

МЕТОДИКА ОПЕРАТИВНОГО КОНТРОЛЯ ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫХ ОШИБОК ПРИ РЕГИСТРАЦИИ СПЕКТРОВ МАГНИТНОГО КРУГОВОГО ДИХРОИЗМА В ОТРАЖЕННОМ СВЕТЕ

© 2023 г. Ю. В. Маркин^{а,*}, З. Э. Кунькова^а

^аИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал
Россия, 141120, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1

*e-mail: markin@fireras.su

Поступила в редакцию 09.11.2022 г.

После доработки 20.12.2022 г.

Принята к публикации 28.01.2023 г.

Описана методика оперативного контроля достоверности данных спектроскопии магнитного кругового дихроизма в отраженном свете, основанная на измерении полярного магнитооптического эффекта Керра при нормальном падении света на образец с использованием метода фазовой модуляции световой волны с помощью фотоупругого модулятора. Представленная методика предполагает в процессе сканирования по спектру измерение амплитуд сигналов на “нулевой” (V_{\perp}) и удвоенной (V_{2f}) частотах f фазовой модуляции в скрещенных поляризаторах. При этих измерениях постоянство отношения V_{2f}/V_{\perp} во всем спектральном диапазоне является подтверждением достоверности данных спектроскопии. Выполнен анализ возможных инструментальных погрешностей, приводящих к искажению формы регистрируемого спектра. Работоспособность и эффективность методики иллюстрируется на примере измерения спектра магнитного кругового дихроизма пленки MnAs.

DOI: 10.31857/S0032816223040031, EDN: SUKMVE

Спектроскопия магнитного кругового дихроизма в проходящем свете (transmission magnetic circular dichroism – TMCD) – эффективный метод диагностики и изучения магнитных материалов, позволяющий регистрировать возникновение магнетизма, получать информацию об электронном спектре и магнитном состоянии, а также выявлять наличие вторичных магнитных фаз. Физической основой эффекта TMCD является различие в поглощении образцом света с левой и с правой круговыми поляризациями, которое индуцируется магнитным полем, ориентированным параллельно направлению распространения света. Область применения TMCD-спектроскопии ограничена изучением прозрачных или тонких слоев и структур на прозрачных подложках. Но поскольку все магнитооптические эффекты связаны с одними и теми же недиагональными компонентами тензора диэлектрической проницаемости, особенности, присутствующие в спектре TMCD, наблюдаются в спектрах и других магнитооптических эффектов при близких значениях энергии. Это позволяет использовать для изучения непрозрачных объектов спектроскопию магнитного кругового дихроизма в отраженном свете (reflectance magnetic circular dichroism – RMCD).

Спектроскопия RMCD базируется на методике измерения полярного магнитооптического эффекта Керра при нормальном падении поляризованного монохроматического излучения на поверхность образца [1–5]. Величина эффекта определяется отношением $\Delta R/R$. Здесь $\Delta R = R_L - R_R$, $R = \frac{R_L + R_R}{2}$, где R_L и R_R – коэффициенты отражения света левой и правой круговыми поляризациями соответственно.

Величина RMCD обычно мала: $\Delta R/R \sim 10^{-5} - 10^{-3}$. Измерение столь малых сигналов требует использования модуляционной методики. Для этой цели широко применяется метод модуляции фазовой задержки выбранной компоненты \mathbf{E}_e линейно поляризованной световой волны \mathbf{E} ($\mathbf{E} = \mathbf{E}_e + \mathbf{E}_o$) по гармоническому закону:

$$\delta(t) = \delta_0 \sin(\omega_{\text{PEM}} t), \quad (1)$$

в основе которого лежит использование фотоупругого модулятора, представляющего собой “переменную” фазовую пластинку: $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_e \cdot e^{i\delta(t)} + \mathbf{E}_o$ [1–6]. Здесь δ_0 и ω_{PEM} – амплитуда и частота фазовой модуляции соответственно, t – время, i –

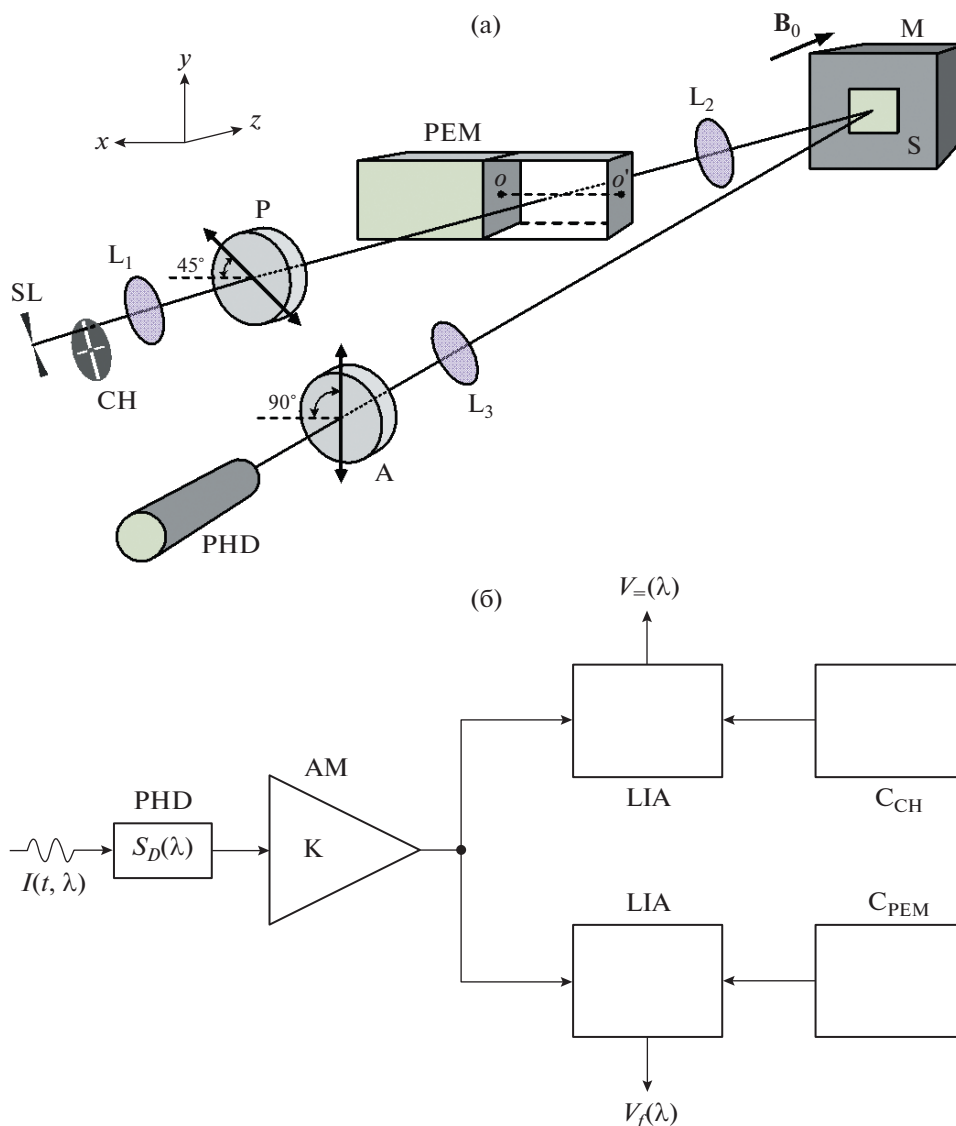


Рис. 1. Блок-схема оптической (а) и электронной (б) частей RMCD-спектрометра. SL – выходная щель монохроматора, CH – механический прерыватель, L₁–L₃ – линзы, P – поляризатор, PEM – фотоупругий модулятор, S – образец, M – постоянный магнит, A – анализатор, PHD – фотоэлектрический приемник, AM – предусилитель, LIA – синхронный усилитель, C_{CH} – контроллер дискового прерывателя, C_{PEM} – контроллер фотоупругого модулятора, B₀ – внешнее магнитное поле.

мнимая единица. Главным преимуществом этого метода по сравнению с другими [7, 8] является непосредственное измерение отношения $\Delta R/R$.

На рис. 1а приведена оптическая часть блок-схемы установки для регистрации полярного эффекта Керра, реализующая принцип фазовой модуляции [1, 4]. Вышедший из монохроматора (на рисунке не показан) световой луч падает нормально на линейный поляризатор P, ось пропускания которого ориентирована относительно осей {x, y} под углом $\alpha = 45^\circ$. За поляризатором расположен фотоупругий модулятор PEM, оптическая ось OO' которого ориентирована горизон-

тально. Прошедшее модулятор излучение падает на поверхность образца S под углом, близким к нормальному. Типичные значения угла падения составляют примерно $4^\circ - 5^\circ$. Образец помещен в постоянное магнитное поле, вектор индукции B₀ которого перпендикулярен освещаемой поверхности. Отраженный от образца луч света проходит через линейный анализатор A, ось пропускания которого ориентирована вдоль оси y. За анализатором расположен фотоэлектрический приемник светового излучения PHD.

Для получения спектров RMCD из экспериментальных данных необходима связь интенсив-

ности принимаемого фотоприемником излучения с величиной $\Delta R/R$. Поскольку энергия световой волны пропорциональна квадрату амплитуды электрического поля, отношение $\Delta R/R$ определяется выражением

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{2} \frac{|r_-|^2 - |r_+|^2}{|r_-|^2 + |r_+|^2}, \quad (2)$$

где комплексные коэффициенты Френеля $r_+ = |r_+| \exp(i\psi_+)$ и $r_- = |r_-| \exp(i\psi_-)$ описывают отражение от поверхности магнетика волн правой и левой круговых поляризации соответственно. Согласно работам [1, 2, 5], с учетом системы координат, приведенной на рис. 1а, интенсивность света, падающего на фотоприемник, равна

$$I(t, \lambda) = I_0(\lambda) \left[1 + \frac{\Delta R}{R} J_1(\delta_0) \sin(\omega_{\text{РЕМ}} t) \right], \quad (3)$$

где $I_0(\lambda)$ – эффективная спектральная плотность светового излучения, в которой присутствуют не зависящие от времени параметры оптической системы, λ – длина волны излучения, J_1 – функция Бесселя первого порядка, $R = (|r_-|^2 + |r_+|^2)/2$, $|r_-|^2 = R_L$, $|r_+|^2 = R_R^1$.

Из выражения (3) следует, что спектроскопия RMCD требует измерения двух электрических сигналов, пропорциональных амплитудам соответствующих слагаемых в выражении для полной интенсивности $I(t, \lambda)$ [1, 2, 5]:

$$V_=(\lambda) \propto I_0(\lambda) \quad (4)$$

и

$$V_f(\lambda) \propto I_0(\lambda) J_1(\delta_0) \frac{\Delta R}{R}. \quad (5)$$

Для синхронного измерения $V_=(\lambda)$ и $V_f(\lambda)$ используется двойная модуляция интенсивности света, которая реализуется с помощью дискового прерывателя с частотой модуляции ω_0 и фотоупругого модулятора с частотой модуляции $\omega_{\text{РЕМ}}$ (рис. 1а) [1–3, 5] с последующим выделением полезных сигналов методом синхронного детектирования. Блок-схема (рис. 1б) иллюстрирует принцип измерения этих сигналов. Сигнал с выхода фотоприемника РНД, пропорциональный произведению $I(t, \lambda) S_D(\lambda)$ (где $S_D(\lambda)$ – спектральная чув-

ствительность фотоприемника), поступает на вход предусилителя АМ с коэффициентом усиления K . Выходной сигнал $V(t, \lambda) \propto I(t, \lambda) S_D(\lambda) K$ с предусилителя поступает на входы синхронных усилителей LIA. Контроллеры $C_{\text{СН}}$ и $C_{\text{РЕМ}}$ вырабатывают для синхронных усилителей опорные импульсы с частотами $f_0 = 2\pi\omega_0$ и $f = 2\pi\omega_{\text{РЕМ}}$, что позволяет с помощью соответствующих LIA демодулировать из $V(t, \lambda)$ полезные сигналы $V_=(\lambda) \propto I_0(\lambda) S_D(\lambda) K$ и $V_f(\lambda) \propto I_0(\lambda) S_D(\lambda) K J_1(\delta_0) (\Delta R/R)$. Отношение

$$\frac{V_f(\lambda)}{V_=(\lambda)} \propto \frac{\Delta R}{R} \quad (6)$$

дает спектр RMCD [1, 2, 5] при сохранении условия пропорциональности (6) во всем диапазоне длин волн. Отклонение от этого условия, которое может быть вызвано инструментальными ошибками в схеме измерения, приводит к изменению формы измеряемого спектра RMCD.

Выделяют следующие основные виды погрешностей, приводящие к нарушению условия пропорциональности (6).

1. В большинстве случаев фотоприемник является датчиком с токовым выходом, и регистрация фототока на нагрузочном сопротивлении R_L существенно упрощает измерительную схему. Однако частоты модуляции светового потока f_0 и f по порядку величин сильно различаются. Если f_0 обычно составляет несколько сотен герц, то частота фазовой модуляции $f = 50$ кГц [1–3, 5, 6]. Для больших значений $R_L \sim 10^4$ – 10^6 Ом при $f = 50$ кГц амплитуда и форма регистрируемого сигнала существенно искажаются [4, 9–11], так как на таких частотах реальная нагрузка представляет собой параллельное соединение R_L и C_{coax} (C_{coax} – емкость кабеля, соединяющего выход фотоприемника с R_L [11]), т.е. нагрузка является RC-делителем для переменного фототока.

2. Спектральная характеристика $S_D(\lambda)$ реального полупроводникового фотоприемника может зависеть от временных характеристик светового излучения [4]. Например, спектральная характеристика кремниевого фотодиода на частоте модуляции ω_0 совпадает со стационарной, но на частоте фазовой модуляции $\omega_{\text{РЕМ}}$, в области длин волн $\lambda \geq 800$ нм, наблюдается ее заметное расхождение со статической характеристикой $S_D(\lambda)$ [11]. Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) лишен этого недостатка. Однако для ФЭУ с боковым расположением входного окна (side-on type) наблюдается зависимость его спектральной характеристики от состояния поляризации света, падающего на фотокатод [12].

¹ Выражение (3) получено с помощью разложения в ряд Фурье функции $\cos[\delta_0 \sin(2\omega_{\text{РЕМ}} t)]$ с учетом условий $\Delta R \ll 1$ и $\Delta\psi = \psi_- - \psi_+ \ll 1$. Поскольку нас интересует величина $\Delta R/R$, вторая гармоника в разложении, пропорциональная $\Delta\psi$, не записывается.

3. В процессе сканирования по длинам волн предполагается, что амплитуда δ_0 фазовой модуляции (1) поддерживается постоянной. Производитель гарантирует хорошую калибровку современных фотоупругих модуляторов [13]. Тем не менее возможно отклонение от соотношения (1), и модуляция состояния поляризации света с помощью фотоупругого модулятора будет проходить по более сложному закону [1, 5, 14–16]:

$$\delta(t, \lambda) = \delta_s(\lambda) + \delta_0(\lambda) \sin(\omega_{\text{PEM}} t), \quad (7)$$

где $\delta_s(\lambda)$ – статическая разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами. В этой ситуации условие (6) нарушается [1, 5, 14, 16].

4. Погрешности в настройках оптической и электронной схем измерений, некохроматичность светового потока, т.е. наличие в нем постороннего фонового излучения, уменьшение чувствительности измерительной схемы при малых интенсивностях светового потока также приводят к нарушению соотношения пропорциональности (6).

Отмеченные инструментальные погрешности недопустимы, так как при их наличии спектроскопия RMCD становится физически некорректной. Ошибки первого и второго видов можно устранить, используя широкополосный предусилитель и соответствующий фотоприемник, например ФЭУ с торцевым входным окном (end-on type) [11]. Устранение погрешностей третьего вида возможно только с помощью предварительной калибровки измерительной схемы [1, 5, 13, 14] и дальнейшего периодического контроля сохранения условия пропорциональности (6). Отметим, что обычно калибровка и контроль проводятся либо без образца по линейной схеме P–PEM–A–PHD [13], либо при замене образца на зеркало [1, 5].

Отсутствие четвертого вида ошибок можно проконтролировать только с помощью непосредственной проверки соблюдения условия (6). Таким образом, перед проведением измерений RMCD-спектров необходимо выполнить процедуры контроля сохранения условия пропорциональности (6) в исследуемом диапазоне длин волн.

Предлагаемый в работах [1, 5, 13, 14] процесс предварительного контроля с возможной дальнейшей калибровкой делает RMCD-спектроскопию более трудоемкой², а пренебрежение проверкой выполнения условия (6) ставит вопрос о достоверности полученных данных. Покажем, что при измерениях в скрещенных поляризаторах возможна RMCD-спектроскопия с параллельным оперативным контролем выполнения условия (6).

Пусть азимут α поляризатора остается прежним, а ось пропускания анализатора установим под углом $\gamma = 45^\circ$ относительно осей $\{x, y\}$ (скрестив с поляризатором). Интенсивность света, падающего на фотоприемник, определяется формулой [1, 5]:

$$I(t, \lambda) = I_0(\lambda) \left[1 + J_0(\delta_0) + \frac{\Delta R}{R} J_1(\delta_0) \sin(\omega_{\text{PEM}} t) + 2J_2(\delta_0) \cos(2\omega_{\text{PEM}} t) \right], \quad (8)$$

где J_0 и J_2 – функции Бесселя нулевого и второго порядков соответственно. За исключением дополнительного слагаемого $(\Delta R/R) J_1(\delta_0) \sin(\omega_{\text{PEM}} t)$, полученное соотношение совпадает с выражением для случая отражения света от идеальной зеркальной поверхности в отсутствие фазовой анизотропии [17]. Это обстоятельство позволяет проводить калибровку оптической схемы без замены образца на зеркало с использованием методов, представленных в работе [13]. Кроме того, при отсутствии инструментальных погрешностей

$$\frac{V_{2f}(\lambda)}{V_=(\lambda)} = \text{const}, \quad (9)$$

где $V_{2f}(\lambda)$ – амплитуда сигнала на второй гармонике. Следовательно, неизменность отношения (9) при сканировании по длинам волн влечет за собой автоматическое выполнение условия пропорциональности (6) в процессе RMCD-спектроскопии. Таким образом, в схеме измерения полярного эффекта Керра в скрещенных поляризаторах синхронная регистрация сигналов на частотах f_0 , f и $2f$ позволяет реализовать RMCD-спектроскопию с параллельным контролем соблюдения критерия (9), выполнение которого будет свидетельствовать о достоверности полученных результатов. Это упрощает организацию эксперимента и настройку измерительной системы.

Представленная методика RMCD-спектроскопии подразумевает использование в схеме измерения дополнительного LIA, необходимого для демодуляции сигнала $V_{2f}(\lambda)$. Однако можно применить упрощенную схему (рис. 1б): в заданном диапазоне сканирования ($\lambda_{\min}, \lambda_{\max}$) вначале измерять сигналы $V_=(\lambda)$ и $V_{2f}(\lambda)$ при развертке длины волны, например, в сторону меньших значений; в конце этих измерений проверить критерий (9), и при его выполнении записать RMCD-спектр при обратном ходе развертки по λ .

При такой последовательной схеме проведения измерений с использованием двух LIA возможна RMCD-спектроскопия без анализатора. В этом случае выражение (3) сохраняется [2], вместе с тем точность измерений повышается. Дей-

² Процесс калибровки, представленный в работах [1, 5], выполняется при введении в схему дополнительных оптических элементов, что усложняет процедуру настройки измерительной системы.

ствительно, при удалении анализатора из оптической схемы в два раза увеличивается интенсивность света, падающего на входное окно ФЭУ. Это особенно важно для тех областей спектра, где интенсивность монохроматического излучения сравнима с интенсивностью фонового излучения.

Проиллюстрируем работоспособность и эффективность предлагаемой методики результатами измерений спектра RMCD для ферромагнитного образца MnAs. Исследуемый образец размещался на поверхности SmCo-магнита, представляющего собой куб с длиной ребра 35 мм. Образец размещался в центре грани магнита, для которой вектор магнитной индукции \mathbf{B}_0 направлен нормально. Величина магнитного поля у поверхности грани равна 5.67 кГс. Все измерения проводились при комнатной температуре в автоматическом режиме.

Первичным источником излучения являлась галогенная лампа накаливания мощностью 150 Вт и напряжением накала 15 В. Источником монохроматического излучения служил монохроматор SPM-2, развертка которого по длинам волн и считывание меток шкалы были автоматизированы. Двойная модуляция интенсивности света была реализована с помощью оптического модулятора SR540 и фотоупругого модулятора PEM-100 с оптической головкой IFS50. В качестве поляризатора и анализатора использовались призмы Глана–Тейлора. В оптической схеме применялись линзы L_1 – L_3 из оптического стекла. Приемником оптического излучения служил ФЭУ Hamamatsu R374 с электрическим разъемом Hamamatsu D-Type Socket Assemblies E990-501.

Для измерения переменного фототока с выхода ФЭУ был изготовлен преобразователь ток–напряжение с коэффициентом преобразования $2 \cdot 10^4$ В/А и полосой пропускания 500 кГц на основе операционного усилителя AD8656. Демодуляция сигналов $V_=(\lambda)$ и либо $V_f(\lambda)$, либо $V_{2f}(\lambda)$ осуществлялась аналоговым фазочувствительным нановольтметром UNIPAN 232P и цифровым синхронным усилителем SR830 соответственно. Контроллер PEM-100 имеет два выхода для опорных каналов LIA: на частотах f и $2f$. Благодаря этому измерение сигналов $V_f(\lambda)$ и $V_{2f}(\lambda)$ выполнялось переключением входа опорного канала SR830 с одной частоты на другую. Для автоматизации измерений аналоговый выход UNIPAN 232P был соединен со входом цифрового мультиметра Keithley 2000. Программное обеспечение для управления измерительными приборами и устройствами сопряжения, а также для сбора и ввода в компьютер экспериментальных данных реализовано с помощью языка C++ в среде программирования Qt [18].

Вначале выполнялась проверка критерия (9) в области длин волн 400–800 нм. На рис. 2 приведены результаты измерений. Видно, что нормиро-

ванные на величины своих максимумов амплитуды $V_=(\lambda)$ и $V_{2f}(\lambda)$ совпадают, а эффективное относительное отклонение Δ_{dev} отношения (9) этих нормированных сигналов от единицы не превышает 2.5% во всем диапазоне длин волн. Отношение максимальных амплитуд $V_{2f}^{\max}/V_={\max} \approx 0.58$, что примерно на 18% выше, чем значение функции Бесселя J_2 при установленной амплитуде фазовой задержки $\delta_0 = 0.383\lambda$ ($J_2(\delta_0) \approx 0.49$). Для устранения этого расхождения обычно вводят поправочный коэффициент [1, 2, 5, 14], однако при RMCD-спектроскопии важна не амплитуда $\Delta R/R$, а энергетическое положение особых точек на спектральной кривой.

Интересно оценить влияние немонохроматичности светового пучка и погрешностей в настройке оптической схемы на величину Δ_{dev} . На рис. 3 приведены зависимости $\Delta_{dev}(\lambda)$ при различной ширине выходной щели d_{sl} монохроматора, а на рис. 4 – амплитуды $V_=(\lambda)$, $V_{2f}(\lambda)$ и эффективное относительное отклонение Δ_{dev} при отклонении азимута анализатора на 5° относительно его первоначального положения $\gamma = 45^\circ$. Согласно рис. 3, с уменьшением степени монохроматичности смещение кривых $\Delta_{dev}(\lambda)$ не слишком велико, при этом, как и на рис. 2, наблюдается хорошее совпадение нормированных кривых $V_=(\lambda)$ и $V_{2f}(\lambda)$ для всех значений d_{sl} . Небольшой рост значений Δ_{dev} в коротковолновой области обусловлен паразитным (рассеянным в монохроматоре) излучением. Действительно, интенсивность теплового излучения галогенной лампы резко падает при сканировании в ультрафиолетовой области спектра. Это приводит к уменьшению чувствительности электронной схемы даже при максимальном токовом режиме галогенной лампы (т.е. при токе накала $i_{gl} \approx 10$ А). С другой стороны, при использовании монохроматора с лампой накаливания в качестве источника излучения всегда возникает проблема рассеянного света, который “загрязняет” монохроматический пучок, выходящий из прибора. Количество рассеянного света может быть невелико, но при малых интенсивностях полезного светового сигнала эти небольшие “загрязнения” могут приводить к большим ошибкам измерений [19]. В этом случае для борьбы с рассеянным светом следует применять отсекающие светофильтры. Плавное нарастание Δ_{dev} в длинноволновой области также можно связать с рассеянным излучением, поскольку здесь падает чувствительность ФЭУ. Однако величина $\Delta_{dev} < 5\%$ ³ и хорошее совпадение нормированных спектральных

³ Производитель гарантирует точность калибровки PEM-100 ≤ 5% [13].

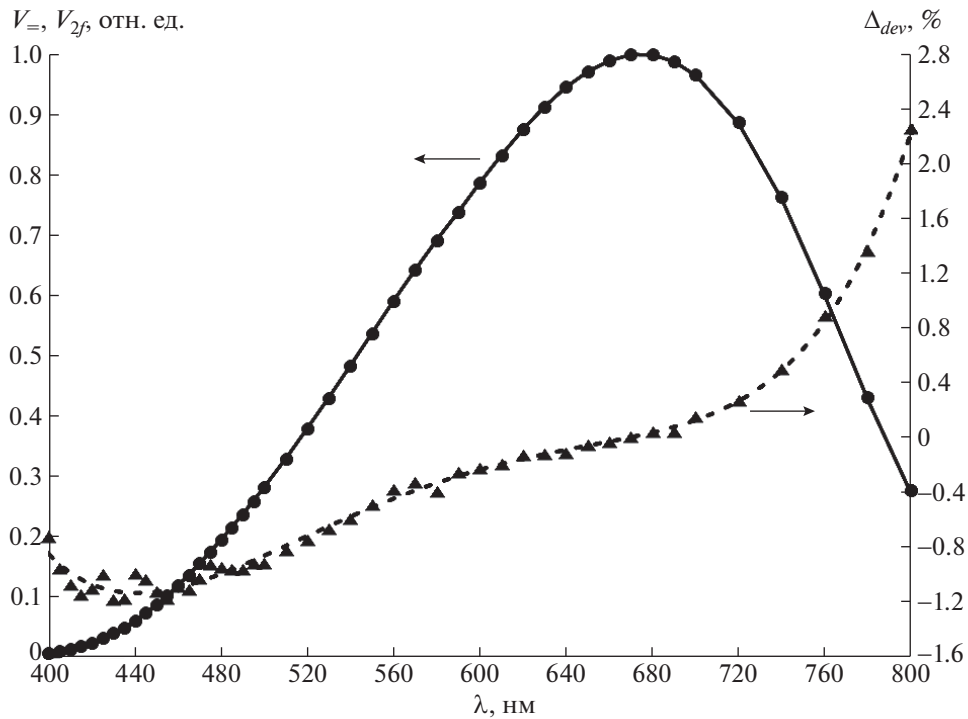


Рис. 2. Спектральные зависимости амплитуд сигналов $V_=(\lambda)$ (сплошная кривая) и $V_{2f}(\lambda)$ (круглые точки), нормированные на свои максимумы $V_=(\lambda) \approx 74.79$ мВ и $V_{2f}(\lambda) \approx 43.46$ мВ соответственно, а также зависимость эффективного относительного отклонения $\Delta_{dev}(\lambda) = (V_{2f}(\lambda)/V_=(\lambda))(V_=(\lambda)_{max}/V_{2f}(\lambda)_{max}) - 1$ (треугольные точки). Штриховая кривая – результат полиномиальной регрессии массива данных, представленных треугольными точками. Ток накала галогенной лампы $i_{gl} = 10.3$ А, напряжение на ФЭУ $V_{РМТ} \approx -923$ В, ширина входной/выходной щелей монохроматора $d_{sl} = 0.1$ мм, $f_0 = 227$ Гц, $\delta_0 = 0.383\lambda$ (при этом значении δ_0 функция Бесселя $J_0(\delta_0) = 0$ [15]).

кривых $V_=(\lambda)$ и $V_{2f}(\lambda)$ свидетельствуют в пользу выполнения критерия (9). Это обстоятельство позволяет без существенной потери точности измерений проводить RMCD-спектроскопию при больших значениях ширины щели d_{sl} в области длин волн, где мала интенсивность монохроматического излучения.

Иное поведение демонстрирует кривая $\Delta_{dev}(\lambda)$, полученная при нарушении взаимной ориентации поляризационных элементов оптической схемы (рис. 4). Несмотря на малое значение ширины входной/выходной щелей монохроматора ($d_{sl} = 0.1$ мм) и хорошее совпадение нормированных кривых $V_=(\lambda)$ и $V_{2f}(\lambda)$, наблюдается резкое нарастание Δ_{dev} на левом краю спектра, т.е. в области низкой интенсивности монохроматического света. Из сопоставления рис. 3 и 4 следует, что с ростом d_{sl} ожидается дальнейшее увеличение Δ_{dev} в этой области длин волн. Отсюда следует, что погрешности в настройке оптической схемы приводят к существенным ошибкам, особенно при малых интенсивностях светового потока $I(t, \lambda)$.

Влияние фонового излучения на степень достоверности результатов RMCD-спектроскопии оценивалось в области длин волн 360–400 нм, где интенсивность $I(t, \lambda)$ мала. Вначале без использования отсекающего светофильтра измерялись сигналы $V_=(\lambda)$ и $V_{2f}(\lambda)$ при следующих параметрах: $i_{gl} = 10.3$ А, $V_{РМТ} \approx -996$ В ($V_{РМТ}$ – напряжение на ФЭУ), $d_{sl} = 0.75$ мм, $f_0 = 227$ Гц, $\delta_0 = 0.383\lambda$. Результаты измерений представлены на рис. 5а. Далее непосредственно перед входным окном ФЭУ устанавливался отсекающий светофильтр УФС-6, а к выходу преобразователя ток–напряжение подключался предусилитель SR552 с коэффициентом усиления $G = 100$. После этого проводились повторные измерения при $i_{gl} = 9.7$ А, $V_{РМТ} \approx -968$ В, $d_{sl} = 0.7$ мм, $f_0 = 227$ Гц и $\delta_0 = 0.383\lambda$ (рис. 5б). С уменьшением длины волны интенсивность монохроматического излучения падает (рис. 5а). Поскольку при изменении λ фоновое излучение не меняется, значительное увеличение отклонения Δ_{dev} при сканировании в коротковол-

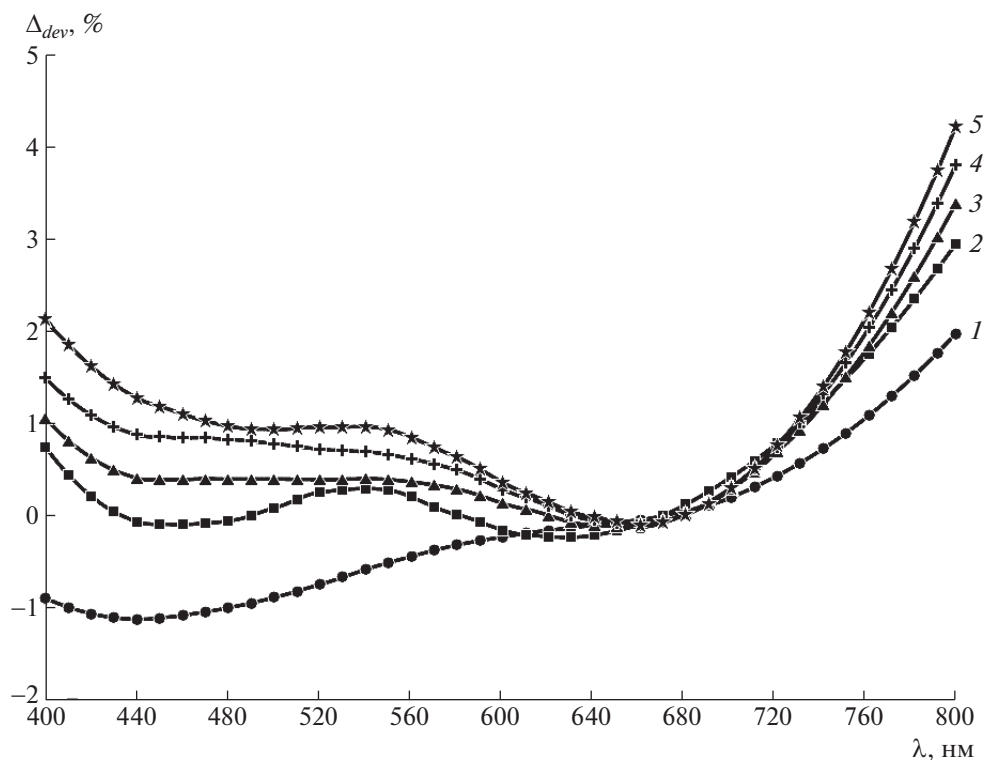


Рис. 3. Влияние степени монохроматичности светового пучка на спектральную зависимость $\Delta_{dev}(\lambda)$ при различных значениях d_{sl} : 0.1 (1), 0.2 (2), 0.3 (3), 0.4 (4), 0.5 мм (5). Кривая 1 соответствует $\Delta_{dev}(\lambda)$ на рис. 2. Для остальных кривых параметры i_{gl} и V_{PMT} подбирались из условия $0.3 \leq V_{=}^{max} \leq 0.4$ В.

новую область обусловлено рассеянным светом. Использование отсекающего светофильтра уменьшает влияние фоновой подсветки. Изменение отклонения $\Delta_{dev}(\lambda)$ мало во всем диапазоне измерений за исключением краевых точек (рис. 5б).

Измерения RMCD-спектра проводились без использования анализатора, при этом область измерений была разбита на три поддиапазона: 360–400 нм (коротковолновый), 400–500 нм (средний) и 500–800 нм (длинноволновый). С целью обеспечения максимальной чувствительности измерений для каждого поддиапазона выбирались свои значения тока i_{gl} лампы накаливания и напряжения V_{PMT} на ФЭУ. Для среднего поддиапазона эти параметры были таковы: $i_{gl} = 9.9$ А, $V_{PMT} \approx -865$ В. Для длинноволнового поддиапазона $i_{gl} = 7.7$ А, $V_{PMT} \approx -833$ В. Ширина щелей для обоих поддиапазонов $d_{sl} = 0.2$ мм. Измерения RMCD-спектра в коротковолновом диапазоне были выполнены без применения отсекающего светофильтра и со светофильтром УФС-6. В отсутствие светофильтра измерения проводились в диапазоне длин волн 360–400 нм при $i_{gl} = 10.2$ А,

$V_{PMT} \approx -990$ В, $d_{sl} = 0.75$ мм. Эксперимент с отсекающим светофильтром был выполнен в диапазоне 364–395 нм при $i_{gl} = 9.8$ А, $V_{PMT} \approx -994$ В, $d_{sl} = 0.7$ мм. При этом для увеличения чувствительности использовался предусилитель SR552 с коэффициентом усиления $G = 100$, который подключался к выходу преобразователя ток–напряжение. Остальные параметры для всех поддиапазонов были постоянными: $f_0 = 227$ Гц, $\delta_0 = 0.293\lambda$ (значение, соответствующее максимуму функции Бесселя $J_1(\delta_0)$ [2]).

Результаты измерений объединялись в два массива присоединением к среднему и длинноволновому спектрам соответствующих спектров для коротковолновых поддиапазонов 360–400 нм и 364–395 нм. На рис. 6 представлена зависимость величины $\Delta R/R$ от энергии фотонов для тестового образца MnAs. Выполнение критерия (9) в диапазоне длин волн 400–800 нм (рис. 3) свидетельствует о достоверности результатов RMCD-спектроскопии в области малых и промежуточных энергий фотонов. Качественное согласие с опубликованными RMCD-спектрами MnAs [20] подтверждает этот вывод.

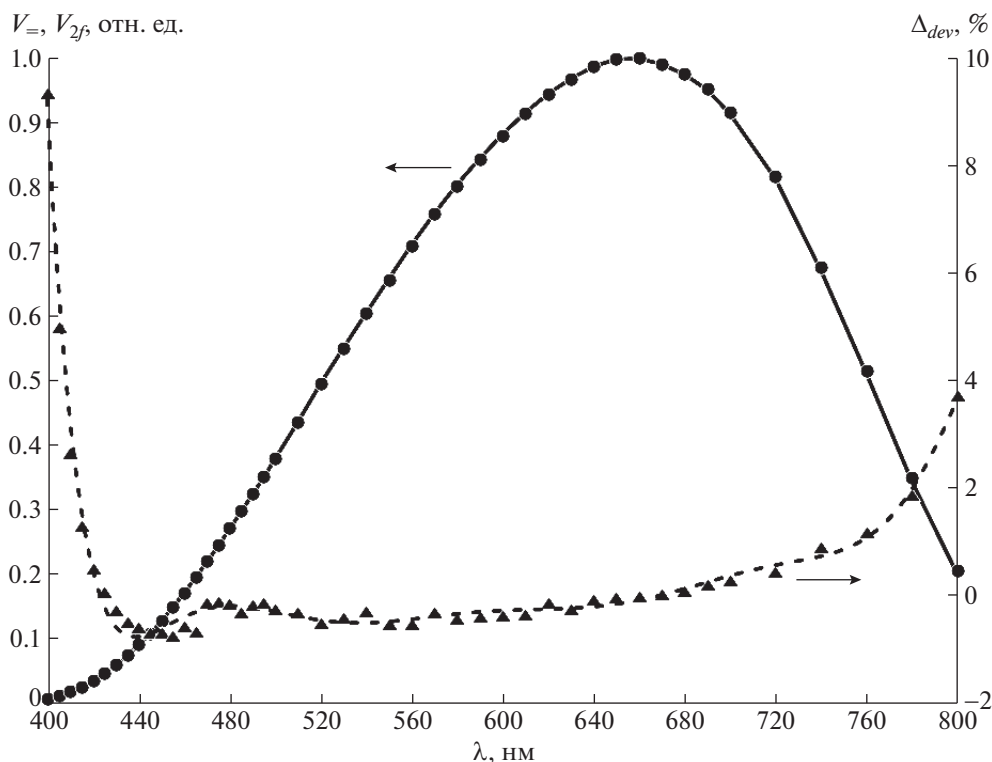


Рис. 4. Влияние погрешности в настройке оптической схемы на степень достоверности результатов RMCD-спектроскопии: сплошная кривая – нормированная на величину $V_{\pm}^{\max} = 0.179$ В зависимость $V_{\pm}(\lambda)$; круглые точки – нормированная на величину $V_{2f}^{\max} = 0.108$ В зависимость $V_{2f}(\lambda)$; треугольные точки – зависимость $\Delta_{dev}(\lambda)$; штриховая кривая – результат полиномиальной регрессии массива данных, представленных треугольными точками. $i_{gl} = 10.3$ А, $V_{PMT} = -923$ В, $d_{sl} = 0.1$ мм.

В высокоэнергетической области RMCD-спектр, полученный без отсекающего светофильтра, обнаруживает резкий спад с ростом энергии фотонов. В спектре, записанном с использованием отсекающего светофильтра, с ростом энергии фотонов RMCD-сигнал монотонно растет, что согласуется с данными работы [20]. Следовательно, спад спектральной характеристики в высокоэнергетической области спектра (штриховая кривая на рис. 6) обусловлен рассеянным светом. Согласно данным эксперимента, представленным на рис. 5а, такой спад можно было ожидать в области длин волн $\lambda \leq 380$ нм (на рис. 6 начало этой области отмечено стрелкой). Более раннее падение RMCD-сигнала можно связать с меньшей чувствительностью схемы измерения амплитуды V_f по сравнению со схемой измерения V_{2f} (см. соотношения (3) и (8)).

Повысить чувствительность и точность измерений можно, поддерживая постоянной амплитуду $i_{ph}(\lambda)$ переменного фототока [5, 6, 10]. В коротковолновой области, чтобы увеличить чув-

ствительность и расширить диапазон измерений, используют кварцевую оптику, а в качестве источника излучения – ксеноновые или дейтериевые лампы [5, 6, 14, 15]. Отметим, что при необходимости из данных RMCD-спектроскопии $(\Delta R/R)(\lambda)$, воспользовавшись дисперсионным соотношением, можно восстановить спектральную зависимость разности фаз $\Delta\psi(\lambda)$ [21].

Таким образом, измерение амплитуд V_{\pm} и V_{2f} в скрещенных поляризаторах позволяет осуществлять оперативный контроль достоверности результатов RMCD-спектроскопии: постоянство отношения V_{2f}/V_{\pm} во всем спектральном диапазоне является свидетельством пропорциональности величин V_f/V_{\pm} и $\Delta R/R$. На примере измерений спектральных зависимостей $V_{\pm}(\lambda)$ и $V_{2f}(\lambda)$ для ферромагнитного образца MnAs проведен подробный анализ факторов, влияющих на точность и чувствительность методики RMCD-спектроскопии. Приведенные примеры тестовых измерений демонстрируют возможность предлагаемой методики оперативно выявлять инструментальные погреш-

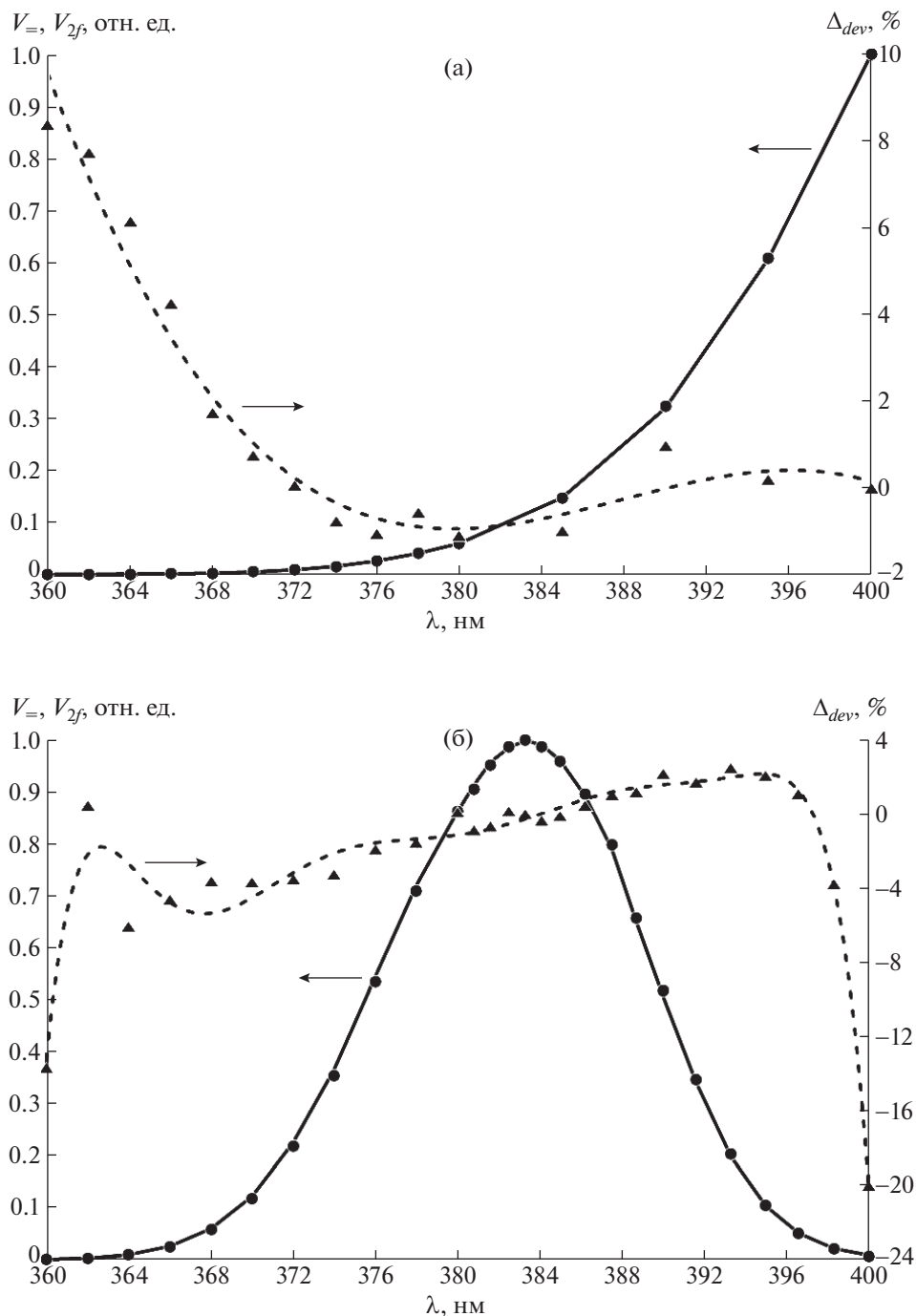


Рис. 5. Влияние рассеянного света на результаты RMCD-спектроскопии: сплошная кривая – нормированная на величину V_{\pm}^{\max} зависимость $V_{\pm}(\lambda)$; круглые точки – нормированная на величину V_{2f}^{\max} зависимость $V_{2f}(\lambda)$; треугольные точки – зависимость $\Delta_{dev}(\lambda)$; штриховая кривая – результат полиномиальной регрессии массива данных, представленных треугольными точками. Зависимости получены при следующих параметрах: **а** – $V_{\pm}^{\max} = 0.388$ В, $V_{2f}^{\max} = 0.237$ В, $i_{gl} = 10.3$ А, $V_{PMT} = -996$ В, $d_{sl} = 0.75$ мм; **б** – $V_{\pm}^{\max} = 0.259$ В, $V_{2f}^{\max} = 0.143$ В, $i_{gl} = 9.7$ А, $V_{PMT} = -968$ В, $d_{sl} = 0.7$ мм.

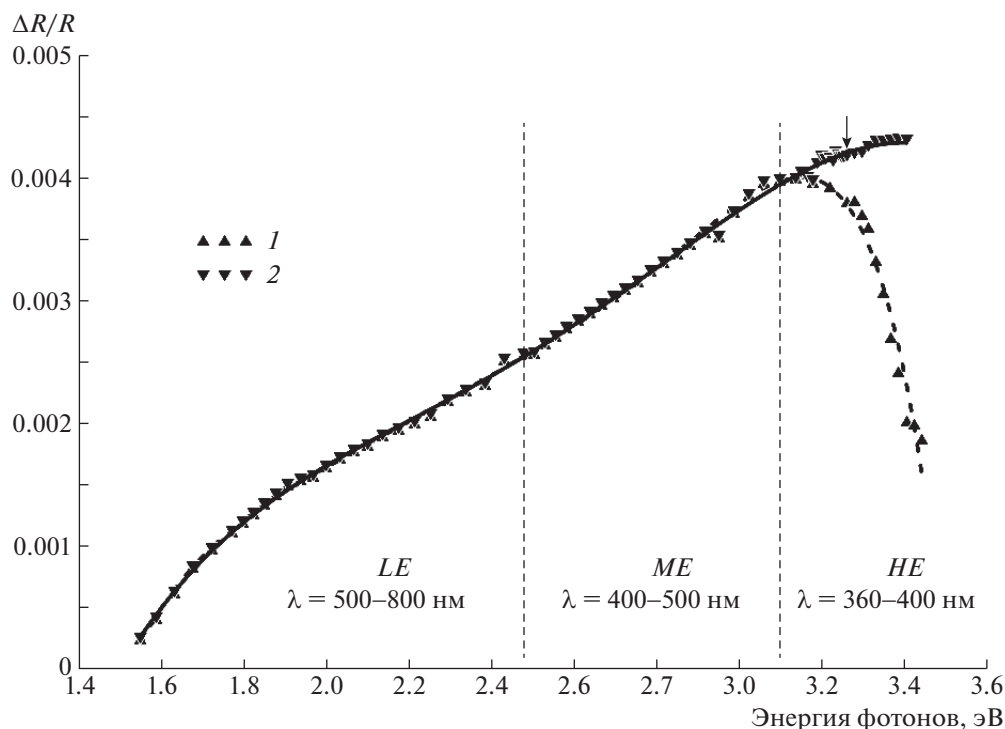


Рис. 6. Спектр RMCD. Вертикальными штриховыми линиями выделены три области измерений: *LE* – низкоэнергетическая, отвечающая длинноволновому поддиапазону ($\lambda = 500\text{--}800$ нм), *ME* – область промежуточных энергий ($\lambda = 400\text{--}500$ нм) и *HE* – высокоэнергетическая область ($\lambda = 360\text{--}400$ нм). 1 – объединение массива данных *LE*- и *ME*-областей с данными *HE*-области, полученными при измерениях без использования отсекающего светофильтра; 2 – объединение массива данных *LE*- и *ME*-областей с данными *HE*-области, полученными с отсекающим светофильтром; штриховая и сплошная кривые – результаты полиномиальной регрессии массивов данных, представленных точками 1 и 2 соответственно.

ности, приводящие к искажению формы регистрируемого спектра RMCD. При малых интенсивностях исследуемого светового сигнала основной вклад в искажение формы спектральной кривой дает фоновое излучение.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны Л.Л. Голику за полезные обсуждения и участие в создании экспериментальной установки.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sato K. // Jpn. J. Appl. Phys. 1981. V. 20. № 12. P. 2403.
2. Martens J.W.D., Peeters W.L., Nederpel P.Q.J., Erman M. // J. Appl. Phys. 1984. V. 55. № 4. P. 1100.
3. Sun C., Kono J., Cho Y.-H., Wójcik A.K., Belyanin A., Munekata H. // Phys. Rev. 2011. V. B83. № 12.

P. 125206.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.83.125206>

4. Arora A., Ghosh S., Sugunakar V. // Rev. Sci. Instrum. 2011. V. 82. № 12. P. 123903.
<https://doi.org/10.1063/1.3669782>
5. Sato K., Hongu H., Ikekame H., Tosaka Y., Watanabe M., Takanashi K., Fujimori H. // Jpn. J. Appl. Phys. 1993. V. 32. Pt. 1. № 2. P. 989.
<https://doi.org/10.1143/JJAP.32.989>
6. Jaspersen S.N., Schnatterly S.E. // Rev. Sci. Instrum. 1969. V. 40. № 6. P. 761.
7. Соколов А.В. Оптические свойства металлов. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит-ры, 1961.
8. Mansuripur M., Zhou F., Erwin J.K. // Appl. Opt. 1990. V. 29. № 9. P. 1308.
9. Hips K.W., Crosby G.A. // J. Phys. Chem. 1979. V. 83. № 5. P. 555.
10. Drake A.F. // J. Phys. E: Sci. Instrum. 1986. V. 19. № 3. P. 170.
11. Oakberg T.C., Bryan A.J. // Proc. SPIE. 2002. V. 4819. P. 98.
<https://doi.org/10.1117/12.450859>
12. Photomultiplier Tubes. Basics and Applications. Third Edition. Hamamatsu Photonics K.K., Electron Tube Division, 2006.

13. PEM-100 Photoelastic Modulator User Manual. Hinds Instruments, Inc. <http://www.hindsinstruments.com>
14. *Van Drent W.P., Suzuki T.* // J. Magn. Magn. Mater. 1997. V. 175. № 1–2. P. 53. [https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(97\)00227-8](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(97)00227-8)
15. *Van Drent W.P., Suzuki T.* // IEEE Trans. Magn. 1997. V. 33. № 5. P. 3223. <https://doi.org/10.1109/20.617898>
16. *Postava K., Maziewski A., Yamaguchi T., Ossikovski R., Višňovský Š., Pištora J.* // Opt. Express. 2004. V. 12. № 24. P. 6040. <https://doi.org/10.1364/OPEX.12.006040>
17. *Ищенко Е.Ф., Соколов А.Л.* Поляризационная оптика. М.: Физматлит, 2019.
18. *Шлее М.* Qt 5.3. Профессиональное программирование на C++. СПб.: БХВ-Петербург, 2015.
19. *Топорец А.С.* Монохроматоры. М.: Гос. изд-во технико-теоретич. лит-ры, 1955.
20. *Nazmul A.M., Shimizu H.* // J. Appl. Phys. 2000. V. 87. № 9. P. 6791. <https://doi.org/10.1063/1.372843>
21. *Sato K., Teranishi T.* // J. Magn. Magn. Mater. 1983. V. 31–34. Pt. 1. P. 333.