УДК 539.26:535.312:548.73

ТЕОРИЯ ОТРАЖЕНИЯ ОТ МЁССБАУЭРОВСКОГО ЗЕРКАЛА. УЧЕТ ПОСЛОЙНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ СВЕРХТОНКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ

М. А. Андреева, К. Росете (Мексика)

(кафедра физики твердого тела)

Введение. Первые эксперименты по мёссбауэровскому полному отражению интерпретировались на основе формул Френеля, в которые вводились показатели преломления для собственных поляризаций излучения в анизотропной (при наличии сверхтонких взаимодействий (СТВ)) резонансной среде [1]. Справедливость такого подхода для скользящих углов падения в первом приближении доказана в работе [2]. Однако в обеих работах [1, 2] среда рассматривалась как однородно анизотропная. В то же время из экспериментальных спектров, полученных в работе [1], следовало, что метод весьма чувствителен к наличию любых изменений химического и магнитного состояния среды вблизи поверхности. Отметим, что именно эти изменения и представляют наибольший интерес с точки зрения физики поверхности. При наличии изменений параметров СТВ вблизи поверхности среду уже нельзя рассматривать как однородно анизотропную. Для исследования профиля их изменений аналогично тому, как это делается в рентгеновской (изотропной) оптике [3, 4], необходимо развить теорию мёссбауэровского полного отражения от слоисто-анизотропной среды.

§ 1. Уравнения поля в слоистой среде. В плоскослоистой среде, свойства которой меняются только вдоль нормали к поверхности (ось z), уравнения Максвелла можно свести к системе линейных дифференциальных уравнений для тангенциальных компонент электрического и магнитного полей излучения:

$$\frac{d}{dz}\begin{pmatrix}\mathbf{H}_t\\ [\mathbf{qE}]\end{pmatrix}=ikM(z)\begin{pmatrix}\mathbf{H}_t\\ [\mathbf{qE}]\end{pmatrix}, \qquad (1)$$

где $\mathbf{q}$ — единичный вектор нормали к поверхности (ось z), $\mathbf{H}_t=I\mathbf{H}$, $I=-\mathbf{q}^{\times 2}=1-\mathbf{q}\cdot\mathbf{q}$ — проективный оператор, $\mathbf{q}^{\times}$ — тензор, дуальный вектору $\mathbf{q}$. Явный вид матрицы распространения M приведен, например, в книге [5], а в ковариантном представлении — в работе [6]. В мёссбауэровской оптике задачу можно решать приближенно, так как восприимчивость среды мала: $|\hat{\chi}|=|\hat{\varepsilon}-1|\sim 10^{-5}$ и эффект полного отражения наблюдается только при скользящих углах падения. Нам удалось привести матрицу M к такому виду $M_{\text{Мёсс6}}$ (в первом приближении с точностью до $\sqrt{|\hat{\chi}|}$*):

---

* Получение первого приближения является нетривиальным, так как тангенциальные компоненты поля излучения, поляризованного в плоскости падения, при скользящих углах падения малы ($\sim\sin\theta$), но участвуют в процессе отражения равноправно с σ-поляризованными векторами поля. Можно показать, что при этом $\mathbf{q}\times$ при умножении на тензор $\hat{\chi}$ слева можно заменить диадой $\mathbf{b}\cdot\mathbf{a}$, а справа — диадой — $\mathbf{a}\cdot\mathbf{b}$.

$$M=\begin{pmatrix} \dfrac{\mathbf{q}^{\times}\widehat{\varepsilon}\mathbf{q}\cdot\mathbf{a}}{\mathbf{q}\widehat{\varepsilon}\mathbf{q}}-\dfrac{\mathbf{b}\cdot\mathbf{q}\widehat{\mu}I}{\mathbf{q}\widehat{\mu}\mathbf{q}} & \dfrac{I\widetilde{\widetilde{\varepsilon}}I}{\mathbf{q}\widehat{\varepsilon}\mathbf{q}}-\dfrac{\mathbf{b}\cdot\mathbf{b}}{\mathbf{q}\widehat{\mu}\mathbf{q}} \\ -\dfrac{\mathbf{a}\cdot\mathbf{a}}{\mathbf{q}\widehat{\varepsilon}\mathbf{q}}-\dfrac{\mathbf{q}^{\times}\widetilde{\widetilde{\mu}}\mathbf{q}^{\times}}{\mathbf{q}\widehat{\mu}\mathbf{q}} & -\dfrac{\mathbf{a}\cdot\mathbf{q}\widehat{\varepsilon}\mathbf{q}^{\times}}{\mathbf{q}\widehat{\varepsilon}\mathbf{q}}-\dfrac{I\widehat{\mu}\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}}{\mathbf{q}\widehat{\mu}\mathbf{q}} \end{pmatrix}\Rightarrow$$

$$\Rightarrow M_{\text{Мёссб}}=\begin{pmatrix} \mathbf{a}\widehat{\chi}\mathbf{q}\mathbf{b}\cdot\mathbf{a} & I-\mathbf{b}\cdot\mathbf{b}(1-\mathbf{a}\widehat{\chi}\mathbf{a}) \\ I-\mathbf{a}\cdot\mathbf{a}(1-\mathbf{q}\widehat{\chi}\mathbf{q}) & \mathbf{q}\widehat{\chi}\mathbf{a}\mathbf{a}\cdot\mathbf{b} \end{pmatrix}, \tag{2}$$

который позволяет получить решение задачи для любых случаев СТВ и любых мультипольностей мёссбауэровских переходов. В (2) $\widehat{\varepsilon}$ и $\widehat{\mu}$ — диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, $\mathbf{b}$ — тангенциальная компонента волнового вектора падающей волны (в единицах ω/c), $\mathbf{a}=[\mathbf{bq}]$, $|\mathbf{b}|=|\mathbf{a}|=\sqrt{1-\sin^2\theta}$, θ — угол скольжения (в свертках с $\widehat{\chi}$ мы можем считать $|\mathbf{a}|=|\mathbf{b}|\approx 1$). Отметим, что $\widehat{\chi}$ в $M_{\text{Мёссб}}$ включают уже токи как электрического, так и магнитного типов. При наличии пространственной дисперсии $\widehat{\chi}\to\widehat{\chi}^{(\mathbf{b}\to\mathbf{b})}$.

В оптике для $\widehat{\varepsilon}$ и $\widehat{\mu}$ произвольного вида решение задачи осложняется необходимостью находить корни дисперсионного уравнения 4-й степени (уравнения на собственные значения матрицы M). После проведенного нами упрощения матрицы распространения это уравнение становится биквадратным для произвольного вида тензора ядерной восприимчивости $\widehat{\chi}$:

$$\eta^4-\eta^2(2(1-\mathbf{b}^2)+\mathbf{a}\widehat{\chi}\mathbf{a}+\mathbf{q}\widehat{\chi}\mathbf{q})+(1-\mathbf{b}^2+\mathbf{a}\widehat{\chi}\mathbf{a})(1-\mathbf{b}^2+\mathbf{q}\widehat{\chi}\mathbf{q})-\mathbf{a}\widehat{\chi}\mathbf{q}\mathbf{q}\widehat{\chi}\mathbf{a}=0. \tag{3}$$

Корни (3) совпадают со значениями нормальных компонент волновых векторов в среде для скользящих углов падения, использованными в [1]:

$$\eta_j=\pm\sqrt{\sin^2\theta+\frac{4\pi}{k^2}Nf_i(0)},\quad i=1,\ 2,\quad j=1,\ 2,\ 3,\ 4, \tag{4}$$

где N — плотность рассеивающих центров, а $f_i(0)$ — собственные значения амплитуды рассеяния вперед $(\mathbf{b}\to\mathbf{b})$:

$$\frac{4\pi}{k^2}Nf_i(0)=\frac{\mathbf{a}\widehat{\chi}\mathbf{a}+\mathbf{q}\widehat{\chi}\mathbf{q}}{2}\pm\sqrt{\left(\frac{\mathbf{a}\widehat{\chi}\mathbf{a}+\mathbf{q}\widehat{\chi}\mathbf{q}}{2}\right)^2+\mathbf{a}\widehat{\chi}\mathbf{q}\mathbf{q}\widehat{\chi}\mathbf{a}-\mathbf{a}\widehat{\chi}\mathbf{a}\mathbf{q}\widehat{\chi}\mathbf{q}},$$

что подтверждает справедливость выбранного приближения.

§ 2. Решение уравнения (1) в однородном слое. Среду с непрерывно изменяющимися анизотропными параметрами мы всегда можем в некотором приближении разбить на отдельные слои, в каждом из которых $\widehat{\chi}$ постоянна. Для каждого такого слоя решение (1) представляет собой матричный экспоненциал $e^{ikM_nd_n}$, где d_n — толщина n-го слоя. Так как собственные значения $M_{\text{Мёссб}}$ в нашем случае известны (4), несложно привести M к диагональному виду, или, еще проще, воспользоваться для вычисления e^{ikMd} формулой Сильвестра для матричных функций [7]. В нашем случае оказывается возможным получить аналитический вид e^{ikMd}, воспользовавшись разложением экспоненты в ряд и найдя для $M_{\text{Мёссб}}$ вида (2) алгоритм возведения M в степень:

$$e^{ikMd}=\begin{pmatrix} \psi_{11} & ikd\rho_{21} & ikd\rho_{22} & \psi_{12} \\ i(\alpha\varphi_{11}+\beta\varphi_{21}) & \vartheta_{11} & \vartheta_{12} & i(\alpha\varphi_{12}+\beta\varphi_{22}) \\ i(\gamma\varphi_{11}+\delta\varphi_{21}) & \vartheta_{21} & \vartheta_{22} & i(\gamma\varphi_{12}+\delta\varphi_{22}) \\ \psi_{21} & ikd\rho_{11} & ikd\rho_{12} & \psi_{22} \end{pmatrix}. \tag{5}$$

Скаляры α, β, γ, δ и 2×2-матрицы ψ, ρ, φ, ϑ в (5) определены следующими соотношениями:

$$\vartheta=\cos\sqrt{V},\ \psi=\cos\sqrt{W},\ \rho=V^{-1/2}\sin\sqrt{V},\ \varphi=W^{-1/2}\sin\sqrt{W};$$

$$V\equiv kd\begin{pmatrix}\beta\alpha\\ \delta\gamma\end{pmatrix}=(kd)^2\begin{pmatrix}1-\mathbf{b}^2+\mathbf{a}\widehat{\chi}\mathbf{a} & \mathbf{a}\widehat{\chi}\mathbf{q}\\ \mathbf{q}\widehat{\chi}\mathbf{a} & 1-\mathbf{b}^2+\mathbf{q}\widehat{\chi}\mathbf{q}\end{pmatrix},$$

$$W\equiv kd\begin{pmatrix}\gamma\delta\\ \alpha\beta\end{pmatrix}=(kd)^2\begin{pmatrix}1-\mathbf{b}^2+\mathbf{q}\widehat{\chi}\mathbf{q} & \mathbf{q}\widehat{\chi}\mathbf{a}\\ \mathbf{a}\widehat{\chi}\mathbf{q} & 1-\mathbf{b}^2+\mathbf{a}\widehat{\chi}\mathbf{a}\end{pmatrix}.$$

Вычисление косинусов, синусов и других функций 2×2-матриц V и W можно провести на основе их разложения по спиновым матрицам Паули [8] или с помощью проективных операторов [9].

§ 3. Решение граничной задачи. Интегральная матрица распространения для всей системы анизотропных слоев $L(d)$ получается непосредственным перемножением матричных экспоненциалов отдельных слоев, так как тангенциальные компоненты поля непрерывны на границе. Представим поле на поверхности в виде суммы падающей и отраженной волн и введем связь между тангенциальными компонентами $\mathbf{H}_t$ и $[\mathbf{q}\mathbf{E}]$ для каждой из волн: падающей, отраженной и прошедшей (индексы соответственно 0, r и d): $[\mathbf{q}\mathbf{E}^{0,r,d}]=\gamma^{0,r,d}\mathbf{H}_t^{0,r,d}$, где тензоры $\gamma^{0,r,d}$ называются тензорами поверхностного импеданса [9]. (В вакууме они легко находятся.) Тогда система уравнений для нахождения $\mathbf{H}_t{}^r$ и $\mathbf{H}_t{}^d$ принимает вид

$$\begin{pmatrix}\mathbf{H}_t^d\\ \gamma^d\mathbf{H}_t^d\end{pmatrix}=L(d)\begin{pmatrix}\mathbf{H}_t^0+\mathbf{H}_t^r\\ \gamma^0\mathbf{H}_t^0-\gamma^0\mathbf{H}_t^r\end{pmatrix}. \tag{6}$$

Тензор отражения тангенциальных компонент поля $r(\mathbf{H}_t{}^r=r\mathbf{H}_t{}^0)$ можно найти из (6) операторным путем:

$$r=\left[(-\gamma^d, I)\,L(d)\begin{pmatrix}I\\ \gamma^r\end{pmatrix}\right]^{-I}\left[(\gamma^d, -I)\,L(d)\begin{pmatrix}I\\ \gamma^0\end{pmatrix}\right].$$

Переход к тензору отражения $\hat{R}$ для полных векторов поля в вакууме осуществляется достаточно просто [6, 9].

§ 4. Отражения от однородно анизотропной среды. Проверим правильность развиваемого подхода сравнением с результатами работы [1], в которой рассмотрен простейший случай: отражения от однородно анизотропной среды. Для одной границы раздела тензор r может быть вычислен по формуле [9]

$$r=(\gamma^d-\gamma^r)^{-I}(\gamma^0-\gamma^d),$$

в которой γ^d представляет собой импеданс анизотропной среды. Воспользовавшись алгоритмом вычисления импеданса, основанным на известных собственных значениях M и изложенным в [9], получим общее выражение для импеданса мёссбауэровской среды. В базисе $\mathbf{e}_x \| \mathbf{a}$, $\mathbf{e}_y \| \mathbf{b}$ получим

$$\gamma_{\text{Мёссб}} = \frac{1}{1-\mathbf{b}^2+\mathbf{a}\hat{\chi}\mathbf{a}+\eta_1\eta_2}\begin{pmatrix} \eta_1\eta_2(\eta_1+\eta_2) & \mathbf{q}\hat{\chi}\mathbf{a} \\ -\mathbf{a}\hat{\chi}\mathbf{q} & (\eta_1+\eta_2) \end{pmatrix},$$

где η_1 и η_2 соответствуют двум собственным волнам в прямом (для преломленной волны) направлении. В частном случае для отдельной компоненты мёссбауэровского спектра, когда $\hat{\chi} = \alpha \mathbf{c} \cdot \mathbf{c}^*$ ($\mathbf{c}$ — вектор тока сверхтонкого перехода) [10], получаем $(\eta_0 = \eta_1 = \sqrt{1-\mathbf{b}^2})$

$$r = \frac{\eta_0-\eta_2}{\eta_0+\eta_2}\,\frac{1}{\eta_0(1-(\mathbf{bc})(\mathbf{bc}^*))}\,((\mathbf{qc})\,\mathbf{a}-\eta_0(\mathbf{ac})\,\mathbf{b})\cdot((\mathbf{ac}^*)\,\mathbf{b}+\eta_0(\mathbf{qc}^*)\,\mathbf{a}),$$

откуда следует, что коэффициент отражения для волны с поляризацией $\mathbf{H}^0 \| [\mathbf{bc}]$ равен $|R|^2 = \left|\frac{\eta_0-\eta_2}{\eta_0+\eta_2}\right|^2$ и равен нулю для волны с поляризацией $\mathbf{H}^0 \| [\mathbf{b}[\mathbf{bc}^*]]$, которая не взаимодействует со средой, если $\hat{\chi} = \alpha \mathbf{c} \cdot \mathbf{c}^*$, что полностью соответствует [1]. Таким образом, проведенный расчет еще раз подтверждает справедливость выбранного приближения для $M_{\text{Мёссб}}$.

§ 5. Рекуррентные соотношения для тензоров отражения в многослойной среде. Нахождение тензора импеданса для мёссбауэровской среды позволяет решать задачу об отражении от слоистой мёссбауэровской среды с помощью рекуррентных соотношений. Запишем граничные условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей излучения для границы раздела между n—1-м и n-м слоями в виде

$$\mathbf{H}^0_{t,n-1} + \mathbf{H}^r_{t,n-1} = e^{-ikN^0_n d_n}\mathbf{H}^0_{t,n} + e^{-ikN^r_n d_n}\mathbf{H}^r_{t,n}, \tag{7}$$

$$\gamma^0_{n-1}\mathbf{H}^0_{t,n-1} + \gamma^r_{n-1}\mathbf{H}^r_{t,n-1} = \gamma^0_n e^{-ikN^0_n d_n}\mathbf{H}^0_{t,n} + \gamma^r_n e^{-ikN^r_n d_n}\mathbf{H}^r_{t,n},$$

где $\mathbf{H}^{0,r}_{t,n}$ и $\mathbf{H}^{0,r}_{t,n-1}$ заданы на нижней границе каждого слоя; их значения на верхней границе можно найти с помощью тензоров нормальной рефракции $N^{0,r}_{n(n-1)}$, определяющих изменение $\mathbf{H}^{0,r}_{t,n(n-1)}$ в слое:

$$\frac{d}{dz}\mathbf{H}^{0,r}_{t,n} = ikN^{0,r}_n \mathbf{H}^{0,r}_{t,n}.$$

В нашем случае, используя общие соотношения из [9], получаем

$$N^{0,r}_{\text{Мёссб}} = \frac{1}{1-\mathbf{b}^2+\mathbf{a}\hat{\chi}\mathbf{a}+\eta_1\eta_2}\begin{pmatrix} \pm\eta_1\eta_2(\eta_1+\eta_2) & \mathbf{q}\hat{\chi}\mathbf{a} \\ \eta_1\eta_2\mathbf{a}\hat{\chi}\mathbf{q} & \pm(1-\mathbf{b}^2+\mathbf{a}\hat{\chi}\mathbf{a})(\eta_1+\eta_2) \end{pmatrix} \tag{8}$$

(верхний знак для волны в прямом направлении, нижний — для отраженной волны). Тензор нормальной рефракции (8) является обобщением на случай скользящего падения матричного показателя преломления, используемого в мёссбауэровской оптике для описания изменений поляризации излучения при распространении в толстом анизотропном поглотителе [10]. Отметим, что собственными значениями $N_{\text{Мёссб}}$ являются $\eta_{1,2}$.

Вводя обозначения $\mathbf{H}^r_{t,n} = r_{n,n+1}\mathbf{H}^0_{t,n}$, из (7) получаем

$$r_{n-1,n} = (\gamma^{(\text{вх})}_n - \gamma^r_{n-1})^{-I}(\gamma^0_{n-1} - \gamma^{(\text{вх})}_n), \tag{9}$$

где $\gamma^{(вх)}$ — «входной» импеданс системы нижележащих слоев [11]:

$$\gamma_n^{(вх)} = (\gamma_n^0 e^{-ikN_n^0 d_n} + \gamma_n^r e^{-ikN_n^r d_n} r_{n,n+1}) (e^{-ikN_n^0 d_n} + e^{-ikN_n^r d_n} r_{n,n+1})^{-1}. \quad (10)$$

Соотношения (9), (10) являются обобщением рекуррентных соотношений Паррата [3], используемых в рентгеновской рефлектометрии для исследования изменений приповерхностной плотности, на случай изменений анизотропных параметров среды вблизи поверхности. Решают задачу, полагая для самого нижнего слоя $r_{N,N+1}=0$ и $\gamma_N^{(вх)} = \gamma_N^0$.

§ 6. **Конкретные расчеты.** Оба развитых алгоритма расчетов: матричный и импедансный — проверялись для расчетов простейших моделей; результаты при этом получали взаимную проверку.

Для выявления влияния анизотропии среды на форму кривых отражения сначала был рассмотрен идеальный случай: непоглощающая среда, $\hat{\chi}=\alpha \mathbf{c}\cdot\mathbf{c}^*$, причем предполагалось, что изменение вблизи поверхности претерпевает только направление $\mathbf{c}=\hat{n}_{\Delta m}$ ($\hat{n}_{\pm1,0}$ — сферические орты системы осей, связанной с направлением магнитного сверхтонкого поля $\mathbf{H}_{СТВ}$, Δm — изменение магнитного квантового числа при переходе [10]). Если среда однородно анизотропна ($\mathbf{c}$ не изменяется), то коэффициент отражения неполяризованного излучения $|R|^2=0,5$ при $\theta < \theta_c = \sqrt{\alpha(1-(\mathbf{bc})(\mathbf{bc}^*))}$ (пунктирные кривые *1*, *2* на рис. 1), так как только одна собственная поляризация взаимодействует со средой.

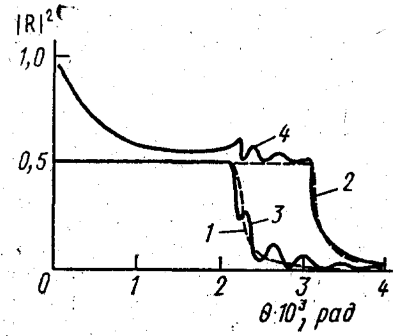

Рис. 1. Зависимости коэффициента зеркального отражения $|R|^2$ от угла скольжения θ для однородно анизотропных непоглощающих сред: $\mathbf{H}_{СТВ}\|\mathbf{q}$ (*1*) и $\mathbf{H}_{СТВ}\|\mathbf{b}$ (*2*); в случае анизотропной пленки толщиной ~700 Å, $\mathbf{H}_{СТВ}\|\mathbf{q}$, без подложки (*3*) и на анизотропной подложке, в которой $\mathbf{H}_{СТВ}\|\mathbf{b}$ (*4*). При расчетах предполагалось $\Delta m=+1$, $\alpha=-0,00001$

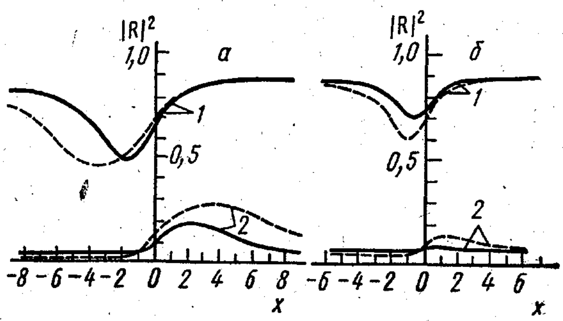

Рис. 2. Формы резонансных кривых зеркального отражения отдельной компоненты спектра ($\hat{\chi}_{яд}=-[a/(x+i)]\hat{\mathbf{h}}_{+1}\cdot\hat{\mathbf{h}}_{-1}$, x — отклонение от резонанса в единицах полуширины линии $\Gamma/2$, $a=0,000048$ (*а*); $0,000012$ (*б*); $\chi_{эл}=-0,000013+0,0000013\,i$) для двух углов скольжения: $\theta=2$ (*1*) и 4,5 мрад (*2*). Сплошные кривые соответствуют отражению от анизотропной пленки (100 Å, $\mathbf{H}_{СТВ}\|\mathbf{q}$) на анизотропной подложке ($\mathbf{H}_{СТВ}\|\mathbf{b}$), пунктирные — отражению от однородно анизотропной среды ($\mathbf{H}_{СТВ}\|\mathbf{b}$).

Отражение от тонкой анизотропной пленки (в вакууме) так же, как и в изотропном случае, приводит к возникновению осцилляций интенсивности «на хвостах» кривой отражения (кривая *3*). При наличии анизотропной подложки, если характер анизотропии пленки и подложки различен, происходит существенная трансформация кривой отражения: осцилляции возникают «на ступеньке» в интервале углов от $\theta_c^{пленки}$ до $\theta_c^{подложки}$ и очень слабо выражены «на хвосте» кривой отражения. При этом $|R|^2$ становится больше 0,5 и $|R|^2 \to 1$ при $\theta \to 0$

(кривая *4*). Осцилляции связаны с интерференцией волн различной (но в рассматриваемом случае неортогональной) поляризации, отраженных от пленки и подложки (при $\theta \to 0$ их взаимодействие ослабевает; пленка и подложка начинают отражать все более независимо). Поляризационные эффекты при многолучевой интерференции в пленке и вызывают необходимость перехода от скалярного рассмотрения к матричному.

В реальном случае при рассмотрении отражения резонансного излучения от среды, содержащей мёссбауэровские ядра, необходимо учесть, что $\hat{\chi} = \chi_{эл} + \hat{\chi}_{яд}$, $\chi_{эл}$ представляет взаимодействие (скалярное) с электронами, а $\hat{\chi}_{яд}$ — с ядрами; ядерное взаимодействие является резонансным, оно связано с сильным поглощением. Электронный вклад в поглощение безусловно сглаживают осцилляции кривых отражения для пленки. Однако, в отличие от случая полного отражения рентгеновского излучения в нашем случае возникает дополнительная возможность исследовать мёссбауэровский спектр полного отражения, который обладает большей чувствительностью к любым изменениям параметров среды, чем кривые отражения. На рис. 2 показано, что наличие поверхностного слоя с направлением намагниченности, отличным от объемного, приводит к изменению ширины и возникновению сдвига резонансной кривой в условиях полного отражения. Чувствительность резонансных кривых к поверхностным аномалиям намагниченности тем больше, чем больше $|\hat{\chi}_{яд}|$ по сравнению с $\chi_{эл}$ (см. рис. 2, *а*, *б*).

Хотя рассмотренная модель является упрощенной (в реальных случаях необходимо будет учитывать изменение сверхтонкого поля вблизи поверхности не только по направлению, но и по величине), проведенные расчеты подтверждают уникальные возможности метода мёссбауэровского полного отражения в исследованиях параметров СТВ вблизи поверхности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Bernstein S., Cambbell E. C. Phys. Rev., 1963, 132, p. 1625. [2] Андреева М. А., Борисова С. Ф., Кузьмин Р. Н. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1979, 20, № 5, с. 39. [3] Parratt L. G. Phys. Rev., 1954, 95, p. 359. [4] Андреева М. А., Борисова С. Ф., Степанов С. А. Поверхность, 1985, № 4, с. 5. [5] Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. [6] Борздов Г. Н., Барковский Л. М., Лаврукович В. И. Журн. прикл. спектр., 1976, 25, с. 526. [7] Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров. М.: Наука, 1965. [8] Андреева М. А., Кузьмин Р. Н., Росете К. Деп. ВИНИТИ № 2542—84 от 23.04.84. [9] Барковский Л. М., Борздов Г. Н., Федоров Ф. И. Препринт № 304 Ин-та физики АН БССР. Минск, 1983. [10] Андреева М. А., Кузьмин Р. Н. Мёссбауэровская оптика. М.: Изд-во МГУ, 1982. [11] Барковский Л. М. Кристаллография, 1978, 23, с. 1145.

Поступила в редакцию
04.04.85