

ДИФРАКЦИЯ И РАССЕЯНИЕ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

УДК 535; 53.02

СДВИГИ ОСЦИЛЛЯЦИЙ КИЗИХА И ФАРАДЕЕВСКОЕ ВРАЩЕНИЕ ДЛЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ОТРАЖЕНИЯ ОТ НАМАГНИЧЕННОЙ ПЛЕНКИ

© 2023 г. М. А. Андреева^{1,*}, Р. А. Баулин¹

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*E-mail: Mandreeva1@yandex.ru

Поступила в редакцию 10.01.2023 г.

После доработки 10.01.2023 г.

Принята к публикации 18.01.2023 г.

Проявление эффектов преломления и фарадеевского вращения плоскости поляризации линейно поляризованного рентгеновского излучения проанализировано для пропускания и отражения при скользких углах падения от резонансной пленки с учетом рентгеновского магнитного или мессбауэровского рассеяния. Показано, что, когда намагниченность ориентирована в направлении пучка излучения, магнитные добавки к восприимчивости не влияют на фазовые сдвиги между волнами, отраженными от поверхности и подложки, но определяют появление в отраженном пучке “ортогональной поляризации”, что соответствует повороту плоскости поляризации. Поворот плоскости поляризации максимален для критического угла полного внешнего отражения и характеризуется осциллирующей зависимостью от угла скольжения, что может в перспективе использоваться для варьирования состояния поляризации пучков рентгеновского излучения.

DOI: 10.31857/S0023476123700078, EDN: WZYMKA

ВВЕДЕНИЕ

Рентгеновская рефлектометрия является эффективным методом селективных по глубине исследований электронной и магнитной структуры ультратонких пленок. Отражение от пленки характеризуется, как хорошо известно, появлением осцилляций на рефлектометрической кривой при углах скольжения выше критического (осцилляций Кизиха [1]). Период этих осцилляций позволяет определить толщину пленки с субангстремным разрешением [2]. Отметим, что метод определяет не локальную толщину, а фактически усредненную по размеру освещенной пучком площади, которая при скользких углах падения достаточно большая. Казалось бы, измерение частоты осцилляций – это наиболее простой способ обработки рефлектометрических кривых. Однако в реальных условиях подгонка экспериментальных угловых зависимостей затруднена небольшими сдвигами осцилляций, приводящими к существенному увеличению χ^2 или других подгоночных параметров. К сожалению, сдвиги часто обусловлены экспериментальными погрешностями в установке нулевого угла, в то время как при корректном измерении рефлектометрической кривой они представляют важную информацию о структуре нарушенного поверхностного и межграничного с подложкой слоев [3], позволяют измерять магнитные и резонансные добавки к

амплитуде резонансного рентгеновского рассеяния вблизи краев поглощения [4], распределение резонансных ядер по глубине в случае ядерно-резонансного отражения и т.д.

Наиболее интересный эффект возникает при селекции отраженного излучения по поляризации, если отражение происходит с участием магнитного рассеяния. Например, в [5] продемонстрировано, что осцилляции интенсивности отражения поляризованных нейтронов со спин-флипом (R^{+-} и R^{-+}) и без спин-флипа (R^{++} и R^{--}) могут быть в противофазе. Расчеты интенсивности отражения с селекцией $\pi \rightarrow \pi$ и $\pi \rightarrow \sigma$ -поляризации от мессбауэровского зеркала при ориентации магнитного сверхтонкого поля в направлении пучка излучения также демонстрируют антифазный сдвиг осцилляций Кизиха (рис. 1). Это наводит на мысль об аналогии с ларморовской прецессией спина нейтронов (или с фарадеевским вращением плоскости поляризации в случае магнитного рентгеновского или мессбауэровского рассеяния), хотя анализ, проведенный в [5], эту аналогию в конечном итоге опровергает.

В настоящей работе анализируется зависимость сдвигов осцилляций при отражении рентгеновского излучения от пленки с учетом резонансного и магнитного рассеяния и при селекции отраженного пучка по поляризации.

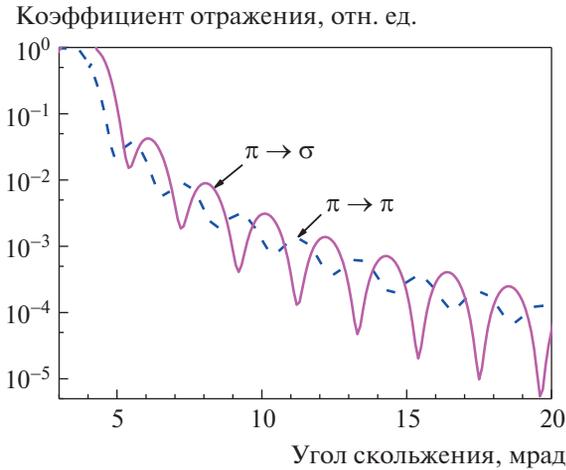


Рис. 1. Интегральный по мессбауэровскому спектру коэффициент $\pi \rightarrow \pi$ и $\pi \rightarrow \sigma$ -отражения от мессбауэровского зеркала. Расчет для пленки железа толщиной 20 нм с 10%-ным содержанием ^{57}Fe , намагниченной в направлении пучка излучения, электронная восприимчивость в пленке $\chi^{el} = (-14.0 + i0.1) \times 10^{-6}$, в подложке $\chi_{sub} = (-17.0 + i0.1) \times 10^{-6}$, ядерная восприимчивость рассчитана с учетом магнитного сверхтонкого расщепления. Форма кривой $\pi \rightarrow \sigma$ -отражения полностью совпадает с рассчитанной интегральной по времени задержки кривой ядерно-резонансного отражения для временной мессбауэровской спектроскопии при тех же параметрах структуры.

ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ ПРИ НОРМАЛЬНОМ ПАДЕНИИ

В случае дипольных резонансных переходов тензор восприимчивости с учетом магнитных добавок к амплитуде рентгеновского резонансного рассеяния может быть представлен в виде [6, 7]:

$$\hat{\chi} = \chi_0 + i\Delta\chi_m \mathbf{h}^\times + \Delta\chi_l \mathbf{h} \circ \mathbf{h}, \quad (1)$$

где \mathbf{h} — единичный вектор в направлении намагниченности, добавка к восприимчивости $\Delta\chi_m$ описывает эффекты кругового дихроизма, а $\Delta\chi_l$ — линейного. Индекс $^\times$ соответствует дуальному тензору (т.е. тензору, осуществляющему операцию векторного произведения: $\mathbf{h}^\times \mathbf{a} = \mathbf{h} \times \mathbf{a} = [\mathbf{h}\mathbf{a}]$), а знак $^\circ$ между векторами соответствует их внешнему произведению.

Если намагниченность перпендикулярна поверхности (ось z , рис. 2а), то единичный вектор намагниченности \mathbf{h} имеет координаты $h_x = 0$, $h_y = 0$, $h_z = 1$ и тензор диэлектрической проницаемости принимает вид:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} 1 + \chi_0 & -i\Delta\chi_m & 0 \\ i\Delta\chi_m & 1 + \chi_0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 + \chi_0 + \Delta\chi_l \end{pmatrix}. \quad (2)$$

При распространении излучения вдоль нормали

к поверхности вектор-столбцы $\begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \\ 0 \end{pmatrix}$ являются

собственными векторами этого тензора, описывающими круговые поляризации излучения, с собственными значениями $(\chi_0 \pm \Delta\chi_m)$. В плоскости xu вектор-столбец $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$, соответствующий линейной поляризации падающего излучения, может быть представлен в виде суммы вектор-столбцов правой и левой круговых поляризаций:

$$\begin{pmatrix} E_x(0) \\ E_y(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Тогда излучение, прошедшее через образец толщиной D , описывается следующим образом:

$$\begin{pmatrix} E_x(D) \\ E_y(D) \end{pmatrix} = e^{i\hat{n}kD} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} e^{i\hat{n}^+kD} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} + \frac{1}{2} e^{i\hat{n}^-kD} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\Omega}{c}$, \hat{n} — матричный показатель преломления, имеющий собственные значения

$$n^\pm = 1 + \frac{\chi^\pm}{2} = n_0 \pm \Delta n, \quad (5)$$

$$n_0 = 1 + \frac{1}{2}\chi_0, \quad \Delta n = \pm \frac{1}{2}\Delta\chi_m.$$

Для тонкого поглотителя, когда с учетом малости магнитной добавки $\Delta\chi_m$ к восприимчивости $\Delta nkD \ll 1$, амплитуда прошедшей волны имеет вид

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} E_x(D) \\ E_y(D) \end{pmatrix} &= \frac{1}{2} e^{i\hat{n}_0kD} \begin{pmatrix} e^{i\Delta nkD} + e^{-i\Delta nkD} \\ i(e^{i\Delta nkD} - e^{-i\Delta nkD}) \end{pmatrix} = \\ &= e^{i\hat{n}_0kD} \begin{pmatrix} \cos(\Delta nkD) \\ -\sin(\Delta nkD) \end{pmatrix} \equiv e^{i\hat{n}_0kD} \begin{pmatrix} 1 \\ -\Delta nkD \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (6)$$

Состояние поляризации прошедшей волны характеризуют параметры Стокса, которые являются также декартовыми координатами точки, изображающей соответствующую поляризацию на сфере Пуанкаре, радиус которой равен интенсивности поляризованной части излучения:

$$\begin{aligned} S_1 &= |E_x|^2 - |E_y|^2 = I \cos 2\psi \cos 2\phi, \\ S_2 &= E_x E_y^* + E_x^* E_y = I \cos 2\psi \sin 2\phi, \\ S_3 &= i(E_x E_y^* - E_x^* E_y) = I \sin 2\psi, \end{aligned} \quad (7)$$

$$I = |E_x|^2 + |E_y|^2,$$

где ϕ — азимут (угол поворота линейной поляризации, так как для падающей волны (3) $\phi = 0$) и ψ — эллиптичность прошедшей волны. Для про-

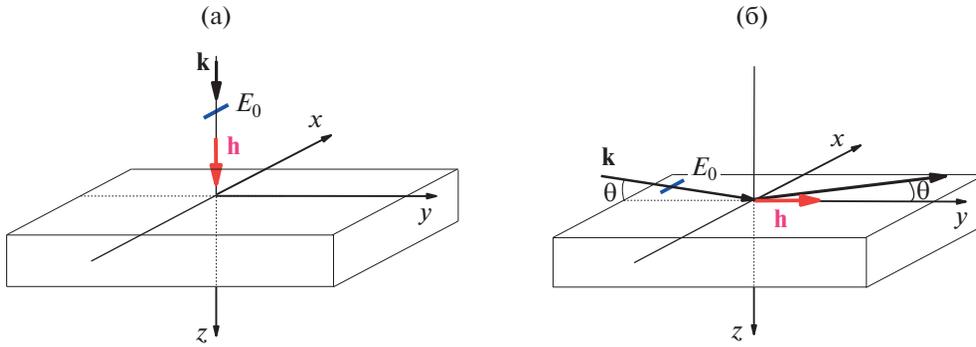


Рис. 2. Рассматриваемые геометрии эксперимента, θ – угол скольжения для падающего и отраженного излучения, \mathbf{h} – единичный вектор в направлении намагниченности.

шедшей волны (6) в первом порядке малости по величине $\Delta n k D$ получаем

$$I(D) = |E_x|^2 + |E_y|^2 = e^{in_0 k D} e^{-in_0^* k D} + (kD)^2 e^{in_0 k D} \Delta n e^{-in_0^* k D} \Delta n^* \cong e^{-2\text{Im} n_0 k D} = e^{-\mu D}, \quad (8)$$

где

$$\mu = 2 \text{Im} n_0 k = \frac{4\pi}{\lambda} \text{Im} n_0, \quad (9)$$

μ – линейный коэффициент поглощения рентгеновских лучей без учета магнитного рассеяния. Таким образом, в первом порядке малости по $\Delta n k D$ интенсивность прошедшей волны не зависит от магнитных добавок к восприимчивости.

Параметры Стокса для (6) получаем в виде:

$$\begin{aligned} S_1/I &= |E_x|^2 - |E_y|^2 = \\ &= 2 \left(e^{ikD(\Delta n + \Delta n^*)} + e^{-ikD(\Delta n + \Delta n^*)} \right) = \\ &= \cos(2kD \text{Re}(\Delta n)) \cong 1, \\ S_2/I &= E_x E_y^* + E_x^* E_y = \\ &= 2i \left(e^{ikD(\Delta n + \Delta n^*)} - e^{-ikD(\Delta n + \Delta n^*)} \right) = \\ &= \sin(2kD \text{Re}(\Delta n)) \cong 2kD \text{Re}(\Delta n), \\ S_3/I &= i(E_x E_y^* - E_x^* E_y) = \\ &= 2 \left(e^{ikD(\Delta n - \Delta n^*)} - e^{-ikD(\Delta n - \Delta n^*)} \right) \cong -8kD \text{Im} \Delta n, \end{aligned} \quad (10)$$

так что угол поворота плоскости линейной поляризации и эллиптичность в первом приближении по $\Delta n k D$ определяются выражениями

$$\begin{aligned} \phi &= kD \text{Re} \Delta n = \frac{1}{2} kD \text{Re} \Delta \chi_m, \\ \psi &= 4kD \text{Im} \Delta \chi_m = 2kD \text{Im} \Delta \chi_m. \end{aligned} \quad (11)$$

Экспериментальному исследованию спектральной зависимости фарадеевского вращения плоскости поляризации излучения вблизи $L_{2,3}$ -краев поглощения переходных металлов Fe, Co и Ni посвящен целый ряд работ [8–13]. Оказалось, что

величина эффекта намного больше, чем в оптике видимого диапазона. Зависимости интенсивности излучения линейной поляризации с энергией фотонов $E_{ph} = 774$ эВ (вблизи L_3 -края поглощения Co), прошедшего через пленку Co толщиной ~ 0.2 мкм, от угла поворота анализатора поляризации продемонстрировали смещение синусоидальных кривых для двух противоположных направлений приложенного поля, соответствующее $2\phi \sim 80^\circ$ [13]. Полученные данные использовались для определения и реальной, и мнимой частей магнитных добавок к показателю преломления для Fe, Co и Ni в соответствующей области энергий фотонов.

Для намагниченного мессбауэровского поглотителя фарадеевское вращение на выделенных сверхтонких переходах в ^{57}Fe впервые наблюдалось в [14, 15] и затем подробно исследовалось в [16, 17], например, для определения знака магнитного сверхтонкого поля. Фарадеевское вращение плоскости поляризации для мессбауэровского $5/2^- - 3/2^+$ перехода с энергией 89.6 кэВ смешанной $M1 - E2$ мультипольности в ^{99}Ru использовалось в [18, 19] для решения проблемы временной инвариантности.

ОТРАЖЕНИЕ ОТ РЕЗОНАНСНОЙ ПЛЕНКИ ПОД МАЛЫМИ УГЛАМИ

Для амплитуды отражения от пленки существует формула Эйри [20, 21] (простейший вариант формулы Паррата [22]):

$$R = \frac{r_{01} + r_{12} e^{i\varphi^{res}}}{1 + r_{01} r_{12} e^{i\varphi^{res}}}, \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} r_{01} &= \frac{\sin \theta - \eta^{res}}{\sin \theta + \eta^{res}}, \\ r_{12} &= \frac{\eta^{res} - \eta_{sub}}{\eta^{res} + \eta_{sub}}, \end{aligned} \quad (13)$$

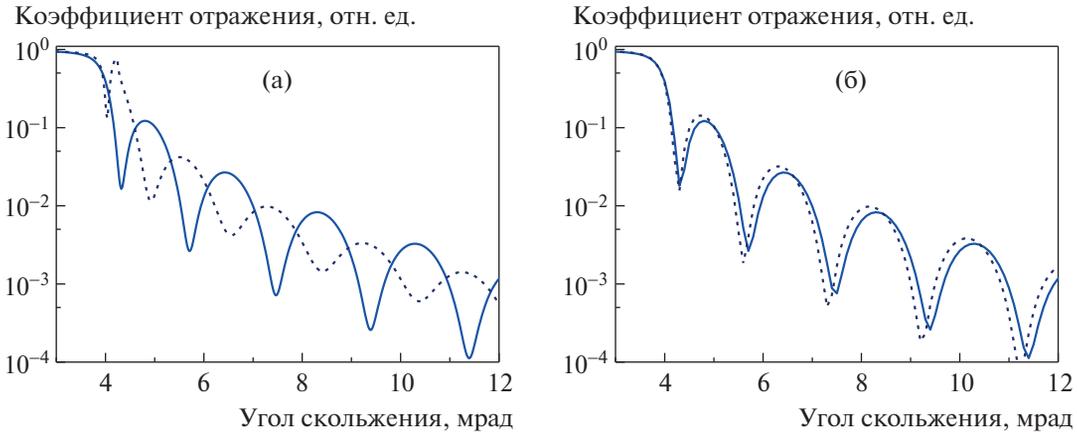


Рис. 3. Рефлектометрические кривые отражения ($\lambda = 0.086$ нм), рассчитанные для пленки толщиной $D = 20$ нм с $\chi^{res} = (-14.0 + i0.3) \times 10^{-6}$: а – восприимчивость подложки меньше ($\chi_{sub} = (-5.0 + i0.02) \times 10^{-6}$, сплошная кривая) и больше ($\chi_{sub} = (-18.0 + i0.02) \times 10^{-6}$, пунктирная кривая) восприимчивости пленки; б – с варьируемым поглощением в подложке: $\chi_{sub} = (-5.0 + i0.02) \times 10^{-6}$ (сплошная кривая) и $\chi_{sub} = (-5.0 + i5.02) \times 10^{-6}$ (пунктирная кривая).

– френелевские коэффициенты однократного отражения от границы внешняя среда/пленка и пленка/подложка соответственно,

$$\eta^{res} = \sqrt{\sin^2 \theta + \chi^{res}}, \quad (14)$$

$$\eta_{sub} = \sqrt{\sin^2 \theta + \chi_{sub}}, \quad (15)$$

где χ^{res} – восприимчивость пленки, χ_{sub} – восприимчивость подложки, а

$$\varphi^{res} = 2kD\eta^{res} \quad (16)$$

– набег фазы между волнами, отраженными поверхностью пленки толщиной D и поверхностью подложки.

Для углов скольжения больше критического угла достаточно хорошо работает кинематическое приближение [23, 24], когда можно пренебречь многократным переотражением в пленке и приближенно извлекать корень в (14), (15). Формула (12) в кинематическом приближении имеет вид

$$R^{res} \cong \frac{1}{4 \sin^2 \theta} \left[-\chi^{res} + (\chi^{res} - \chi_{sub}) e^{i\varphi^{res}} \right] = \frac{-\chi^{res}}{4 \sin^2 \theta} \left[1 + \frac{(\chi_{sub} - \chi^{res})}{\chi^{res}} e^{i\varphi^{res}} \right], \quad (17)$$

где

$$\varphi^{res} \cong 2kD \sin \theta + \frac{kD\chi^{res}}{\sin \theta} = QD \left(1 + \frac{\chi^{res}}{2 \sin^2 \theta} \right), \quad (18)$$

а $Q = 2k \sin \theta = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \theta$ – вектор рассеяния.

Для простейшего случая пленки без подложки ($\chi_{sub} = 0$) осцилляции Кизиха на рефлектометрической кривой определяются фактором

$$\begin{aligned} |1 - e^{i\varphi^{res}}|^2 &= (1 - e^{i\varphi^{res}})(1 - e^{-i\varphi^{res*}}) = \\ &= 1 + e^{-2\text{Im}\varphi^{res}} - 2e^{-\text{Im}\varphi^{res}} \cos(\text{Re}\varphi^{res}), \end{aligned} \quad (19)$$

т.е. максимумы осцилляций соответствуют условию

$$\text{Re}\varphi^{res} = 2kD \sin \theta + \frac{kD \text{Re}\chi^{res}}{\sin \theta} = (2n + 1)\pi. \quad (20)$$

При наличии подложки появляется множитель $(\chi_{sub} - \chi^{res})/\chi^{res}$ перед $e^{i\varphi^{res}}$ в (19), и глубина осцилляций уменьшается, а фаза осцилляций может измениться на противоположную при условии $\chi_{sub} > \chi^{res}$ (рис. 3а).

Если χ^{res} или χ_{sub} включают значительные мнимые добавки (сильное поглощение), то кроме изменения фазы осцилляций на противоположную (“переворот осцилляций”, рис. 3а) возникает дополнительный сдвиг по фазе (рис. 3б), зависящий не только от χ^{res} , но и от χ_{sub} , поскольку

$$\begin{aligned} \frac{(\chi_{sub} - \chi^{res})}{\chi^{res}} &= \frac{[(\text{Re}\chi_{sub} - \text{Re}\chi^{res}) + i(\text{Im}\chi_{sub} - \text{Im}\chi^{res})]}{\text{Re}\chi^{res} + i\text{Im}\chi^{res}} = \\ &= \frac{\sqrt{(\text{Re}\chi_{sub} - \text{Re}\chi^{res})^2 + (\text{Im}\chi_{sub} - \text{Im}\chi^{res})^2}}{\sqrt{(\text{Re}\chi^{res})^2 + (\text{Im}\chi^{res})^2}} \times \\ &\quad \times e^{i \arctg\left(\frac{\text{Im}\chi_{sub} - \text{Im}\chi^{res}}{\text{Re}\chi_{sub} - \text{Re}\chi^{res}}\right) - i \arctg\left(\frac{\text{Im}\chi^{res}}{\text{Re}\chi^{res}}\right)}, \end{aligned} \quad (21)$$

так что условие (20) изменяется на следующее:

$$2kD \sin \theta + \frac{kD \operatorname{Re} \chi^{res}}{\sin \theta} + \operatorname{arctg} \left(\frac{\operatorname{Im} \chi_{sub} - \operatorname{Im} \chi^{res}}{\operatorname{Re} \chi_{sub} - \operatorname{Re} \chi^{res}} \right) - \operatorname{arctg} \left(\frac{\operatorname{Im} \chi^{res}}{\operatorname{Re} \chi^{res}} \right) = (2n + 1)\pi. \quad (22)$$

Модельные расчеты показывают, что изменение поглощения в пленке и преломления в подложке практически не влияют на сдвиг осцилляций (но влияют существенно на их амплитуду), а вот поглощение в подложке проявляется в сдвиге осцилляций (рис. 3б).

Наиболее существенный сдвиг осцилляций определяется $\operatorname{Re} \chi^{res}$, и в случае резонансного рассеяния, когда χ^{res} имеет резонансную добавку, пропорциональную $-a/(x+i)$ (x – отклонение от резонанса в единицах полуширины линии), осцилляции Кизиха будут смещены в разные стороны на рефлектометрических кривых, измеряемых для энергий фотонов слева и справа от резонанса (рис. 4). Однако если угловая зависимость мессбауэровского отражения измеряется как интеграл по всему мессбауэровскому спектру, то сдвиги осцилляций, обусловленные $\operatorname{Re} \chi^{res}$, компенсируются. При этом различия в положениях максимумов осцилляций для рентгеновской и мессбауэровской рефлектометрических кривых, наблюдаемые иногда в эксперименте, по-видимому, можно объяснить неаккуратным выставлением нулевого угла.

Отметим также, что сдвиг осцилляций, обусловленный преломлением χ^{res} , благодаря множителю $1/\sin \theta$ убывает с увеличением угла и для больших углов практически исчезает.

ОТРАЖЕНИЕ ОТ НАМАГНИЧЕННОЙ ПЛЕНКИ ПОД МАЛЫМИ УГЛАМИ

Легко понять, что поворот плоскости поляризации линейно поляризованного падающего излучения при отражении от намагниченной пленки возникает, когда направление намагниченности имеет проекцию на направление распространения излучения. Поскольку отражение излучений рентгеновского диапазона происходит при скользких углах падения, рассмотрим случай, когда намагниченность лежит в плоскости пленки и в плоскости рассеяния (ось y , рис. 2б). Тензор диэлектрической проницаемости в этом случае в рассматриваемом базисе имеет следующий вид:

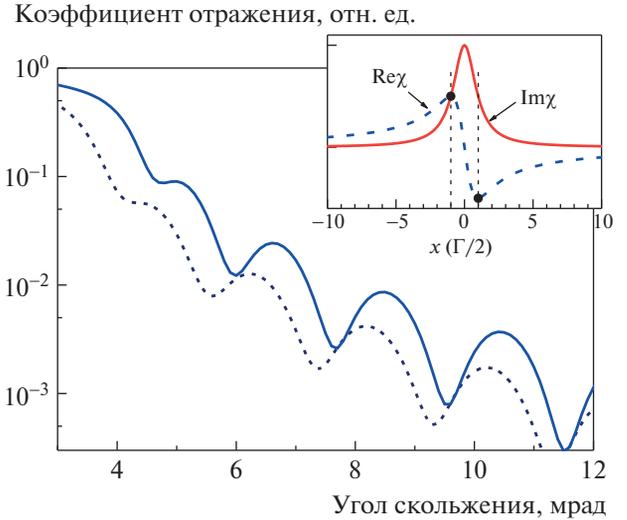


Рис. 4. Рефлектометрические кривые отражения ($\lambda = 0.086$ нм, $E_{ph} = 14.4$ кэВ) от пленки толщиной $D = 20$ нм, рассчитанные для энергии фотонов с разным отклонением x от резонанса (в единицах полуширины линии): $\chi^{res} = (-14.0 + i0.3 - a/(x+i)) \times 10^{-6}$, $a = 5$, $x = -1$ – пунктирная кривая, $x = 1$ – сплошная кривая, $\chi_{sub} = (-5.0 + i0.02) \times 10^{-6}$. Смещения энергии фотонов относительно точного резонанса, соответствующие расчетным данным для приведенных кривых, отмечены вертикальными пунктирными линиями на резонансной кривой на вставке.

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} 1 + \chi_0 & 0 & i\Delta\chi_m \\ 0 & 1 + \chi_0 + \Delta\chi_l & 0 \\ -i\Delta\chi_m & 0 & 1 + \chi_0 \end{pmatrix}. \quad (23)$$

При скользких углах падения θ собственными поляризациями задачи на отражение являются круговые поляризации [7, 25, 26]. Собственные значения нормальных компонент волновых векторов в единицах ω/c для этих волн, если пренебречь влиянием $\Delta\chi_l$, определяются выражениями

$$\eta^\pm = \sqrt{\sin^2 \theta + \chi^\pm} \cong \sin \theta + \frac{\chi^\pm}{2 \sin \theta}, \quad (24)$$

$$\chi^\pm = \chi_0 \pm \Delta\chi_m,$$

где индексы \pm относятся к излучению правой и левой круговой поляризации. Соответственно, формулу (17) для амплитудного коэффициента отражения можно использовать при скользких углах падения для каждой круговой поляризации независимо:

$$R^\pm \cong \frac{1}{4 \sin^2 \theta} \left[-\chi^\pm + (\chi^\pm - \chi_{sub}) e^{i\varphi^\pm} \right], \quad (25)$$

где

$$\varphi^\pm \cong \varphi_0 \pm \Delta\varphi, \quad (26)$$

$$\varphi_0 = 2kD \sin \theta + \frac{kD\chi_0}{\sin \theta}, \quad (27)$$

$$\Delta\varphi = \frac{kD\Delta\chi_m}{\sin \theta}. \quad (28)$$

С учетом (17) вектор-столбец (в ортах σ - и π -поляризаций) падающего излучения линейной, например, σ -поляризации, преобразуется в вектор-столбец отраженной волны следующим образом:

$$\begin{pmatrix} E_\sigma^R \\ E_\pi^R \end{pmatrix} = \frac{-1}{8\sin^2 \theta} \left\{ \left[\chi^+ + (\chi_{sub} - \chi^+)e^{i\varphi^+} \right] \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} + \left[\chi^- + (\chi_{sub} - \chi^-)e^{i\varphi^-} \right] \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \right\}. \quad (29)$$

Очевидно, что E_π^R соответствует появлению в отраженной волне ортогональной к падающей (rotated) поляризации, т.е. наличию эффекта фарадеевского вращения. Чтобы проследить различия

осцилляций Кизиха на кривых рефлектометрии, измеряемых без селекции и с селекцией $\sigma \rightarrow \pi$ -поляризации отраженной волны, проведем преобразования в (29) следующим образом:

$$\begin{aligned} & \left(\begin{aligned} & \left[\chi_0 \left\{ (1 - e^{i\varphi^+}) + (1 - e^{i\varphi^-}) \right\} + \Delta\chi_m \left\{ (1 - e^{i\varphi^+}) - (1 - e^{i\varphi^-}) \right\} + \chi_{sub} (e^{i\varphi^+} + e^{i\varphi^-}) \right] \\ & i \left[\chi_0 \left\{ (1 - e^{i\varphi^+}) - (1 - e^{i\varphi^-}) \right\} + \Delta\chi_m \left\{ (1 - e^{i\varphi^+}) + (1 - e^{i\varphi^-}) \right\} + \chi_{sub} (e^{i\varphi^+} - e^{i\varphi^-}) \right] \end{aligned} \right) = \\ & = \begin{pmatrix} 2\chi_0 (1 - e^{i\varphi_0} \cos \Delta\varphi) - 2i\Delta\chi_m e^{i\varphi_0} \sin \Delta\varphi + 2\chi_{sub} e^{i\varphi_0} \cos \Delta\varphi \\ i \left[-2i\chi_0 e^{i\varphi_0} \sin \Delta\varphi + 2\Delta\chi_m (1 - e^{i\varphi_0} \cos \Delta\varphi) + 2i\chi_{sub} e^{i\varphi_0} \sin \Delta\varphi \right] \end{pmatrix} = \\ & = 2 \begin{pmatrix} \chi_0 + (\chi_{sub} - \chi_0) e^{i\varphi_0} \cos \Delta\varphi - i\Delta\chi_m e^{i\varphi_0} \sin \Delta\varphi \\ i\Delta\chi_m \left[1 - (\cos \Delta\varphi - i \frac{(\chi_{sub} - \chi_0)}{\Delta\chi_m} \sin \Delta\varphi) e^{i\varphi_0} \right] \end{pmatrix}. \quad (30) \end{aligned}$$

Анализ этой формулы показывает, что при скользких углах падения (но больше критического угла) $\cos \Delta\varphi \approx 1$, $\sin \Delta\varphi \approx \Delta\varphi = \frac{2kD\Delta\chi_m}{\sin \theta}$, и членом $\Delta\chi_m \sin \Delta\varphi$ для амплитуды $\sigma \rightarrow \sigma$ -отражения можно пренебречь. Имеет смысл преобразовать комплексный множитель перед $e^{i\varphi_0}$ так, чтобы определить фактор V , ослабляющий осцилляции $\sigma \rightarrow \pi$ -отражения, и дополнительный фазовый множитель U для кривых $\sigma \rightarrow \pi$ -отражения:

$$1 - \frac{ikD}{\sin \theta} (\chi_{sub} - \chi_0) = V e^{iU}, \quad (31)$$

где

$$V = \frac{1}{\sin \theta} \times \sqrt{\{\sin \theta + kD \operatorname{Im}(\chi_{sub} - \chi_0)\}^2 + (kD \operatorname{Re}(\chi_{sub} - \chi_0))^2}, \quad (32)$$

$$U = \operatorname{arctg} \left(-\frac{kD \operatorname{Re}(\chi_{sub} - \chi_0)}{\sin \theta + kD \operatorname{Im}(\chi_{sub} - \chi_0)} \right). \quad (33)$$

Окончательно

$$\begin{pmatrix} E_\sigma^R \\ E_\pi^R \end{pmatrix} = \frac{-1}{4\sin^2 \theta} \begin{pmatrix} \chi_0 \left[1 + \frac{(\chi_{sub} - \chi_0)}{\chi_0} e^{i\varphi_0} \right] \\ i\Delta\chi_m \left[1 - V e^{i(\varphi_0 + U)} \right] \end{pmatrix}. \quad (34)$$

Таким образом, оказывается, что амплитуда отраженной волны с исходной поляризацией в первом приближении по $\Delta\varphi$ не зависит от магнитных добавок к амплитуде рассеяния. Амплитуда $\sigma \rightarrow \pi$ -отраженной волны, как и следовало ожидать, пропорциональна $\Delta\chi_m$ и получает дополнительный сдвиг фазы U . Из формулы (33) следует, что дополнительное смещение осцилляций на кривой $\sigma \rightarrow \pi$ -отражения определяется преимущественно $\operatorname{Re} \chi_{sub}$, так что, варьируя преломление в подложке (!), можно смоделировать противофазные осцилляции на кривых $\sigma \rightarrow \sigma$ и $\sigma \rightarrow \pi$ -отражения: различие осцилляций на рис. 5а и рис. 5б вызвано только разной величиной $\operatorname{Re} \chi_{sub}$. Отметим, что мессбауэровское отражение π -поляризованного излучения от синхротронного мессбауэровского источника с селекцией $\pi \rightarrow \sigma$ -поляризации (в случае исходной π -поляризации элементы в правом столбце (34) надо поменять

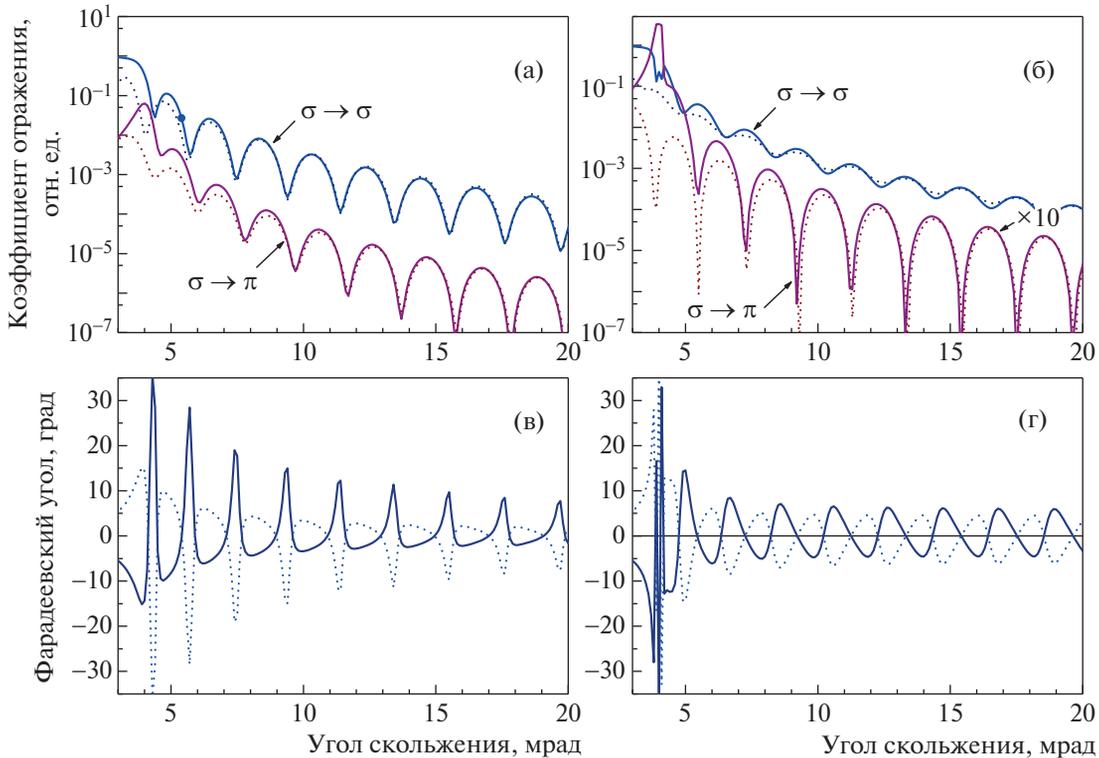


Рис. 5. Коэффициенты $\sigma \rightarrow \sigma$ и $\sigma \rightarrow \pi$ -отражения σ -поляризованного излучения от намагниченной пленки (а, б); сплошные линии – расчет по точной теории, пунктирные – с использованием приближения (34). Угол поворота плоскости поляризации в зависимости от угла скольжения (в, г); пунктирные кривые соответствуют изменению направления намагниченности (знака магнитной добавки). Расчет для пленки толщиной 20 нм с $\chi_0 = (-14.0 + i0.3) \times 10^{-6}$ и $\Delta\chi_m = (1.0 + i0.1) \times 10^{-6}$, в подложке $\chi_{sub} = (-5.0 + i0.02) \times 10^{-6}$ для (а) и (в) и $\chi_{sub} = (-17.0 + i0.02) \times 10^{-6}$ для (б) и (г); $\lambda = 0.086$ нм.

местами) фактически исключает прямой вклад в отражение рассеяния на электронных оболочках атомов. (Влияние немагнитного рассеяния на отражение с “повернутой” поляризацией или задержанный от момента возбуждения сигнал может проявляться через стоячую рентгеновскую волну, возбуждающую ядерный переход, объясняющую возникновение пика вблизи критического угла полного отражения [27, 28]). Проведенный анализ справедлив и в случае ядерно-резонансного отражения, измеряемого как интеграл по времени задержки во временной мессбауэровской спектроскопии [29–33], что обуславливает одинаковый вид этих угловых зависимостей (рис. 1).

Важным выводом из (33), (34) является то, что зависимости от магнитной добавки $\Delta\chi_m$ к восприимчивости в фазе φ_0 и $\varphi_0 + U$ обеих отраженных волн не появляется (как это должно быть при настоящем фарадеевском вращении, см. (6)), что совпадает с результатами [5]. Именно это обстоятельство побудило назвать наблюдаемый эффект в [5] “псевдоларморовской” прецессией. Однако

изменение угла поворота плоскости поляризации отраженного излучения с углом скольжения имеет интересную осциллирующую зависимость (рис. 5в, 5г). Угол фарадеевского вращения вычислялся по формуле, следующей из (7):

$$\varphi = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{(E_\sigma^R E_\pi^{R*} + E_\sigma^{R*} E_\pi^R)}{|E_\sigma^R|^2 - |E_\pi^R|^2}. \quad (35)$$

Для графиков на рис. 5в, 5г амплитуды поля в (35) вычислялись по точной формуле (12), чтобы включить в рассмотрение углы вблизи области полного отражения. Отметим, что углы поворота плоскости поляризации даже при малых $\Delta\chi_m$ достаточно большие (до $\sim 35^\circ$), достигают максимальных значений вблизи критического угла полного внешнего отражения и не увеличиваются, а уменьшаются с углом скольжения, определяющего набег фазы. Результат легко понять в рассматриваемой геометрии (рис. 2б) фарадеевское вращение зависит от тангенциальной компоненты волнового вектора, которая с углом скольжения уменьшается, а набег фазы, хотя и присутствует

изначально в поведении преломленных волн (24), в повороте плоскости поляризации не участвует, как это следует из (33), (34).

Отметим также, что знак E_{π}^R и, соответственно, угол поворота (35) определяются $\Delta\chi_m$, изменение знака этой добавки изменяет угол поворота плоскости поляризации на противоположный (рис. 5в, 5г). Поэтому для интегрального по мессбауэровскому спектру отражения с учетом того, что линии, соответствующие переходам $\Delta m = \pm 1$, имеют магнитные добавки разного знака, поворот плоскости поляризации взаимно гасится.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ отражения линейно поляризованного рентгеновского излучения от намагниченной вдоль поверхности пленки с учетом резонансного магнитного рассеяния показал, что осцилляции Кизиха на рефлектометрической кривой $\sigma \rightarrow \sigma$ и $\sigma \rightarrow \pi$ -отражения в общем случае сдвинуты по фазе. Сдвиг для обычного $\sigma \rightarrow \sigma$ -отражения зависит только от немагнитной составляющей преломления в пленке или поглощения в подложке, а сдвиг для $\sigma \rightarrow \pi$ -отражения существенно зависит как от $\Delta\chi_m$ в пленке, так и от немагнитного преломления в подложке. Возникающее при отражении вращение плоскости поляризации не зависит от набега фазы для волны, отраженной от нижней поверхности пленки, по сравнению с волной, отраженной от верхней поверхности. Набег фаз между этими двумя волнами определяется нормальной компонентой волнового вектора в пленке, а поворот плоскости поляризации зависит от тангенциальной компоненты, совпадающей по направлению с направлением намагниченности и имеющей максимальную величину при критическом угле полного отражения. Для зависимости угла поворота плоскости поляризации от угла скольжения имеют место фактически фарадеевские осцилляции (рис. 5в, 5г), а не фарадеевское вращение. Поскольку угол поворота плоскости поляризации даже для слабого магнитного рассеяния ($< 10\%$ от зарядового) достаточно большой ($\sim 30^\circ$), эта зависимость в перспективе может быть использована в различных устройствах для преобразования поляризации рентгеновского или мессбауэровского излучения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (грант № 075-15-2021-1353).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kiessig H.* // *Annalen der Physik.* 1931. В. 402. С. 715. <https://doi.org/10.1002/andp.19314020607>

2. *Segmüller A.* // *Thin Solid Films.* 1973. V. 18. № 2. P. 287. [https://doi.org/10.1016/0040-6090\(73\)90107-7](https://doi.org/10.1016/0040-6090(73)90107-7)
3. *Andreeva M.A., Smekhova A., Baulin R.A. et al.* // *J. Synchrotron Radiat.* 2021. V. 28. № 5. P. 1535. <https://doi.org/10.1107/S1600577521007694>
4. *Смехова А.Г., Андреева М.А., Одинцова Е.Е. и др.* // *Кристаллография.* 2010. Т. 55. № 5. С. 906. <https://doi.org/10.1134/S1063774510050263>
5. *Toperverg B.P., Lauter H.J., Lauter-Pasyuk V.V.* // *Physica B.* 2005. V. 356. P. 1. <https://doi.org/10.1016/j.physb.2004.10.035>
6. *Федоров Ф.И.* Теория гиротропии. Минск: Наука и техника, 1976. 456 с.
7. *Stepanov S.A., Sinha S.K.* // *Phys. Rev. B.* 2000. V. 61. P. 15302. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.15302>
8. *Kuneš J., Oppeneer P.M., Mertins H.-Ch. et al.* // *Phys. Rev. B.* 2001. V. 64. P. 174417. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.174417>
9. *Mertins H.C., Valencia S., Gaupp A. et al.* // *Appl. Phys. A.* 2005. V. 80. P. 1011. <https://doi.org/10.1007/s00339-004-3129-5>
10. *Kortright J.B., Rice M., Kim M. et al.* // *J. Magn. Magn. Mater.* 1999. V. 191. P. 79. [https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(98\)00344-8](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(98)00344-8)
11. *Kortright J.B., Rice M., Carr R.* // *Phys. Rev. B.* 1995. V. 51. P. 10240. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.51.10240>
12. *Kortright J.B., Kim S.-K.* // *Phys. Rev. B.* 2000. V. 62. P. 12216. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.62.12216>
13. *Mertins H.-Ch., Schäfers F., Gaupp A. et al.* // *Phys. Rev. B.* 2000. V. 61. P. R874. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.R874>
14. *Imbert P.* // *Phys. Lett.* 1964. V. 8. P. 956. [https://doi.org/10.1016/0031-9163\(64\)90724-3](https://doi.org/10.1016/0031-9163(64)90724-3)
15. *Imbert P.* // *J. Phys.* 1966. V. 27. P. 429. <https://doi.org/10.1051/jphys:01966002707-8042900>
16. *Gonser U., Housley U.* // *Phys. Lett. A.* 1968. V. 26. P. 157. [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(68\)90053-4](https://doi.org/10.1016/0375-9601(68)90053-4)
17. *Housley R.M., Gonser U.* // *Phys. Rev.* 1969. V. 171. P. 480. <https://doi.org/10.1103/physrev.171.480>
18. *Kistner O.C.* // *Phys. Rev. Lett.* 1967. V. 19. № 15. P. 872. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.872>
19. *Blume M., Kistner O.C.* // *Phys. Rev.* 1968. V. 171. P. 417. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.171.417>
20. *Airy G.B.* // *Philos. Mag.* 1833. V. 2. P. 20. <https://doi.org/10.1080/14786443308647959>
21. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. Пер с англ. / Под ред. Мотулевич Г.П. М.: Наука, 1973. 720 с.
22. *Parratt L.G.* // *Phys. Rev.* 1954. V. 95. P. 359. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.95.359>
23. *Hamley I.W., Pedersen J.S.* // *J. Appl. Cryst.* 1994. V. 27. P. 29. <https://doi.org/10.1107/S0021889893006260>

24. *Andreeva M.A., Repchenko Yu.L.* // Crystallography Reports. 2013. V. 58. № 7. P. 1037.
25. *Андреева М.А., Смехова А.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. № 5. С. 693.
26. *Андреева М.А.* Рентгеновское излучение в исследовании магнетизма. Уч. пособ. для аспирантов и студентов старших курсов / Под ред. проф. Илюшина А.С. М.: Физический факультет МГУ, 2018. 192 с.
27. *Андреева М.А., Линдгрэн Б.* // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 76. № 12. С. 833.
<https://doi.org/10.1134/1.1556209>
28. *Andreeva M.A., Baulin R.A., Repchenko Yu.L.* // J. Synchrotron Radiat. 2019. V. 26. P. 483.
<https://doi.org/10.1107/S1600577518018398>
29. *Toellner T.S., Sturhahn W., Röhlberger R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 3475.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.3475>
30. *Andreeva M.A., Lindgren B.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 125422.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.125422>
31. *Rüffer R.* // C. R. Physique. 2008. V. 9. P. 595.
<https://doi.org/10.1016/j.crhy.2007.06.003>
32. *Андреева М.А.* Ядерно-резонансная спектроскопия конденсированных сред. Ч. 2. Мёссбауэровские исследования на синхротронном излучении. Уч. пособ. для магистров и аспирантов / Под ред. проф. Илюшина А.С. М.: Физический факультет МГУ, 2019. 263 с.
33. *Rüffer R., Chumakov A.I.* // Modern Mössbauer Spectroscopy. Topics in Applied Physics. / Eds. Yoshida Y., Langouche G. Singapore: Springer Nature, 2021. P. 1.
<https://doi.org/10.1007/978-981-15-9422-9>