

Полярный магнитооптический эффект Керра в ближнем световом поле малой немагнитной частицы

© В.А. Кособукин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 14 августа 1996 г.)

Развита теория упругого рассеяния света малой резонансно поляризующей частицей, расположенной вблизи плоской поверхности магнитной среды. Эффективная поляризуемость частицы вычислялась самосогласованно с учетом эффекта динамических "сил изображения" во всех порядках теории возмущений по взаимодействию частицы с намагниченным ферромагнетиком, а магнитооптическое возмущение определялось в первом порядке по намагниченности. В случае ферромагнетика, намагниченного перпендикулярно поверхности, вычислены коэффициенты преобразования света и магнитооптические поправки к поперечным сечениям всех процессов, в которых рассеяние света частицей и полярный магнитооптический эффект Керра являются элементарными актами. Результаты, включающие анализ ближнеполевого вклада в рассеяние света, представляют собой физическую основу для построения теории ближнеполевой магнитооптической микроскопии ферромагнетиков и магнитных структур.

Значимость магнитооптических явлений для фундаментальной физики магнетизма и приложений хорошо известна [1,2]. В частности, они играют определяющую роль в визуализации доменной структуры путем наблюдения контраста пространственно-модулированного магнитооптического отклика [2]. Однако до недавнего времени возможности визуализации в магнитооптике, как и в оптической микроскопии вообще, были ограничены классическим пределом разрешения порядка длины волны света $\sim c/\omega$, где ω и c — частота и скорость света соответственно.

Развитие методов оптики ближнего поля [3] привело в последние годы к появлению ближнеполевых методов магнитооптической микроскопии [3–8], что позволило наблюдать магнитные объекты значительно меньшего размера, чем c/ω . Можно указать два основных принципа, реализованных в ближнеполевой магнитооптике. В одном из методов [4–6] приповерхностное световое поле, модулированное ближними полями микродефектов, сканируется с помощью оптического волновода, заостренный конец которого имеет малые поперечные размеры по сравнению с c/ω . В другом методе [7,8] для создания ближнего поля и зондирования используется малая (размеры много меньше c/ω) металлическая частица, а магнитооптический отклик в форме упруго-рассеянного света регистрируется в дальней (волновой) зоне, т.е. на расстоянии, значительно большем c/ω . Первый принцип был реализован в пропускании света, а второй — в отражении света от непрозрачных ферромагнетиков, причем в последнем случае существенно проявляются магнитооптические эффекты Керра [7–9]. Вместе с тем теория указанных ближнеполевых магнитооптических явлений до сих пор ограничивается кратким сообщением [9].

Цель данной работы — дальнейшее развитие теории магнитооптических эффектов Керра в ближнем

световом поле малых диэлектрических неоднородностей. Общая теория сформулирована в разделе 1. Применительно к схеме ближнеполевой оптической микроскопии [7,8] в разделе 2 найдены коэффициенты преобразования света для элементарных оптических процессов, а в разделе 3 — для процессов магнитооптического рассеяния. Наблюдаемые величины обсуждаются в разделе 4 в общей форме, а в разделе 5 — как результат численного анализа.

1. Общая теория

Основным элементом рассматриваемой ниже модели является малая частица и поверхность магнитной среды, вблизи которой эта частица расположена (рис. 1); при необходимости этот элемент можно включить в любую модель слоистой диэлектрической среды. Если частица отсутствует и намагниченность равна нулю, то модель считается невозмущенной и описывается локальным диэлектрическим тензором с компонентами $\delta_{\alpha\beta}\varepsilon^0(z, \omega)$, где $\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера с декартовыми индексами α и β . В качестве возмущения рассматривается диэлектрическая поляризация $\mathbf{P}^I + \mathbf{P}^{II}$, включающая вклады немагнитной частицы $\mathbf{P}^I(\mathbf{r})$ и намагниченного ферромагнетика $\mathbf{P}^{II}(\mathbf{r})$, причем пространственные области, в которых $\mathbf{P}^I(\mathbf{r})$ и $\mathbf{P}^{II}(\mathbf{r})$ отличны от нуля, не перекрываются. Уравнения Максвелла для монохроматического света после исключения магнитного поля принимают вид

$$[\text{rot rot} - \varepsilon^0(z)k_0^2] \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = 4\pi k_0^2 [\mathbf{P}^I(\mathbf{r}, \omega) + \mathbf{P}^{II}(\mathbf{r}, \omega)], \quad (1)$$

слева стоит невозмущенный оператор, а справа — возмущение. В (1) \mathbf{E} — полное электрическое поле, возбуждаемое световой волной с временной зависимостью вида $\exp(-i\omega t)$; $k_0 = \omega/c$.

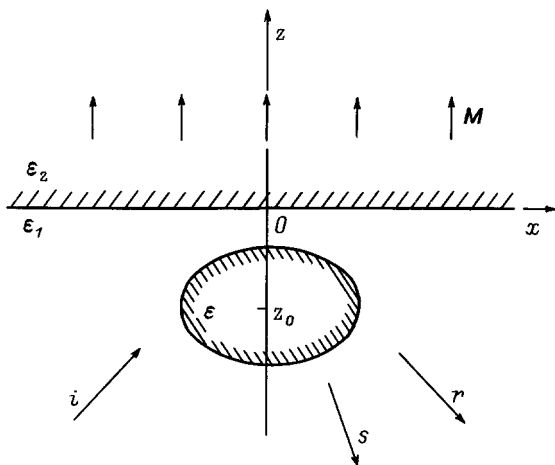


Рис. 1. Геометрия задачи.

Задачу (1) будем решать, учитывая стоящие в правой части вклады в поляризацию последовательно. С этой целью для невозмущенного максвелловского оператора введем уравнения

$$\sum_{\mu} \left[\sum_{\nu} \text{rot}_{\alpha\nu} \text{rot}_{\nu\mu} - \delta_{\alpha\mu} \varepsilon^0(z) k_0^2 \right] \{ E_{\mu}^0(\mathbf{r}), D_{\mu\beta}^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \} = \{ 0, \delta_{\alpha\beta} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \}, \quad (2)$$

где $\text{rot}_{\alpha\beta} = \sum_{\gamma} e_{\alpha\gamma\beta} (\partial/\partial r_{\gamma})$, $e_{\alpha\gamma\beta}$ — компоненты единичного антисимметричного псевдотензора. Решения дифференциальных уравнений (2), т.е. электрическое поле $\mathbf{E}^0(\mathbf{r})$ и тензорная функция Грина $\hat{D}^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, удовлетворяют максвелловским граничным условиям по переменной \mathbf{r} .

Как и в [10–12], поляризация частицы вводится уравнением

$$P_{\alpha}^I(\mathbf{r}, \omega) = \chi^{(\alpha)}(\omega) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) E_{\alpha}^0(\mathbf{r}_0, \omega). \quad (3)$$

Согласно [10–12], компоненты диагональных тензоров поляризуемости частицы вблизи поверхности $\hat{\chi}$ и поляризуемости той же частицы в однородном внешнем поле $\hat{\alpha}$ связаны уравнением

$$\chi^{(\beta)} = \alpha^{(\beta)} \left[1 + 4\pi k_0^2 \sum_{\mu} \Delta D_{\beta\mu}^0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0) \chi^{(\mu)} \right]. \quad (4)$$

Здесь $\Delta \hat{D}^0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0)$ обозначает вклад в функцию Грина, который определяется граничными условиями и описывает динамический эффект "сил изображения", обусловленный индуцированными поверхностными зарядами. В (3) дельта-функция указывает на то, что эффективные размеры комплекса "частица+изображение" малы по сравнению с длиной волны света $\sim 1/k_0$, $\mathbf{r}_0 = (0, 0, z_0)$, $z_0 = -h < 0$. При этом определяемая уравнением (4) поляризуемость вместе с уравнением (3) пригодна для описания ближнего поля вне реальной частицы при весьма малых расстояниях между нею и поверхностью [10–12].

Используем для функции Грина $\hat{D}^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ интегральное представление Фурье

$$D_{\alpha\beta}^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) = \int \frac{d^2 k_{\parallel}}{(2\pi)^2} \exp \left[i \mathbf{k}_{\parallel} (\mathbf{r}_{\parallel} - \mathbf{r}'_{\parallel}) \right] \times \sum_{\mu\nu} S_{\alpha\mu}(\phi) d_{\mu\nu}^0(z, z'; \kappa, \omega) S_{\beta\nu}(\phi), \quad (5)$$

где $\mathbf{r}_{\parallel} = (x, y)$, $\mathbf{k}_{\parallel} = \kappa(\hat{x} \cos \phi + \hat{y} \sin \phi)$, $S_{xx} = S_{yy} = \cos \phi$, $-S_{xy} = S_{yx} = \sin \phi$, $S_{zz} = 1$, $d_{\alpha\mu}^0(z, z'; \kappa, \omega)$ — компоненты функции Грина, являющиеся решениями неоднородных простых дифференциальных уравнений, которые получаются из (2) при $\phi = 0$, когда $\partial/\partial \mathbf{r} = (i\kappa, 0, d/dz)$.

При учете (5) решение уравнения (4) получаем в виде

$$\chi^{(\beta)} = \left[1/\alpha^{(\beta)} - \sigma^{(\beta)} \right]^{-1}, \quad (6)$$

где

$$\sigma^{(x)} = \sigma^{(y)} = -\frac{1}{2\varepsilon_1} \int_0^{\infty} \frac{\kappa d\kappa}{\sqrt{\kappa^2 - \varepsilon_1 k_0^2}} \left[\kappa^2 r_p - \varepsilon_1 k_0^2 (r_p + r_s) \right] \times \exp \left[-2|z_0| \sqrt{\kappa^2 - \varepsilon_1 k_0^2} \right],$$

$$\sigma^{(z)} = -\frac{1}{\varepsilon_1} \int_0^{\infty} \frac{\kappa^3 d\kappa}{\sqrt{\kappa^2 - \varepsilon_1 k_0^2}} r_p \exp \left[-2|z_0| \sqrt{\kappa^2 - \varepsilon_1 k_0^2} \right],$$

$$r_{\lambda}(\kappa) = (Z_1^{\lambda} - Z_2^{\lambda}) / (Z_1^{\lambda} + Z_2^{\lambda}) \quad (7)$$

— коэффициент отражения λ -поляризованного света от границы $z = 0$, и $Z_m^p = \beta_m$, $Z_m^s = k_m$, $\beta_m = \varepsilon_m/k_m$, $k_m(\kappa) = \sqrt{\varepsilon_m k_0^2 - \kappa^2}$.

Магнитооптический вклад в поляризацию

$$P_{\alpha}^{II}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\beta} \Delta \varepsilon_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \omega) E_{\beta}(\mathbf{r}, \omega) \quad (8)$$

выражается через тензорные компоненты $\Delta \varepsilon_{\alpha,\beta}(\mathbf{r}, \omega)$, которые зависят от намагниченности \mathbf{M} (плотности магнитного момента) ферромагнетика. Линейный по намагниченности вклад в диэлектрический тензор можно принять в виде [2,13]

$$\Delta \varepsilon_{\alpha\beta}(\mathbf{r}) = ig \sum_{\gamma} e_{\alpha\beta\gamma} M_{\gamma}(\mathbf{r}), \quad (9)$$

где g — постоянная гиротропии. В этом приближении магнитооптические эффекты, различающиеся ориентациями вектора намагниченности [1,2], можно рассматривать по отдельности.

Векторы поляризации (3) и (8) имеют разный порядок величины. Вклад в \mathbf{P}^I , уже учтенный самосогласованно с помощью (4) или (6), дает возможность рассматривать собственные резонансные состояния

(поверхностные плазмоны) частицы. При этом полевые функции в отсутствие намагниченности выражаются на основе уравнений (1)–(5) следующими соотношениями [10–12]:

$$\mathbf{E}^I(\mathbf{r}) = \mathbf{E}^0(\mathbf{r}) + 4\pi k_0^2 \hat{D}^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \hat{\chi} \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_0), \quad (10)$$

$$\hat{D}^I(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \hat{D}^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + 4\pi k_0^2 \hat{D}^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \hat{\chi} \hat{D}^0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}'), \quad (11)$$

где предполагается тензорное суммирование по декартовым индексам. Электрическое поле с учетом магнитооптической поправки в первом порядке теории возмущений по $\Delta \hat{\epsilon}$ выражается в терминах (10), (11) формулой

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) \cong \mathbf{E}^I(\mathbf{r}) + k_0^2 \int d^3 r_1 \hat{D}^I(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) \Delta \hat{\epsilon}(\mathbf{r}_1) \mathbf{E}^I(\mathbf{r}_1). \quad (12)$$

Подстановка выражений (10), (11) в (12) дает разложение

$$E_\alpha(\mathbf{r}, \omega) = \sum_{n=0}^5 E_\alpha^{(n)}(\mathbf{r}, \omega), \quad (13)$$

в котором $\mathbf{E}^{(0)}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{E}^0(\mathbf{r}, \omega)$, а поправки определяются формулами

$$\mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}) = k_0^2 \int d^3 r_1 \hat{D}^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) \Delta \hat{\epsilon}(\mathbf{r}_1) \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_1), \quad (14)$$

$$\mathbf{E}^{(2)}(\mathbf{r}) = 4\pi k_0^2 \hat{D}^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \hat{\chi} \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_0), \quad (15)$$

$$\mathbf{E}^{(3)}(\mathbf{r}) = 4\pi k_0^4 \hat{D}^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \hat{\chi} \left[\int d^3 r_1 \hat{D}^0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_1) \Delta \hat{\epsilon}(\mathbf{r}_1) \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_1) \right], \quad (16)$$

$$\mathbf{E}^{(4)}(\mathbf{r}) = 4\pi k_0^4 \left[\int d^3 r_1 \hat{D}^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) \Delta \hat{\epsilon}(\mathbf{r}_1) \times \hat{D}^0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0) \right] \hat{\chi} \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_0), \quad (17)$$

$$\mathbf{E}^{(5)}(\mathbf{r}) = 16\pi^2 k_0^6 \hat{D}^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \hat{\chi} \left[\int d^3 r_1 \hat{D}^0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_1) \Delta \hat{\epsilon}(\mathbf{r}_1) \times \hat{D}^0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0) \right] \hat{\chi} \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_0). \quad (18)$$

Вклады (14)–(18) во вторичное световое поле представлены диаграммами 1–5 на рис. 2. Диаграммы 1 и 2 соответствуют магнитооптическому отражению (эффекту Керра) и упругому (рэлеевскому) рассеянию света, которые выступают как элементарные акты в процессах индуцированного намагниченностью упругого рассеяния света, показанных диаграммами 3–5 на рис. 2.

В качестве элементарных мод будем рассматривать *TM*-волны (*p*-поляризация) и *TE*-волны (*s*-поляризация), в которых электрический вектор

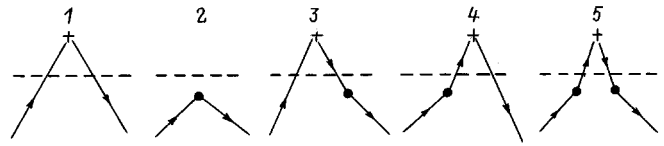


Рис. 2. Схематическое изображение процессов, определяющих магнитооптический эффект в рассеянии света. Сплошные линии соответствуют распространяющимся волнам в невозмущенной слоистой среде, точки — рассеянию света частицей, крестики — магнитооптическому эффекту Керра, штриховой линией условно показана граница раздела сред.

соответственно параллелен и перпендикулярен плоскости, образованной волновым вектором и нормалью к отражающей плоскости $z = 0$. При этом поле падающей волны задается одним из следующих выражений ($z < 0$):

$$\{\mathbf{E}_s^i(\mathbf{r}), \mathbf{E}_p^i(\mathbf{r})\} = \{\bar{E}_s^i \hat{y}, \bar{E}_p^i (\hat{x} \cos \theta - \hat{z} \sin \theta)\} \times \exp \left[i \left(\kappa x + \sqrt{\epsilon_1 k_0^2 - \kappa^2} z \right) \right], \quad (19)$$

где θ — угол падения света, $\kappa = \sqrt{\epsilon_1} k_0 \sin \theta$.

Компоненты вторичных световых волн, которые возбуждаются падающей λ -поляризованной волной и имеют линейную поляризацию λ' , определяются коэффициентами преобразования

$$r_{\lambda'\lambda} = \bar{E}_{\lambda'}^r / \bar{E}_\lambda^i, \quad l_{\lambda'\lambda}^{(n)} = r \bar{E}_{\lambda'}^{(n)} / \bar{E}_\lambda^i. \quad (20)$$

В (19) и (20) \bar{E}_λ^i , $\bar{E}_{\lambda'}^r$ и $\bar{E}_{\lambda'}^{(n)}$ обозначают амплитуды соответственно падающей, отраженной или рассеянных волн в дальней зоне (на расстоянии $r \gg c/\omega$ от частицы).

Таким образом, задачей дальнейших исследований является вычисление коэффициентов (20) для всех вкладов во вторичное поле, описываемых диаграммами 1–5 на рис. 2. Конкретизируя модель, будем считать, что функция $\epsilon^0(z)$ в (1) равна ϵ_1 при $z < 0$ и ϵ_2 при $z > 0$ (рис. 1). В качестве решений $\mathbf{E}^0(\mathbf{r})$ и $\hat{D}^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ уравнений (1) для невозмущенной модели мы используем результаты [14,15], соответствующие нулевой намагниченности.

2. Элементарные процессы

1) Полярный магнитооптический эффект Керра. При $\mathbf{M} \parallel \hat{z}$ вычисление выражения (14) с учетом (5), (19) и компонент диэлектрического тензора (9) в форме

$$\Delta \epsilon_{\alpha\beta}(\mathbf{r}) = i \epsilon_B (\delta_{\alpha x} \delta_{\beta y} - \delta_{\alpha y} \delta_{\beta x}) f(z) \quad (21)$$

дает следующие недиагональные по поляризации (линейные по намагниченности) коэффициенты зеркаль-

ного отражения света:

$$r_{ps}(\kappa) = r_{sp}(\kappa) = \frac{\varepsilon_B k_0}{2\sqrt{\varepsilon_1}} t_p(\kappa) t_s(\kappa) F(\kappa),$$

где

$$F(\kappa) = \int_0^\infty dz \exp[i2k_2(\kappa)z] f(z). \quad (22)$$

В (21) и (22) $f(z)$ — функция распределения намагниченности по координате z , а постоянная ε_B соответствует длинноволновому приближению ($\kappa \rightarrow 0$). Для однородно намагниченной полубесконечной среды $F = i/(2k_2)$. В приближении (21) диагональные компоненты равны $r_{\lambda\lambda} = r_\lambda$, где коэффициенты отражения r_λ , не зависящие от \mathbf{M} , определяются формулой (7). В (22) $t_\lambda = 1 + r_\lambda$ — соответствующие коэффициенты пропускания света.

2) Упругое рассеяние света при поверхностной частицей. Для поперечных волн, рассеянных в направлении радиуса-вектора точки наблюдения $\mathbf{r} = r[\hat{\mathbf{x}} \cos \varphi' + \hat{\mathbf{y}} \sin \varphi'] \sin \theta' - \hat{\mathbf{z}} \cos \theta'$, введем орты поляризации

$$\begin{aligned} \mathbf{e}'_p &= -(\hat{\mathbf{x}} \cos \varphi' + \hat{\mathbf{y}} \sin \varphi') \cos \theta' - \hat{\mathbf{z}} \sin \theta', \\ \mathbf{e}'_s &= -\hat{\mathbf{x}} \sin \varphi' + \hat{\mathbf{y}} \cos \varphi' \end{aligned} \quad (23)$$

(угол θ' отсчитывается от отрицательного направления оси z).

Поле рассеянного света (15) в дальней зоне ($r \gg c/\omega$) вычисляется на основе Фурье-представления (5) методом стационарной фазы [16] с седловой точкой $\kappa' = \sqrt{\varepsilon_1} k_0 \sin \theta'$. Это дает для коэффициентов, определяемых формулой (20), следующие выражения:

$$\begin{aligned} l_{ss}^{(2)} &= k_0^2 g_s^+(\kappa') \chi^{(y)} g_s^+(\kappa) \cos \varphi', \\ l_{ps}^{(2)} &= -k_0^2 g_p^+(\kappa') \chi^{(y)} g_s^+(\kappa) \cos \theta' \sin \varphi', \\ l_{sp}^{(2)} &= -k_0^2 g_s^+(\kappa') \chi^{(x)} g_p^+(\kappa) \cos \theta \sin \varphi', \\ l_{pp}^{(2)} &= -k_0^2 \left[g_p^+(\kappa') \chi^{(x)} g_p^+(\kappa) \cos \theta \cos \theta' \cos \varphi' \right. \\ &\quad \left. - g_p^-(\kappa') \chi^{(z)} g_p^-(\kappa) \sin \theta \sin \theta' \right]. \end{aligned} \quad (24)$$

В выражениях (24) и далее

$$g_\lambda^\pm(\kappa) = \exp(-ik_1(\kappa)|z_0|) \pm r_\lambda(\kappa) \exp(ik_1(\kappa)|z_0|). \quad (25)$$

3. Магнитооптическое рассеяние света

Диаграммы 3–5 на рис. 2 представляют комбинации двух оптических процессов, рассмотренных в предыдущем разделе. Так, диаграмма 3 соответствует эффекту Керра, сопровождающемуся рассеянием отраженной волны на частице. Диаграмма 4 относится

к процессу, в котором вначале происходит рассеяние падающей волны на частице, а затем каждая рассеянная волна испытывает эффект Керра. Наконец, диаграмма 5, как будет показано далее, соответствует в конечном итоге проявлению эффекта "сил изображения" в магнитооптическом отклике.

Для тензорных компонент $\Delta\varepsilon_{\alpha\beta}(\mathbf{r})$, однородных в плоскостях $z = \text{const}$, волновой вектор \mathbf{k}_\parallel при керровском отражении сохраняется, а поле рассеянных волн, определяемое функциями Грина $\hat{D}^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ с $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \gg c/\omega$, вычисляется путем интегрирования по методу стационарной фазы, как в предыдущем разделе. Далее приводятся результаты вычисления коэффициентов $l_{\lambda'\lambda}^{(n)}$ для всех каналов магнитооптического рассеяния $\lambda \rightarrow \lambda'$ (λ и λ' — поляризации падающей и рассеянной волн) в процессах, определяемых диаграммами 3–5 на рис. 2.

Для процесса магнитооптического отражения с последующим рассеянием отраженной волны (диаграмма 3), используя непосредственно результаты расчета (14), (15), получаем

$$\begin{aligned} l_{ss}^{(3)} &= C_3 g_s^+(\kappa') \chi^{(x)} \cos \theta \sin \varphi', \\ l_{ps}^{(3)} &= C_3 \left[g_p^+(\kappa') \chi^{(x)} \cos \theta \cos \theta' \cos \varphi' \right. \\ &\quad \left. + g_p^-(\kappa') \chi^{(z)} \sin \theta \sin \theta' \right], \\ l_{sp}^{(3)} &= C_3 g_s^+(\kappa') \chi^{(y)} \cos \varphi', \\ l_{pp}^{(3)} &= -C_3 g_p^+(\kappa') \chi^{(y)} \cos \theta' \sin \varphi', \end{aligned} \quad (26)$$

где $C_3 = C(\kappa)$ и

$$C(\kappa) = k_0^2 r_{ps}(\kappa) \exp[-ik_1(\kappa)z_0]. \quad (27)$$

Диаграмма 4 на рис. 2 соответствует рассеянию волны вида (19) на частице, которое сопровождается полярным магнитооптическим эффектом Керра для каждой из рассеянных волн. В этом случае, вычислив интеграл в квадратных скобках (17) методом стационарной фазы, находим

$$\begin{aligned} l_{ss}^{(4)} &= C_4 \chi^{(y)} g_s^+(\kappa) \cos \theta' \sin \varphi', \\ l_{ps}^{(4)} &= C_4 \chi^{(y)} g_s^+(\kappa) \cos \varphi', \\ l_{sp}^{(4)} &= C_4 \left[\chi^{(x)} g_p^+(\kappa) \cos \theta \cos \theta' \cos \varphi' \right. \\ &\quad \left. + \chi^{(z)} g_p^-(\kappa) \sin \theta \sin \theta' \right], \\ l_{pp}^{(4)} &= -C_4 \chi^{(x)} g_p^+(\kappa) \cos \theta \sin \varphi', \end{aligned} \quad (28)$$

где

$$C_4 = C(\kappa') = k_0^2 r_{ps}(\kappa') \exp[-ik_1(\kappa')z_0]. \quad (29)$$

Диаграмма 5 соответствует ближнеполювому магнитооптическому процессу того же типа, что учитывается выражениями (6) для поляризуемости частицы вблизи поверхности при $\mathbf{M} = 0$. Вычисление

интеграла (18) дает

$$\begin{aligned} l_{ss}^{(5)} &= C_5 g_s^+(\kappa') g_s^+(\kappa) \sin \varphi', \\ l_{sp}^{(5)} &= C_5 g_s^+(\kappa') g_p^+(\kappa) \cos \theta' \cos \varphi', \\ l_{ps}^{(5)} &= C_5 g_p^+(\kappa') g_s^+(\kappa) \cos \theta' \cos \varphi', \\ l_{pp}^{(5)} &= -C_5 g_p^+(\kappa') g_p^+(\kappa) \cos \theta \cos \theta' \sin \varphi', \end{aligned} \quad (30)$$

где

$$C_5 = \frac{i\varepsilon_B}{2\varepsilon_1} k_0^5 J \chi^{(x)} \chi^{(y)},$$

$$J = \frac{1}{k_0} \int_0^\infty \kappa d\kappa F(\kappa) t_p(\kappa) t_s(\kappa) \exp[i2k_1(\kappa)h]. \quad (31)$$

Выражения (30) представляют интерес при $|z_0| = h \ll 1/k_0$, когда существенным оказывается квазистатический вклад в интеграл (31), соответствующий волновым векторам $\kappa \sim 1/h \gg k_0$. Для однородной намагниченности, когда $F = i/(2k_2)$, в квазистатическом пределе получаем

$$J = \frac{1}{2k_0 h} \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}. \quad (32)$$

Далее используем найденный полный набор коэффициентов $l_{\lambda'\lambda}^{(n)}$ для вычисления наблюдаемых величин в обычном и магнитооптическом рассеянии света частицей, расположенной вблизи поверхности магнитной среды.

4. Наблюдаемые величины

В магнитооптическом рассеянии света, как и в отражении [1,2], представляют интерес наблюдаемые величины двух типов, которые описывают модуляцию магнитным полем соответственно интенсивности и поляризации вторичных волн. Рассмотрим эти величины для падающей волны с заданной линейной поляризацией λ (т.е. p или s). Амплитуда асимптотически плоской рассеянной волны с поляризацией λ' при $\theta \neq \theta'$ или $\varphi' \neq 0$ в согласии с (13), (20) принимает вид

$$\bar{E}_{\lambda'}^s = \frac{1}{r} \left(\sum_{n=2}^5 l_{\lambda'\lambda}^{(n)} \right) \bar{E}_\lambda^i, \quad (33)$$

что соответствует $r \gg c/\omega$.

Вычисленные в предыдущем разделе коэффициенты $l_{\lambda'\lambda}^{(n)}$ включают два малых параметра: 1) $(k_0 \bar{a})^3 \sim k_0^3 |\chi^{(\alpha)}|$, где \bar{a} — характерный размер частицы, и 2) магнитооптическую постоянную ε_B . Первый параметр входит во все величины с $n = 2-5$ и характеризует малую вероятность $\sim (k_0 a)^4$ всех процессов рассеяния света частицей, а второй определяет малость магнитооптических коэффициентов $l_{\lambda'\lambda}^{(n)}$ с $n \geq 3$ по сравнению с $l_{\lambda'\lambda}^{(2)}$, т.е. $|l_{\lambda'\lambda}^{(n)}| \ll |l_{\lambda'\lambda}^{(2)}|$. Последнее неравенство позволяет рассматривать магнитооптические

поправки первого порядка по намагниченности как малые, за исключением тех направлений рассеяния, которым соответствует стремление $l_{\lambda'\lambda}^{(2)}$ к нулю.

1) Сечение упругого рассеяния света. Вычислим на основе (33) интенсивность рассеяния света $(c\sqrt{\varepsilon_1}/8\pi) |\bar{E}_{\lambda'}^s|^2 r^2 d\Omega'$ в элемент телесного угла $d\Omega' = \sin \theta' d\theta' d\varphi'$ с преобразованием поляризации $\lambda \rightarrow \lambda'$. Отнеся эту интенсивность к модулю вектора Пойнтинга падающей волны $(c\sqrt{\varepsilon_1}/8\pi) |\bar{E}_\lambda^i|^2$, для дифференциального поперечного сечения рассеяния находим

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\lambda'\lambda}(\mathbf{M})}{d\Omega'} &= \left| \sum_{n=2}^5 l_{\lambda'\lambda}^{(n)} \right|^2 \cong |l_{\lambda'\lambda}^{(2)}|^2 \\ &+ 2 \sum_{n=3}^5 \text{Re} \left[l_{\lambda'\lambda}^{(2)} l_{\lambda'\lambda}^{(n)*} \right] \equiv \sum_{n=2}^5 \frac{d\sigma_{\lambda'\lambda}^{(n)}}{d\Omega'}. \end{aligned} \quad (34)$$

Здесь $d\sigma_{\lambda'\lambda}(0)/d\Omega' = d\sigma_{\lambda'\lambda}^{(2)}/d\Omega' = |l_{\lambda'\lambda}^{(2)}|^2$ — поперечное сечение упругого рассеяния света приповерхностной частицей в отсутствие намагниченности.

2) Эллиптичность и вращение плоскости поляризации. Как следует из (33) и выражений для коэффициентов $l_{\lambda'\lambda}^{(n)}$, в общем случае падающая волна с линейной поляризацией λ одновременно возбуждает рассеянные волны, поляризованные вдоль осей ортов (23). Это означает, что любая рассеянная волна оказывается эллиптически поляризованной, причем углы эллиптичности $\Psi_\lambda(\mathbf{M})$ и поворота осей эллипса поляризации $\Theta_\lambda(\mathbf{M})$ этой волны определяются выражениями

$$\text{tg}[2\Psi_\lambda(\mathbf{M})] = \text{tg}[2\alpha_\lambda(\mathbf{M})] \cos[\delta_\lambda(\mathbf{M})], \quad (35)$$

$$\sin[2\Theta_\lambda(\mathbf{M})] = \sin[2\alpha_\lambda(\mathbf{M})] \sin[\delta_\lambda(\mathbf{M})], \quad (36)$$

где

$$\alpha_\lambda(\mathbf{M}) = \text{arctg} |R_\lambda(\mathbf{M})|, \quad \delta_\lambda(\mathbf{M}) = \text{Arg} R_\lambda(\mathbf{M}),$$

$$R_\lambda(\mathbf{M}) = \left(\sum_{n=2}^5 l_{s\lambda}^{(n)} \right) / \left(\sum_{n=2}^5 l_{p\lambda}^{(n)} \right). \quad (37)$$

Существенно, что рассеянные волны имеют значительную эллиптичность уже в отсутствие намагниченности при $|l_{\lambda'\lambda}^{(2)}| \sim |l_{\lambda\lambda}^{(2)}|$, где $\lambda' \neq \lambda$. Этим магнитооптическое рассеяние существенно отличается от магнитооптического отражения, так как для последнего эллипсометрические параметры, определяемые недиагональными по индексам поляризации коэффициентами (22), обращаются в нуль при $\mathbf{M} \neq 0$.

5. Обсуждение результатов

Выражения (34)–(37) свидетельствуют о том, что особенности магнитооптического отклика полностью определяются коэффициентами $l_{\lambda'\lambda}^{(n)}$. К характеристикам рассеянного света кроме уже отмечавшихся

поляризационных свойств относятся диаграммы направленности и спектральные свойства вторичных волн, а также их зависимость от геометрических параметров модели.

Диаграмма направленности выражается в основном явной зависимостью коэффициентов $l_{\lambda'\lambda}^{(n)}$ от углов рассеяния θ' и φ' , которая определяется плоской геометрией слоев и при увеличении числа последних не меняется. Коэффициенты $l_{\lambda'\lambda}^{(n)}$ содержат также неявные функции углов θ и θ' , и через них выражается зависимость от конфигурации слоев. Диаграмма направленности является результатом комбинации трех оптических процессов с различной симметрией: 1) отражения от плоскости; 2) рассеяния частицей; 3) магнитооптического преобразования поляризации света. В рассматриваемой геометрии, соответствующей полярному магнитооптическому эффекту Керра, для любого из каналов рассеяния $\lambda \rightarrow \lambda'$ все коэффициенты $l_{\lambda'\lambda}^{(n)}$ имеют одну и ту же зависимость от азимутального угла φ' . Это означает, что разделение вкладов с разными n в одном и том же канале $\lambda \rightarrow \lambda'$ возможно только при использовании зависимости величин $l_{\lambda'\lambda}^{(n)}$ от углов θ и θ' . Сказанное относится и к величинам $d\sigma_{\lambda'\lambda}^{(n)}/d\Omega'$ с $n \geq 3$ из (34), которые связаны с суперпозицией двух вкладов в электрическое поле рассеянного света, причем один из этих электрических векторов соответствует волне, рассеянной на частице в отсутствие намагниченности. Указанные свойства симметрии полярного ближнеполюсового магнитооптического эффекта Керра отличают его от меридионального ($\mathbf{M} \parallel \hat{\mathbf{x}}$) аналога [9], для которого в любом из каналов $\lambda \rightarrow \lambda'$ зависимости $l_{\lambda'\lambda}^{(n)}$ от φ' существенно различны при разных n .

Для усиления эффекта рассеяния особое значение имеет резонансная зависимость эффективной поляризуемости частицы (6) от частоты света, где в случае эллипсоидальной частицы [13]

$$\alpha^{(\beta)} = \frac{V}{4\pi} \frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{(\varepsilon - \varepsilon_1)n^{(\beta)} + \varepsilon_1}. \quad (38)$$

Здесь $V = (4\pi/3)a^{(x)}a^{(y)}a^{(z)}$ — объем эллипсоида с длиной полуоси $a^{(\beta)}$ вдоль β -й декартовой оси, а $n^{(\beta)}$ — факторы деполаризации, удовлетворяющие условиям $0 < n^{(\beta)} < 1$ и $n^{(x)} + n^{(y)} + n^{(z)} = 1$. Для изолированной частицы благородного металла с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\omega)$ ($\text{Im}\varepsilon \ll |\text{Re}\varepsilon|$) частота поверхностных плазмонов определяется, согласно (6), уравнением $\text{Re}(1/\alpha^{(\beta)}(\omega) - \sigma^{(\beta)}(\omega)) = 0$. Как следует из [12], модель (6), (38) наиболее точно описывает электродинамику частиц с размерами $\bar{a} \sim 10^2 \text{ \AA}$, что соответствует условиям экспериментов [7,8].

На рис. 3 приведены безразмерные поперечные сечения $I_{ss}^{(2)} = (1/a^2)(d\sigma_{ss}^{(2)}/d\Omega')$ для рассеяния света $s \rightarrow s$ в области резонанса с поверхностными плазмонами сферической серебряной частицы ($a^{(\beta)} = a$,

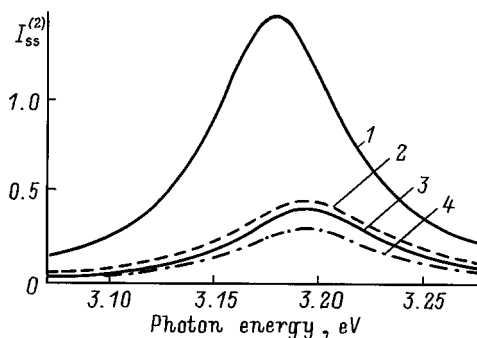


Рис. 3. Безразмерное дифференциальное поперечное сечение упругого рассеяния света $I_{ss}^{(2)} = (1/a^2)(d\sigma_{ss}^{(2)}/d\Omega')$ как функция энергии фотонов. Серебряная сферическая частица радиусом $a = 100 \text{ \AA}$ находится на расстоянии $h = 200 \text{ \AA}$ от плоской поверхности следующих полубесконечных сред: Ag (1), Cu (2), Co (3), Fe (4). Рассчитано при $\varepsilon_1 = 2$ с диэлектрическими постоянными ε и ε_2 из работ [17] при нормальном падении света ($\theta = 0$), $\theta' = \pi/4$ и $\varphi' = \pi/4$.

$n^{(\beta)} = 1/3$ в (38)). Эти результаты вычисления с оптическими постоянными металлов из работ [17] показывают, что в данном спектральном интервале резонансное усиление рассеяния, значительное вблизи плоской поверхности серебра, сильно подавляется вблизи поверхностей других благородных металлов (Cu, Au) и ферромагнетиков (Co, Fe).

Обсудим эффект усиления рассеяния поверхностными плазмонами применительно к физически важному случаю магнитных сверхрешеток, образованных чередующимися слоями ферромагнитного и благородного металлов. В таких наноструктурах ультратонкие (толщиной $l \lesssim 10 \text{ \AA}$) слои ферромагнетика обладают осью легкого намагничивания [18], перпендикулярной слоям (ось z в геометрии нашей задачи), и поэтому представляют значительный интерес с точки зрения полярного магнитооптического эффекта Керра [19]. При этом в магнитных сверхрешетках с достаточно большим периодом сохраняются отмеченные выше особенности оптического отклика благородных металлов [5,20].

Чтобы обобщить полученные выше результаты на магнитные сверхрешетки, следует ввести периодическое распределение диэлектрической проницаемости в области $z > 0$ и использовать в качестве $\mathbf{E}^0(z)$ и $\hat{D}^0(z, z')$ соответствующие функции, вычисленные для сверхрешеток в [20] (для отдельного слоя в [15]). Однако, следуя общепринятой процедуре [19,21], можно пренебречь собственным вкладом слоев ферромагнетика в оптический отклик полубесконечной среды при нулевой намагниченности. При этом магнитооптический отклик ультратонких магнитных слоев сверхрешетки удобно учесть в рамках нелокальной теории [20]. В результате находим коэффициенты $l_{\lambda'\lambda}^{(n)}$, которые отличаются от приведенных выше следующим. Если в матрице благород-

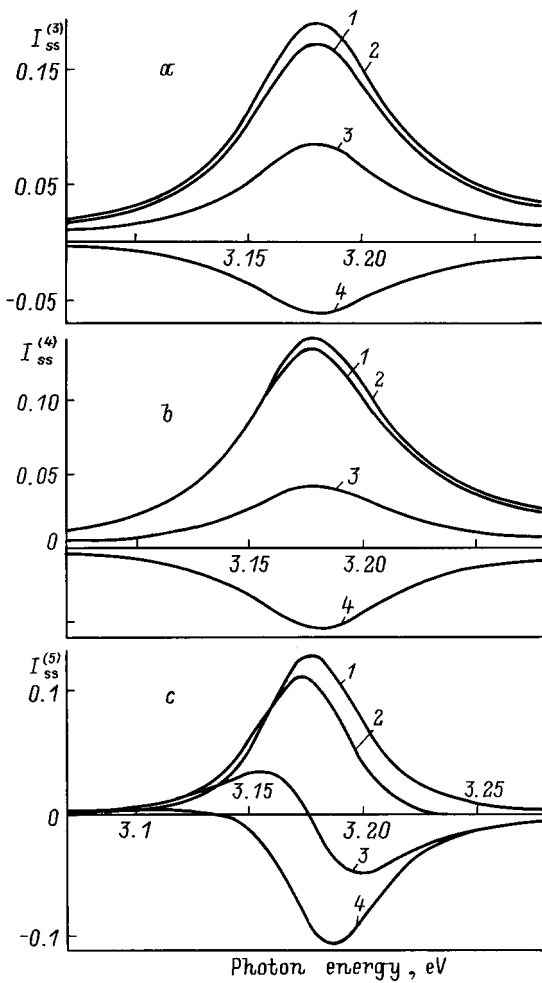


Рис. 4. Нормированные магнитооптические поправки $I_{ss}^{(n)} = (1/a^2)(d\sigma_{ss}^{(n)}/d\Omega')(d/|\tilde{\varepsilon}_B|l)$ с $n = 3$ (a), 4 (b) и 5 (c) в зависимости от энергии фотонов. Сферическая частица Ag радиусом $a = 100 \text{ \AA}$ находится на расстоянии $h = 200 \text{ \AA}$ от плоской поверхности полубесконечной сверхрешетки ферромагнетик/Ag с периодом d , образованной слоями Ag и ультратонкими слоями ферромагнетика толщиной l ($l \ll d$). Кривые соответствуют следующим значениям фазы $\text{Arg} \tilde{\varepsilon}_B$: 1 — 0, 2 — $\pi/6$, 3 — $\pi/2$, 4 — $3\pi/4$. Остальные параметры те же, что на рис. 3.

ного металла ферромагнитные слои одинаковы, то в соответствующих коэффициентах в качестве $\varepsilon_B F$ стоит $\tilde{\varepsilon}_B l \sum_n \exp(i2k_2 z_n)$, где $z_n = z_1 + d(n-1)$ — координата n -го ферромагнитного слоя ($z_n > 0$, $1 \leq n \leq N$), l — эффективная толщина слоя, d — период сверхрешетки ($d \gg l$). Здесь $\tilde{\varepsilon}_B$ имеет смысл пространственно усредненной по координатам z, z' нелокальной магнитооптической восприимчивости ультратонких слоев, введенной в [20]. При $N \gg 1/\text{Im}(k_2 d)$ и $|k_2|d \ll 1$ величина $\varepsilon_B F$ заменяется на $\tilde{\varepsilon}_B(l/d)(i/2k_2) \exp[i2k_2 z_1]$, при этом в знаменателе выражения (32), справедливого при $k_0(h+z_1) \ll 1$, величина h заменяется на $h+z_1$.

Нормированные вклады $I_{ss}^{(n)} = (1/a^2)(d\sigma_{ss}^{(n)}/d\Omega') \times (d/|\tilde{\varepsilon}_B|l)$ с $n \geq 3$ в случае полубесконечной магнитной сверхрешетки ферромагнетик/серебро показаны на рис. 4 при различных значениях фазы $\text{Arg} \tilde{\varepsilon}_B$ магнитооптической постоянной $\tilde{\varepsilon}_B$, причем последняя не идентична соответствующей макроскопической постоянной ε_B [15,20]. Все кривые демонстрируют резонансные особенности, связанные с возбуждением поверхностных плазмонов, однако эти особенности существенно зависят от фазы $\text{Arg} \tilde{\varepsilon}_B$. При заданной фазе $\text{Arg} \tilde{\varepsilon}_B$ функции $I_{ss}^{(n)}(\omega)$ с разными n могут различаться как по величине, так и по форме, что важно для разделения соответствующих процессов (диаграммы 3-5 на рис. 2) в магнитооптическом рассеянии света. Существенно отметить, что вследствие соотношения $\chi^{(\alpha)} \sim \bar{a}^3$ при увеличении характерного размера частицы \bar{a} в q раз величины $d\sigma_{\lambda'\lambda}^{(n)}/d\Omega'$ с $n = 2-4$ возрастают в q^6 раз. При этом в случае полярного эффекта Керра $d\sigma_{\lambda'\lambda}^{(5)}/d\Omega'$ увеличивается в q^8 раз с учетом того, что в (32) $|z_0| = h > a^{(z)}$. Это указывает путь для увеличения (совместимого с условием $k_0 \bar{a} \ll 1$) последнего вклада по сравнению с первыми двумя магнитооптическими вкладами.

Еще один способ увеличения интенсивности рассеяния связан с величинами (25), входящими во все коэффициенты $l_{\lambda'\lambda}^{(n)}$. Как следует из формулы

$$|g_{\lambda}^{\pm}| = \{1 + |r_{\lambda}|^2 \pm 2|r_{\lambda}| \cos[2k_1|z_0| + \text{Arg} r_{\lambda}]\}^{1/2},$$

эти величины описывают эффект интерференции прямой и отраженной вторичных волн, который проявляется при изменении величины $|z_0| = h$ на масштабе $\sim c/\omega$. Качественно подобная осциллирующая зависимость интенсивности рассеяния света от h наблюдалась в работах [7,8].

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 96-02-17898).

Список литературы

- [1] Г.С. Кринчик. Физика магнитных явлений. М. (1985). 336 с.
- [2] А.К. Звездин, В.А. Котов. Магнитооптика тонких пленок. М. (1988). 190 с.
- [3] Near Field Optics / Ed. D.W. Pohl, D. Courjon. (1993). 436 p.
- [4] E. Betzig, J.K. Trautman, R. Wolfe, E.M. Gyorgy, P.L. Finn, M.H. Kryder, C.H. Chang. Appl. Phys. Lett. **61**, 142 (1992).
- [5] V.I. Safarov, V.A. Kosobukin, C. Hermann, G. Lampel, J. Peretti, C. Marliere. Phys. Rev. Lett. **73**, 26, 3584 (1994).
- [6] V.I. Safarov, V.A. Kosobukin, C. Hermann, G. Lampel, J. Peretti, C. Marliere. Microsc. Microanal. Microstruct. **5**, 4-6, 381 (1994); Ultramicroscopy **57**, 270 (1995).
- [7] T.J. Silva, S. Schultz, D. Weller. Appl. Phys. Lett. **65**, 6, 658 (1994).

- [8] T.J. Silva. Ph.D. Dissertation. Univ. of California, San Diego (1994). 263 p.
- [9] V.A. Kosobukin. Near-Field Optics / Ed. M.A. Paesler, P.J. Moyer. Proc. SPIE, **2535**, 9 (1995).
- [10] А.М. Бродский, М.И. Урбах. Электродинамика границы металл/электролит. М. (1989). 296 с.
- [11] В.А. Кособукин. ФТТ **35**, 4, 884 (1993).
- [12] В.А. Кособукин. ФТТ **36**, 10, 3015 (1994).
- [13] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М. (1982). 620 с.
- [14] A.A. Maradudin, D.L. Mills. Phys. Rev. **B11**, 4, 1392 (1975); **B12**, 8, 2943 (1975).
- [15] V.A. Kosobukin. J. Magn. Magn. Mater. **153**, 397 (1996).
- [16] Г. Джеффрис, Б. Свирлс. Методы математической физики. М. (1970). В. 3. 344 с.
- [17] P.B. Johnson, R.W. Christy. Phys. Rev. **B6**, 12, 4370 (1972); **B9**, 12, 5056 (1974).
- [18] R. Allenspach, M. Stampanoni, A. Bischof. Phys. Rev. Lett. **65**, 26, 3344 (1990); R. Allenspach, A. Bischof. Phys. Rev. Lett. **69**, 23, 3385 (1992).
- [19] Z.Q. Qiu, J. Pearson, S.D. Bader. Phys. Rev. **B45**, 12, 7211 (1992); **B46**, 13, 8195 (1992).
- [20] В.А. Кособукин. ФТТ **38**, 11, 3461 (1996).
- [21] S. Visnovsky, M. Nyvlt, V. Prosser, R. Lopusnik, R. Urban, J. Ferre, G. Penissard, D. Renard, R. Krishnan. Phys. Rev. **B52**, 2, 1090 (1995).