} слоя Fe для всех трех образцов по данным эллипсометрических измерений в спектральном диапазоне от 1.38 до 3.45 эВ совместно с результатами теоретического расчета и измерений других авторов. Теоретический расчет тензора диэлектрической проницаемости Fe осуществлялся на основе теории функционала плотности [19] в программном пакете VASP [20], в рамках обобщенного градиентного приближения [21], метода проектирования присоединенных волн [22] и с учетом спин-орбитального взаимодействия. Базис плоских волн ограничивался энергией обрезания 520 эВ. Для разбиения зоны Бриллюэна использовалась сетка $18 \times 18 \times 18$ по схеме Монхорста–Пака [23]. Диагональные и недиагональные компоненты диэлектрического тензора были вычислены в приближении случайных фаз без учета эффектов локального поля [24]. При суммировании учитывались только вертикальные межзонные переходы, параметр уширения равнялся 0.3 эВ. Теоретический расчет проводился для объемной среды без влияния температуры.

По данным расчетов ε_{11} имеется качественное соответствие с измерениями других авторов. Видно монотонное уменьшение мнимой компоненты ε_{11} с ростом энергии излучения. Компоненты ε_{11} меняются от толщины слоя железа. Причем для мнимой части ε_{11} с уменьшением толщины слоя происходит изменение формы кривых на всем спектральном диапазоне. На всех кривых виден широкий максимум, положение которого зависит от толщины слоя Fe. Для наглядности изменений положения этого максимума построены спектры оптической проводимости ($\sigma = \mathrm{Im}(\varepsilon_{11})\omega/4\pi$): широкий максимум в районе 3 эВ для образца 33.5 нм и DFT расчета смещается в длинноволновую область до 2.6 эВ и 1.8 эВ измерений [25] и образца 11.5 нм соответственно. Слабый и широкий максимум наблюдается в районе 2.3–2.8 эВ для слоя Fe толщиной 77.0 нм. Для данных из работ [3, 8, 26] положение максимума также зависит от толщины Fe, при ее увеличении максимум смещается в длинноволновую область спектра.

Для выяснения причин появления максимума на DFT кривой оптической проводимости в области 3 эВ был проведен спин-поляризованный расчет плотности электронных состояний ("*density of states –*

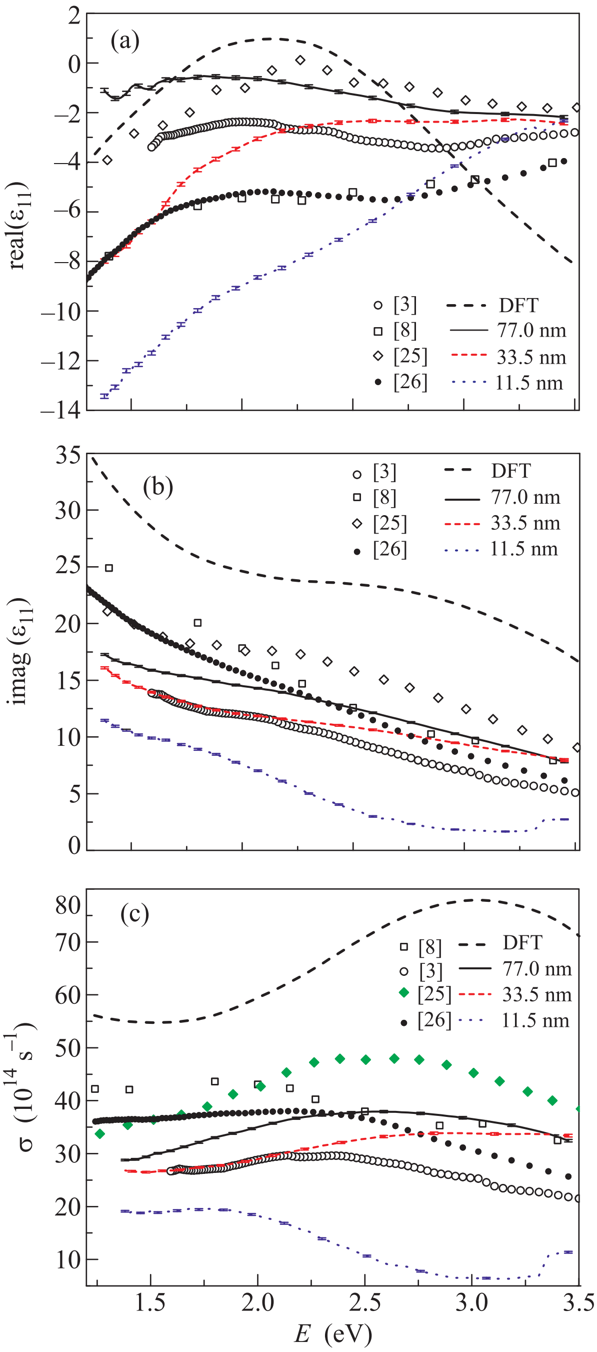

Рис. 2. (Цветной онлайн) Дисперсии действительной (a) и мнимой (b) компонент ε_{11} и дисперсия оптической проводимости (c) Fe для трех образцов различной толщины слоя, рассчитанные из данных *in situ* спектральной эллипсометрии и в рамках DFT в сравнении с литературными данными: Кринчик [8] и Querry [26] – объемные образцы, Neuber [3] – пленки Fe толщиной 60 нм, Johnson [25] – среднее значение для пленок толщиной от 29 до 38 нм

"DOS") для объемных образцов. На рисунке 3 показана полная плотность состояний, а также парциальные вклады в DOS от p- и d-орбиталей со спином "вверх" и "вниз". В качестве конечных состояний возможных электронных переходов можно отметить пики $d_\downarrow(x^2-y^2)$ на $+1.92$ эВ выше уровня Ферми и широкий пик $d_\downarrow(z^2)$ на $+1.5$ эВ. Начальными состояниями переходов, предположительно, является плато $d_\downarrow(xy)+d_\downarrow(yz)+d_\downarrow(xz)$ состояний в диапазоне $(-1.0;-0.5)$ эВ ниже уровня Ферми и пик p-состояний (с низкой, относительно d-электронов, плотностью) на уровне -1.06 эВ. Это дает широкий пик переходов электронов со спином "вниз" в диапазоне 2.5–3.5 эВ. Электронная структура в целом и наличие широкого пика оптической проводимости σ (~ 3 эВ) хорошо согласуется с данными DFT расчетов в приближении локальной спиновой плотности, например, в работе [27], в которой делается вывод о преобладании вклада межзонных переходов на частотах выше 0.5 эВ и о том, что пик у мнимой компоненты диэлектрической проницаемости ε_{11} на ~ 2.7 эВ обусловлен состояниями со спином "вниз". Однако подробный анализ p- и d-состояний в области переходов в [27] отсутствует.

При анализе четырехслойной модели "SiO_2 – SiO_2/Fe – Fe – Fe/вакуум" на подложке Si с изменением толщин пограничных интерфейсных слоев SiO_2/Fe и Fe/вакуум от 0 до 1 нм выявлено, что вклады интерфейсов в эллипсометрические углы Ψ и Δ даже для самого тонкого слоя железа 11.5 нм не превысили экспериментальной погрешности измерений Ψ и Δ. Таким образом, если вклад пограничных слоев, моделирующих микрошероховатость, состоит в смещении пиков межзонных переходов по энергии за счет вклада поверхностных плазмонов [28], то ожидаемым результатом было бы уширение пика межзонных переходов области 2.7–3 эВ в DFT расчете в сторону низких энергий при уменьшении толщины слоя Fe. Однако из экспериментальных данных наблюдается более сложная картина, когда у разных авторов на спектрограммах imag(ε_{11}) наблюдаются пики различной интенсивности в различных областях спектра почти независимо от толщины слоя Fe. Подобная картина наблюдается и для наших образцов, и для других опубликованных ранее данных. В экспериментальных данных других авторов причины отличий в спектрах могут быть самыми различными – от скорости осаждения пленок и состава остаточной атмосферы в ростовой камере до природы абразивного материала при полировке массивных образцов в ранних работах [8, 26].

На рисунке 4 показаны дисперсионные зависимости ε_{12}, вычисленные для сплошного ферромагнитного слоя Fe всех трех образцов с использованием

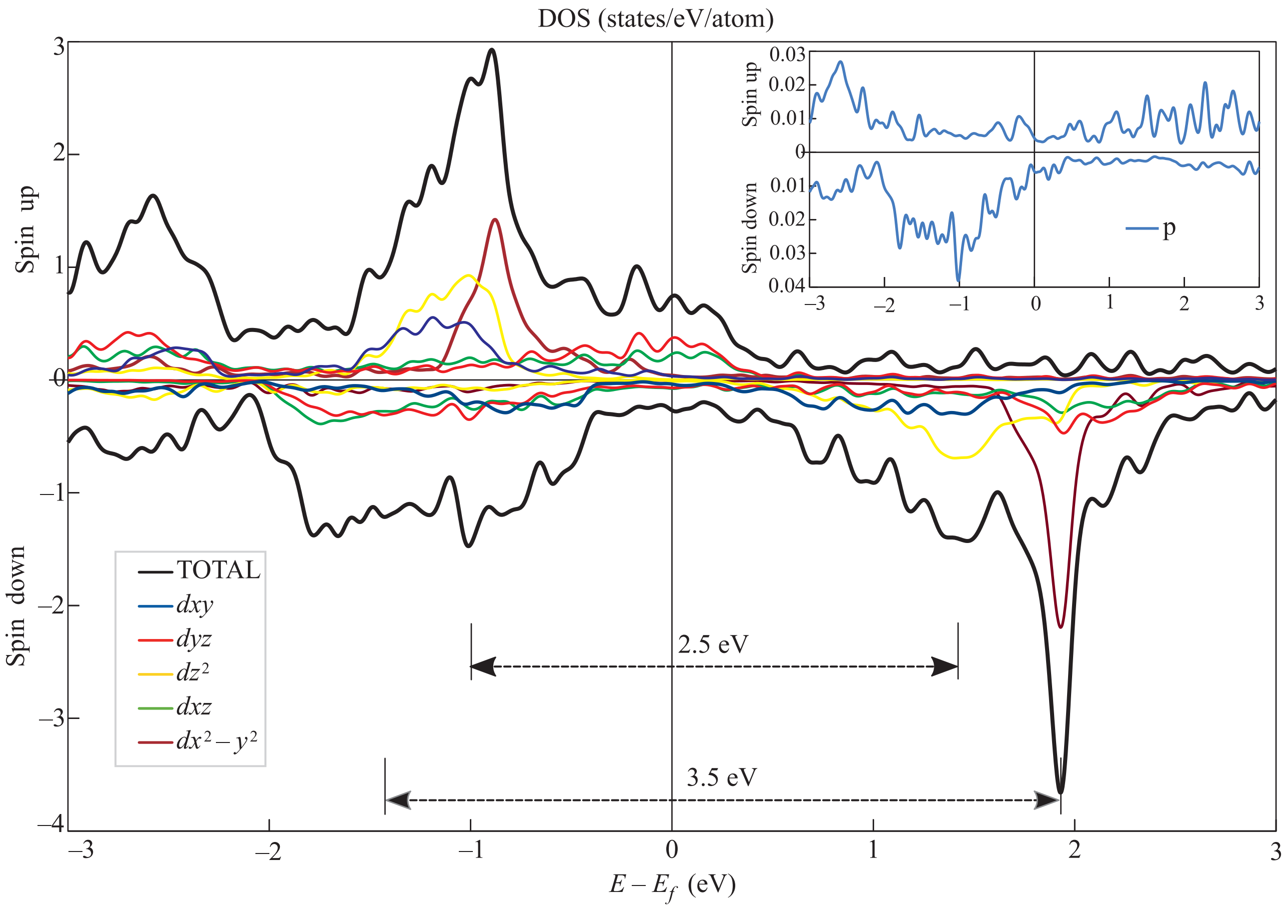

Рис. 3. (Цветной онлайн) Полная плотность электронных состояний (DOS) и парциальные вклады от d-орбиталей и p-орбиталей (на вставке), рассчитанные в рамках DFT. Нуль оси абсцисс соответствует уровню Ферми

многослойной модели с учетом перемешанных слоев на интерфейсах (рис. 1) по результатам магнитоэллипсометрических измерений, а также результаты теоретического расчета и экспериментальные данные других авторов. Первоначально расчеты выполнялись с применением более простой двухслойной модели, не учитывающей "*intermix*" слои. Однако при сопоставлении результатов расчетов с применением этих двух моделей оказалось, что разница между недиагональными компонентами ε_{12} была наиболее ярко выражена в длинноволновой области и возрастала с уменьшением толщины слоя железа. Диагональные компоненты ε_{11} при этом оказались равны в пределах экспериментальной погрешности вне зависимости от толщины слоя железа. Выбор был сделан в пользу использования именно многослойной модели с учетом перемешанных слоев, поскольку она более полно описывает реальную структуру образцов.

При сравнении представленных на рис. 4 кривых можно отметить качественное согласие ε_{12} из DFT расчета с экспериментом на образце толщиной 77 нм. Характерный наклон кривой для imag(ε_{12}) толстого слоя Fe совпадает с литературными данными и расчетом в рамках теории функционала плотности. Наклон наблюдается и в большинстве данных других авторов, использующих толстые непрозрачные поликристаллические пленки железа. В целом прослеживается зависимость амплитуды ε_{12} от толщины слоя железа, для более тонких пленок согласие с теоретическим расчетом не наблюдается. Для экспериментальных результатов настоящей работы можно отметить изменение наклона кривых imag(ε_{12}) и переход в отрицательную область с уменьшением толщины слоя Fe. Спектрограммы ε_{12} пленки Fe 77 нм согласуются с данными Нойбера [3]. Возможно, что спектры для толстой пленки содержат Друде часть от вклада свободных электронов. Тогда уменьшение Друде пика можно связать с уменьшением вклада свободных электронов в тонких поликристаллических пленках, так как в реальных поликристаллических структурах заметную роль играют межкристаллитные дефекты и шероховатость поверхности, что скорее все-

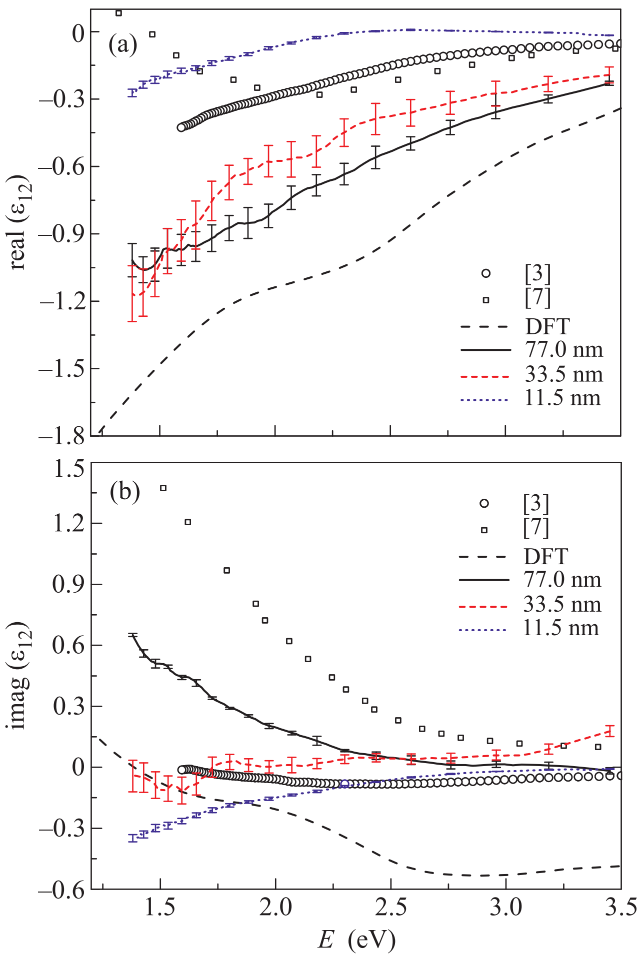

Рис. 4. (Цветной онлайн) Дисперсии действительной и мнимой компонент ε_{12} Fe для трех образцов различной толщины слоя, рассчитанные из данных *in situ* спектральной эллипсометрии и в рамках DFT в сравнении с литературными данными: Кринчик [7] – объемные образцы; Neuber [3] – пленки Fe толщиной 60 нм

го и дает другой спектральный отклик для imag(ε_{12}) пленки толщиной 11.5 нм. Помимо этого, следует отметить, что расхождения с данными других авторов вызваны дополнительно и оксидами железа на поверхности исследуемых ими пленок, что обусловлено проведением измерений после пребывания образцов на воздухе, что приводит к образованию как минимум 3–4 нм оксида железа, причем у каждого автора эта толщина своя и она неизвестна. В то время как наше исследование полностью проводилось внутри сверхвысоковакуумной камеры непосредственно после синтеза образцов.

4. В результате проведенных измерений для тонких поликристаллических слоев Fe было обнаружено значительное влияние толщины как на диагональные, так и на недиагональные компоненты ε, что обусловлено, скорее всего, ростом доли поверхностных атомов поликристаллического слоя с уменьшением его толщины и неоднородностей в распределении магнитного момента. Более того, наблюдается не только изменение амплитуды компонент ε при изменении толщины ферромагнитного слоя, но и сам характер спектральных зависимостей, что косвенно указывает на смещение по энергии пиков характерных электронных переходов. В подтверждение такого смещения представлены результаты основанного на теории функционала плотности расчета ε для объемного железа с объемно-центрированной кубической решеткой, которые согласуются с результатами измерений для образца толщиной Fe 77 нм.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации и Сибирского отделения Российской Академии Наук (проект 0356-2018-0061, проект II.8.70).

1. P. Q. J. Nederpel and J. W. D. Martens, Rev. Sci. Instrum. **56**, 687 (1985).
2. Š. Višňovský, K. Postava, and T. Yamaguchi, Czechoslovak Journal of Physics **51**, 917 (2001).
3. G. Neuber, R. Rauer, J. Kunze, T. Korn, C. Pels, G. Meier, U. Merkt, J. Bäckström, and M. Rübhausen, Appl. Phys. Lett. **83**, 4509 (2003).
4. K. Mok, N. Du, and H. Schmidt, Rev. Sci. Instrum. **82**, 033112 (2011).
5. O. A. Maximova, N. N. Kosyrev, S. N. Varnakov, S. A. Lyashchenko, and S. G. Ovchinnikov, J. Struct. Chem. **55**, 1134 (2014).
6. O. A. Maximova, S. G. Ovchinnikov, N. N. Kosyrev, and S. A. Lyaschenko, SibFU Journal. Mathematics & Physics **10**, 223 (2017).
7. G. S. Krinchik and V.A. Artem'ev, Soviet Physics JETP **26**, 1080 (1968).
8. Г. С. Кринчик, Известия Академии наук СССР **XXVIII**, 481 (1964).
9. И. А. Яковлев, С. Н. Варнаков, Б. А. Беляев, С. М. Жарков, М. С. Молокеев, И. А. Тарасов, С. Г. Овчинников, Письма в ЖЭТФ **99**, 610 (2014).
10. Д. В. Шевцов, С. А. Лященко, С. Н. Варнаков, Приборы и техника эксперимента **5**, 146 (2017).
11. N. V. Volkov, A. S. Tarasov, E. V. Eremin, S. N. Varnakov, S. G. Ovchinnikov, and S. M. Zharkov, J. Appl. Phys. **109**, 123924 (2011).
12. M. Talmadge, J. Gao, M. P. Riley, R. J. Roth, S.-O. Kim, and J. G. Eden, Appl. Phys. Lett. **84**, 4197 (2004).
13. С. А. Лященко, И. А. Тарасов, С. Н. Варнаков, Д. В. Шевцов, В. А. Швец, В. Н. Заблуда, С. Г. Овчинников, Н. Н. Косырев, Г. В. Бондаренко, С. В. Рыхлицкий, ЖТФ **83**, 139 (2013).

14. A. V. Sokolov, *Optical Properties of Metals*, GIFML, M. (1961).
15. Л. Л. Гольдин, Ф. Ф. Игошин, С. М. Козел, В. В. Можаев, *Лабораторные занятия по физике*, Наука, М. (1983), с. 704.
16. *Способ измерения магнитооптических эффектов in situ*, патент # 2560148RU от 20.08.2015, авторов Н. Н. Косырев, В. Н. Заблуда, И. А. Тарасов, С. А. Лященко, Д. В. Шевцов, С. Н. Варнаков, С. Г. Овчинников.
17. L. A Golovan, V. Yu. Timoshenko, and P. K. Kashkarov, Physics – Uspekhi **50**(6), 595 (2007)
18. I. H. Malitson, JOSA **55**(10), 1205 (1965).
19. W. Kohn and L. J. Sham, Phys. Rev. **140**, A1133 (1965).
20. G. Kresse and J. Furthmüller, Phys. Rev. B **54**, 11169 (1996).
21. J. P. Perdew, K. Burke, and M. Ernzerhof, Phys. Rev. Lett. **77**, 3865 (1996).
22. P. E. Blochl, Phys. Rev. B **50**, 17953 (1994).
23. H. J. Monkhorst and J. D. Pack, Phys. Rev. B **13**, 5188 (1976).
24. M. Gajdoš, K. Hummer, G. Kresse, J. Furthmüller, and F. Bechstedt, Phys. Rev. B **73**, 045112 (2006).
25. P. B. Johnson and R. W. Christy, Phys. Rev. B **9**, 5056 (1974).
26. M. R. Querry, Optical constants, Contractor Report CRDC-CR-85034 (1985).
27. M. Cazzaniga, L. Caramella, N. Manini, and G. Onida, Phys. Rev. B **82**, 035104 (2010).
28. А. Ж. Бродский, М. И. Урбах, УФН **183**(3), 413, (1982).