

УЧРЕЖДЕНИЕ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
КАЗАНСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
им. Е.К. ЗАВОЙСКОГО
КАЗАНСКОГО НАУЧНОГО ЦЕНТРА РАН

На правах рукописи

Коновалов Дмитрий Александрович

**АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ СКАНИРУЮЩИЙ
МАГНИТОПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС**

Специальность 05.11.13. – «Приборы и методы контроля природной среды,
веществ, материалов и изделий»

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени кандидата технических наук

Научный руководитель –
доктор физико-математических наук,
профессор Петухов В.Ю.

Казань – 2011

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ.....	14
1.1. Современные методы исследования локальных магнитных свойств тонких плёнок и наноструктур.	14
1.1.1. Сканирующая электронная микроскопия с поляризационным анализом.....	14
1.1.2. Сканирующая зондовая микроскопия.	15
1.1.3. Метод на основе эффекта рассеяния света Мандельштама – Бриллюэна.....	18
1.1.4. СКВИД-магнитометрия.	18
1.1.5. Метод ферромагнитного резонанса в тонких плёнках.	19
1.1.6. Метод на основе магнитооптического эффекта Керра.	19
1.2. Магнитооптические явления и их природа.	22
1.3. Выводы.....	27
ГЛАВА 2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ТОКНИХ ПЛЁНОК НА ОСНОВЕ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА КЕРРА	29
2.1. Методика исследования распределения локальных магнитных свойств по поверхности.....	29
2.1.1. Магнитная анизотропия тонких магнитных плёнок.	29
2.1.2. Методика определения локальных магнитных параметров плёнки и их распределения по поверхности.	31
2.1.3. Способ представления результатов исследования.....	31
2.2. Функциональная схема.....	31
2.3. Концепция.....	33

2.4.	Оптическая система	34
2.5.	Модель магнитополяриметра и оценка степени искажения формы петли гистерезиса	38
2.6.	Выделение МО-сигнала от одной составляющей намагниченности	43
2.7.	Выводы.....	44
ГЛАВА 3. КОНСТРУКЦИЯ АВТОМАТИЗИРОВАННОГО МАГНИТОПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА		45
3.1.	Блок-схема магнитополяриметра	45
3.2.	Система фокусировки лазерного луча	46
3.3.	Система намагничивания образца	47
3.4.	Система позиционирования образца	55
3.5.	Детекторы – основной и опорный.....	57
3.6.	Модулятор «Ячейка Фарадея».....	59
3.7.	Основные технические характеристики и особенности АМК. ...	60
3.8.	Выводы.....	62
ГЛАВА 4. ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС АВТОМАТИЗИРОВАННОГО МАГНИТОПОЛЯРИМЕТРА		63
4.1.	Среда программирования.....	63
4.2.	Измерительный программный комплекс.	64
4.2.1.	Режим статического намагничивания	64
4.2.2.	Режим динамического намагничивания.....	66
4.2.3.	Алгоритм исследования образца	68
4.2.4.	Интерфейс измерительного программного комплекса.	71
4.3.	Вычислительный программный комплекс	73

4.3.1. Алгоритм обработки результатов исследования	73
4.3.2. Интерфейс модуля обработки результатов сканирования.	76
4.4. Выводы.....	77
ГЛАВА 5. ИЗУЧЕНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ТОНКИХ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПЛЁНОК.....	78
5.1. Метрологические характеристики АМК	78
5.1.1. Форма и размер лазерного пятна.	78
5.1.2. Измерение магнитного поля.....	80
5.1.3. Юстировка начального положения образца	80
5.1.4. Точность позиционирования образца.....	83
5.1.5. Погрешности установки образца.	84
5.2. Исследование локальных магнитных свойств тонких слоёв, полученных методом ионно-лучевого синтеза	85
5.2.1. Методика ионно-лучевого синтеза ферромагнитных слоёв. .	85
5.2.2. Результаты магнитооптического исследования ионно- синтезированных ферромагнитных слоёв.	86
5.3. Сравнительные измерения.	90
5.3.1. Методика проведения сравнительных измерений.	90
5.3.2. Результаты сравнительных измерений.....	91
5.4. Оценка чувствительности АМК.	93
5.5. Выводы.....	93
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	94
ПРИЛОЖЕНИЕ 1	95
СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА.....	108
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	109

МО-измерения очень хорошо дополняют метод MFM. В работе [62] с помощью МОКЕ определяют вид анизотропии образца магнитной плёнки и направление ОЛН. На основе этой информации выбирается направление внешнего магнитного поля при получении изображения MFM. По петлям гистерезиса, полученным МО-методом, выполняется калибровка шкалы интенсивности MFM. В работах [63, 64, 65] МОКЕ используется наряду с MFM и служит для регистрации петель гистерезиса.

1.2. Магнитооптические явления и их природа.

Для того чтобы понять область применимости магнитооптических методов и их место среди других методов измерения магнитных свойств, необходимо рассмотреть МО-явления и современные представления об их природе более подробно.

Во многих веществах наблюдается естественное вращение плоскости поляризации света. Такие среды называются гиротропными. Если среда оптически изотропна, то необходимая для вращения плоскости поляризации анизотропия может быть искусственно вызвана наложением магнитного поля. Среда со спонтанной намагниченностью является оптически анизотропной. Кроме анизотропии, вызванной намагниченностью, кристаллические тела обладают оптической анизотропией, связанной с симметрией кристалла. В связи с этим магнитные гиротропные среды делятся на два класса: анизотропные и изотропные.

МО-явления по способу наблюдения можно разбить на две главные группы: 1) эффект Фарадея и 2) эффект Керра.

Под эффектом Фарадея понимают вращение плоскости поляризации и одновременное возникновение эллиптичности при прохождении первоначально линейно поляризованного света через намагниченную среду.

Под эффектом Керра понимают влияние намагниченности ферромагнитного зеркала на состояние поляризации отражённого от его поверхности света. Влияние намагниченности на отражённый свет существенно

зависит от геометрического расположения поверхности зеркала, плоскости падения и направления вектора намагниченности J . Общий случай сводится к трём основным, отличающимся расположением вектора намагниченности, а именно: 1) полярное намагничивание, при котором вектор намагниченности перпендикулярен к плоскости зеркала, но параллелен плоскости падения; 2) меридиональное намагничивание, при котором вектор намагниченности параллелен как поверхности зеркала, так и плоскости падения; 3) экваториальное намагничивание, при котором вектор намагниченности параллелен поверхности зеркала, но перпендикулярен к плоскости падения.

Соответственно этому различают полярный, меридиональный и экваториальный эффекты Керра (Рис. 1-2). Полярный и меридиональный эффекты заключаются во вращении плоскости поляризации и появлении эллиптичности при отражении линейно поляризованного света от поверхности образца. Эти эффекты образуют группу продольных МО-эффектов. Экваториальный эффект Керра может наблюдаться лишь в поглощающих материалах. Он проявляется в изменении интенсивности и сдвиге фазы линейно поляризованного света, отражённого намагниченной поверхностью. Все разновидности эффектов Керра являются линейными по намагниченности.

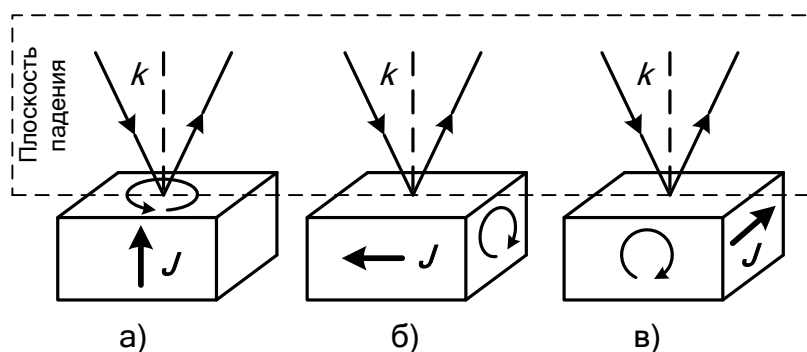


Рис. 1-2 Магнитооптические эффекты Керра, возникающие при отражении света от поверхности намагниченного вещества: полярный (а), меридиональный (б), экваториальный (в)

В макроскопической теории МО-явлений конкретные свойства материальной среды задаются видом тензоров $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$. Для общего описания МО-

эффектов в средах со спонтанной намагниченностью исходят из уравнений Максвелла и связи между напряжённостью и индукцией электрического и магнитного поля световой волны [66]:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}; & \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \\ \mathbf{D} &= \varepsilon_0 \hat{\varepsilon} \mathbf{E}; & \mathbf{B} &= \mu_0 \hat{\mu} \mathbf{H}, \end{aligned}$$

где $\hat{\varepsilon}$ и $\hat{\mu}$ — тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости намагниченной среды, обладающей цилиндрической симметрией в случае, если намагниченность расположена вдоль направления распространения света (например, в кубическом кристалле):

$$\hat{\varepsilon} = \begin{vmatrix} \varepsilon & -i\varepsilon Q & 0 \\ i\varepsilon Q & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_0^* \end{vmatrix}; \quad \hat{\mu} = \begin{vmatrix} \mu & -i\mu M & 0 \\ i\mu M & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0^* \end{vmatrix},$$

где Q и M — первый и второй комплексные МО-параметры, модули которых пропорциональны $\mathbf{H}$ или $\mathbf{J}$, а фаза меняется на π радиан при изменении направления $\mathbf{H}$ или $\mathbf{J}$ на противоположное; ε_0^* , μ_0^* — диэлектрическая и магнитная комплексные проницаемости при отсутствии $\mathbf{H}$ и $\mathbf{J}$; $\varepsilon = \varepsilon_0^*(1 + f_1 Q^2)$, $\mu = \mu_0^*(1 + f_2 M^2)$ — диагональные компоненты тензора диэлектрической и магнитной проницаемости в присутствии векторов $\mathbf{H}$ или $\mathbf{J}$.

При намагниченности, равной нулю, недиагональные компоненты тензоров обращаются в нуль, $\varepsilon = \varepsilon_0^*$, $\mu = \mu_0^*$, и среда становится изотропной. В общем случае $\varepsilon = \varepsilon' - i4\pi\sigma/\omega$, т. е. $\mathbf{D}$ и $\mathbf{E}$ могут находиться в различных фазах, иными словами, на данной частоте ω при наблюдении МО-эффекта имеется поглощение света, связанное с электрической проводимостью σ среды. Здесь ε' — действительная часть диэлектрической проницаемости.

В видимом и ультрафиолетовом диапазоне частот гиротропия обусловлена отличием от нуля недиагональных компонент $\hat{\varepsilon}$, т. е. $Q \neq 0$, а в диапазоне сверхвысоких частот, где становятся заметными спиновые резонансные эффекты, — отличием от нуля недиагональных компонент $\hat{\mu}$. В

соответствии с этим в первом случае гиротропная среда называется гироэлектрической, а во втором — гиромагнитной. Существуют среды, в которых на определенных частотах гиротропия определяется тензорами $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$ приблизительно в равной степени. Такие среды носят название бигиротропных.

МО-эффекты зависят от параметров Q и M материала, показателей поглощения и преломления образца и прилегающих к нему сред, а также от угла падения на образец потока излучения и азимута его плоскости поляризации.

Электронная теория МО-эффектов основывается на трактовке явления Зеемана. При помещении материала в магнитное поле каждый уровень энергии расщепляется на два близко расположенных уровня, поскольку спин электрона может быть параллелен полю либо направлен противоположно ему. По аналогии с эффектом Зеемана линия поглощения в присутствии магнитного поля также расщепляется спин-орбитальным взаимодействием на две близко расположенные линии (Рис. 1-3 а).

В твёрдых телах показатель преломления, как правило, монотонно возрастает с увеличением частоты света. Однако в окрестности линии поглощения такая монотонность нарушается. В магнитном поле в силу расщепления линии поглощения спектральные зависимости показателя преломления для лево- (n^-) и правополяризованного (n^+) по кругу света оказываются смещёнными относительно друг друга (Рис. 1-3 б). Действительная часть разности $n^+ - n^-$ (Рис. 1-3 в) вызывает фарадеевское вращение плоскости поляризации линейно поляризованного света. Поскольку поглощение для лево- и правополяризованного по кругу света, как правило, неодинаково, амплитуды этих компонентов на выходе также неодинаковы. В связи с этим фарадеевское вращение обычно сопровождается фарадеевской эллиптичностью.

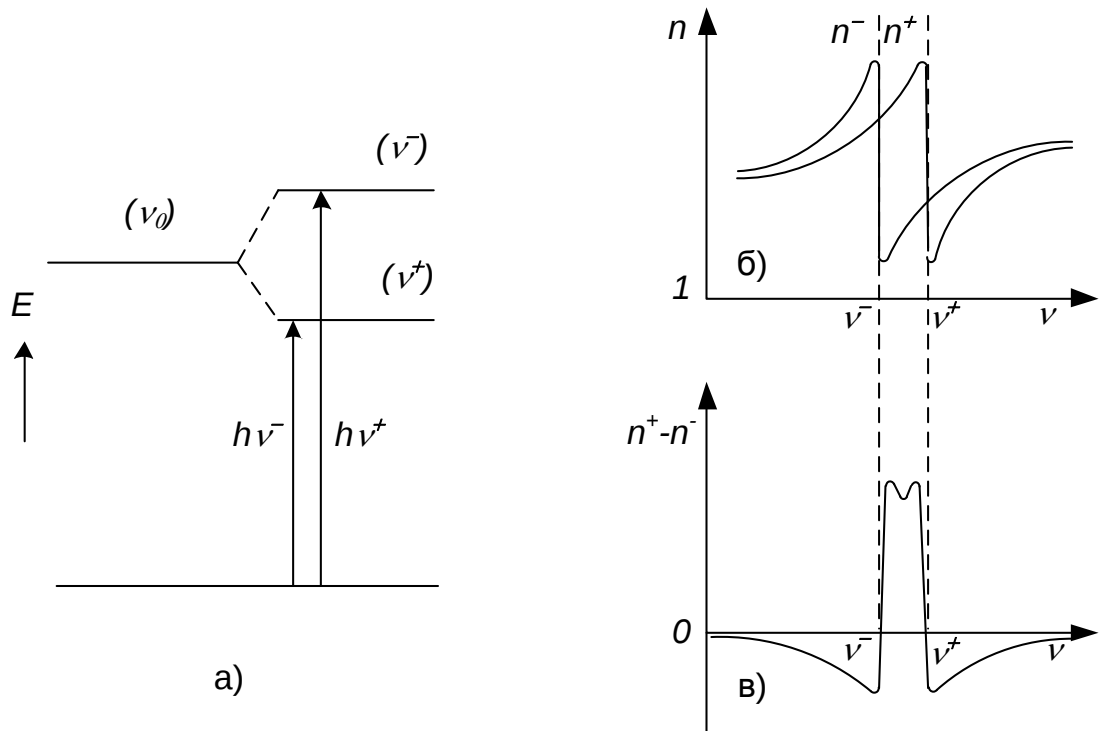


Рис. 1-3 К природе эффекта Фарадея:

а – диаграмма энергетических уровней (слева без магнитного поля, справа в присутствии магнитного поля); б – спектральная зависимость показателей преломления n^+ и n^- для лево- и правополяризованного по кругу света; в – разность между спектрами n^+ и n^- , определяющая эффект Фарадея.

Квантово-механическое объяснение МО-эффектов учитывает как обменное взаимодействие между электронами, так и влияние спин-орбитальной связи. Исследуя представление спонтанно намагниченной среды в виде многоэлектронной (s—d-обменной) модели, Вонсовский и Соколов [67] рассмотрели МО-явления для проводящих и диэлектрических сред. Они показали, что МО-угол поворота плоскости поляризации φ и МО-эллиптичность ψ отражённого и проходящего света пропорциональны результирующей намагниченности J . Коэффициенты пропорциональности являются функциями спонтанной намагниченности J_s , температуры и длины волны света λ . В материалах со спонтанной намагниченностью энергии уровней,

соответствующие возбуждению электрона под действием противоположно поляризованных по кругу волн света, несколько различаются вследствие спин-орбитального взаимодействия. Учитывая влияние спин-орбитального взаимодействия на волновые функция электронов, Argyres [68], используя зонную (одноэлектронную) модель, получил выражение для недиагональной компоненты тензора комплексной световой проводимости σ , входящей в $\hat{\epsilon}$. Теория дала правильную оценку порядка величины МО-эффектов и объяснила их пропорциональность результирующей $\mathbf{J}$.

1.3. Выводы

В настоящее время сформирован обширный класс методов изучения локальных магнитных свойств тонких плёнок и низкоразмерных структур, каждый из которых имеет свои плюсы и минусы. Среди них МО-методы являются мощным, хорошо развитым и изученным средством с локальностью порядка длины волны оптического излучения.

Важнейшими характеристиками, непосредственно определяемыми с помощью МО-средств, являются зависимости угла вращения плоскости поляризации света, эллиптичности, относительного изменения интенсивности света от напряжённости магнитного поля, длины волны света, температуры, химического состава материала, угла падения света на образец. Путём обработки кривых намагничивания и перемангничивания можно определить величину поля анизотропии, коэффициенты прямоугольности и квадратности статической петли гистерезиса, динамические характеристики (скорость перемангничивания, подвижность доменных границ, магнитную вязкость), температуры магнитных фазовых переходов (точки Кюри и Нееля, точку компенсации); магнитную неоднородность, характеризуемую амплитудной (по значению энергии анизотропии) и угловой (по отклонению локальной оси лёгкого намагничивания от средней оси лёгкого намагничивания образца) дисперсией анизотропии, эффективную намагничённость насыщения и т. д. [69]

МО-методы очень хорошо подходят для исследования магнитных свойств тонких плёнок и слоёв. Применяя фокусировку зондирующего луча можно достигнуть чувствительности к магнитному моменту сравнимой со СКВИД [15]. При этом совершенно отсутствует влияние объёма образца на измеряемую величину.

МО-метод является эффективным, дешёвым методом, с относительно малым временем для проведения измерений.

Обобщая вышесказанное, можно заключить, что одним из наиболее перспективных методов для исследования низкоразмерных структур является МО-метод. Разработка и конструирование приборов, а также методик для изучения тонких плёнок и наноструктур является в настоящее время одной из актуальных задач как науки, так и материаловедения. Решению этой задачи и посвящена настоящая работа.

ГЛАВА 2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ТОКНИХ ПЛЁНОК НА ОСНОВЕ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА КЕРРА

В данной главе: предложена методика исследования распределения локальных магнитных свойств по поверхности; определены концепция построения и функциональная схема прибора, реализующего предложенную методику; обоснован выбор оптической схемы и конструктивной основы магнитополяриметрического комплекса; численным методом на базе матричной модели магнитополяриметра проведена оценка точности регистрации петель гистерезиса в режиме измерения интенсивности оптического излучения по схеме поляризатор – образец – анализатор; на основе анализа литературных источников определены условия выделения нужного МО-эффекта Керра.

2.1. Методика исследования распределения локальных магнитных свойств по поверхности [А3]

В рамках данной работы предложены и реализованы методика исследования распределения локальных магнитных свойств по поверхности, путём сканирования с азимутальным вращением, с одновременным получением кривых намагничивания и способ представления результатов исследования в виде топограмм азимутальных зависимостей параметров петель гистерезиса.

2.1.1. Магнитная анизотропия тонких магнитных плёнок.

Анизотропия является важнейшим свойством ферромагнитных материалов и оказывает существенное влияние на процессы перемагничивания, коэрцитивную силу и другие физические характеристики плёнок.

Плёнки можно рассматривать как образцы, обладающие двумерной геометрией, т.е. малым отношением толщины плёнки к её линейным размерам. При этом энергетически выгодным становится состояние плёнки, при котором

векторы намагниченности при отсутствии внешнего магнитного поля лежат в плоскости плёнки. Благодаря этому для намагничивания плёнки в её плоскости необходимо приложить магнитное поле, значение напряжённости которого значительно меньше, чем для случая, когда плёнка намагничивается по нормали к её плоскости. Таким образом, специфика геометрической формы плёнки приводит к образованию анизотропии формы. В плёнках наряду с анизотропией формы существуют и другие виды анизотропии. На анизотропию влияют различные факторы: кристаллическая структура плёнки, упругие напряжения, преимущественная ориентация пар атомов определённого сорта. Если к плёнке в процессе её формирования приложить магнитное поле, то в ней возникнет одноосная магнитная анизотропия. В плоскости плёнки становится энергетически выгодной ориентация векторов намагниченности, при которой намагниченность плёнки направлена вдоль одного преимущественного направления. Ось, совпадающая с этим направлением, называется осью лёгкого намагничивания (ОЛН). Кристаллическая структура подложки может стать причиной формирования нескольких ОЛН. Если регистрировать кривые намагничивания, перемагничивая образец в направлении ОЛН, то наблюдается прямоугольная петля гистерезиса (Рис. 2-1а, кривая 90°).

При отклонении магнитного момента намагниченной плёнки от ОЛН её энергия возрастает. Изменение энергии E плёнки при отклонении намагниченности от ОЛН [70]

$$E = VK_u \sin \varphi,$$

где E – энергия анизотропии, V – объём плёнки, K_u – среднее значение константы анизотропии, φ – угол между направлением намагниченности и ОЛН. Ось, перпендикулярная ОЛН ($\varphi = 90^\circ$), называется осью трудного намагничивания (ОТН). При ориентации векторов намагниченности вдоль ОТН, энергия одноосной анизотропии максимальна. Если регистрировать кривые намагничивания, перемагничивая образец в направлении ОТН, то наблюдается безгистерезисная кривая (Рис. 2-1а, кривая 0°).

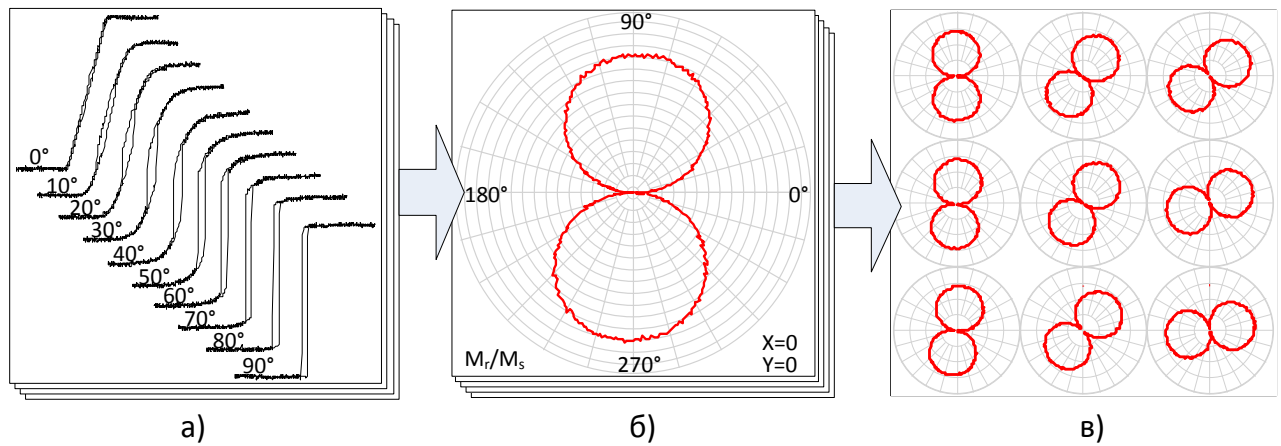


Рис. 2-1 Методика исследования распределения локальных магнитных свойств по поверхности.

2.1.2. Методика определения локальных магнитных параметров плёнки и их распределения по поверхности.

В равноудалённых точках поверхности образца в пределах области сканирования регистрируются петли гистерезиса (Рис. 2-1 а). Такое сканирование производится многократно при изменении азимутального положения образца от 0 до 360° относительно плоскости падения зондирующего луча лазера и внешнего магнитного поля.

2.1.3. Способ представления результатов исследования

В процессе обработки полученного массива данных для каждой точки области сканирования строятся угловые (азимутальные) зависимости параметров петель гистерезиса (Рис. 2-1 б). Затем строится карта распределения этих зависимостей – топограмма (Рис. 2-1 в). Изучая топограммы, можно определить степень и характер локальной магнитной анизотропии, поведение направлений ОЛН и величины коэрцитивной силы.

2.2. Функциональная схема

Предложенная методика исследования и физические принципы МО-методов подразумевают наличие следующих функциональных узлов созданного автоматизированного магнитополяриметрического комплекса

(АМК) (Рис. 2-2). Оптическая поляризационная система служит для получения линейно поляризованного пучка света и регистрации результата воздействия на него объекта исследования. Она включает в себя источник оптического излучения, поляризационные приборы и фотодетектор. Система намагничивания осуществляет перемагничивание в плоскости образца и состоит из электромагнита, блока управления величиной и направлением тока электромагнита и датчика магнитного поля. Система позиционирования обеспечивает перемещение и вращение образца в его плоскости. В её состав входят X-Y транслятор, гониометр и блок управления (контроллер). Весь процесс исследования вплоть до выдачи готового результата осуществляется с помощью компьютерной системы управления, сбора и обработки данных.

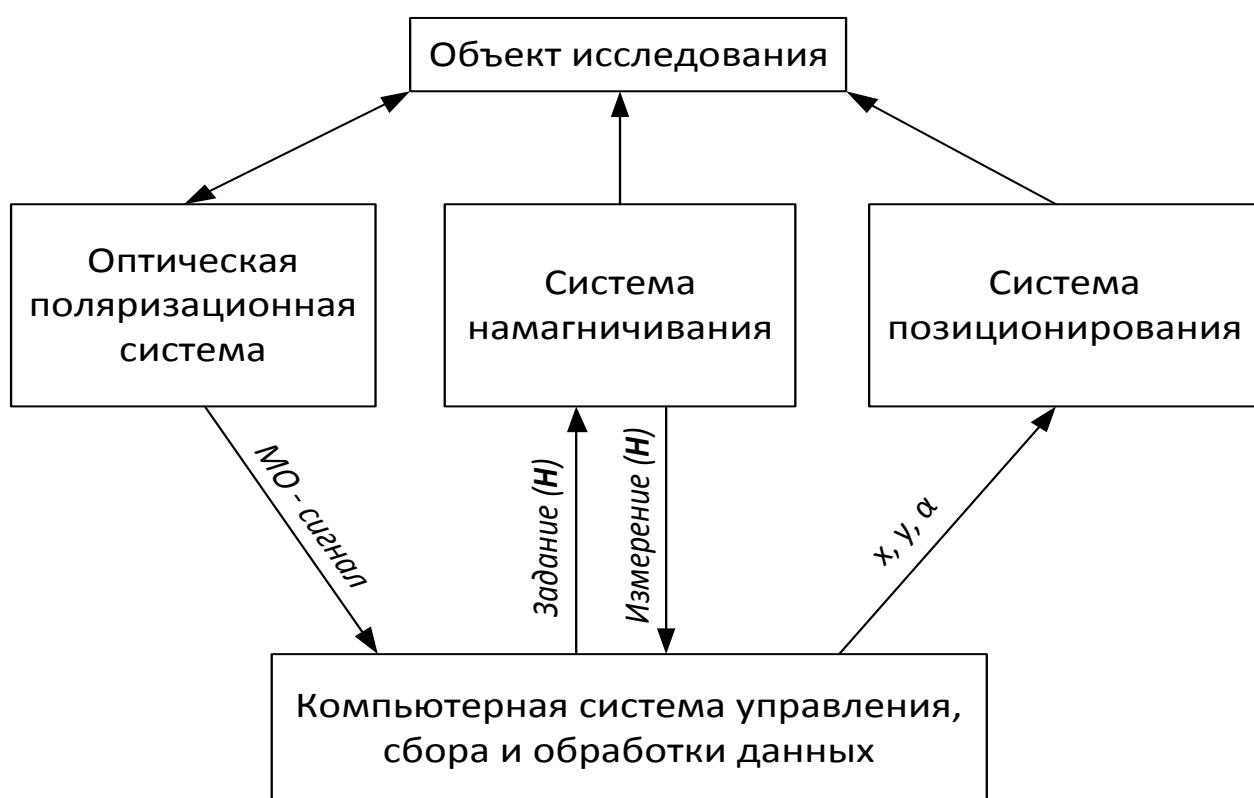


Рис. 2-2 Функциональная схема АМК.

2.3. Концепция

Условия проведения современного физического эксперимента предъявляют высокие требования к техническому оснащению лабораторий. Ядром любой современной измерительной установки является автоматизированная система управления и сбора данных. Сопряжение компьютера с системами измерительных установок осуществляется с помощью промышленных многофункциональных плат ввода-вывода. Многофункциональные адаптеры ввода/вывода содержат многоканальные АЦП, ЦАП, порты дискретного ввода/вывода сигналов, таймеры/счетчики. Пользователь может по своему усмотрению менять коэффициенты усиления входных и выходных сигналов, частоту и периодичность сканирования каналов, синхронизировать данные. По существу, они являются готовой законченной подсистемой для решения задач сбора данных и управления с очень высокими метрологическими характеристиками [71]. За рубежом лидирующие позиции в производстве систем измерений, диагностики и контроля занимают National Instruments, Hewlett-Packard, Keithley Instruments, Computer Boards, Blue Wave Systems, Omega Engineering, Fluke, IOtech, Data Translation, Signalogic, Microstar Laboratories. В нашей стране основное производство плат АЦП для сторонних потребителей сосредоточено в ЗАО "Л-КАРД", Центре АЦП "Руднев-Шиляев", АОЗТ "Инструментальные системы" и ЗАО "Компания Сигнал".

Широкое применение средств автоматизации на базе современных многофункциональных плат ввода-вывода приводит к существенному упрощению аппаратного оснащения. Современные методы регистрации, накопления и обработки позволяют хорошо выделять сигнал из шумов и не требуют применения внешних синхронных детекторов [57, 72]. Простой программный алгоритм синхронного детектирования для амплитудной модуляции со скважностью 2 предложен в данной работе в разделе 4.2.1.

Исходя из сказанного, при разработке автоматизированного комплекса была выбрана концепция максимальной простоты аппаратных и схемных решений. Вся логика, детектирование, обработка и сложные алгоритмы выполняются программными средствами. Простота схемотехники, во-первых, уменьшает аппаратные издержки, во-вторых, делает поведение прибора более предсказуемым, поскольку не вносит дополнительных фазовых, временных и релаксационных искажений на пути прохождения измеряемого сигнала. Программная обработка сигналов датчиков и детекторов, в случае необходимости, позволяет буквально «на лету» чисто программными средствами изменить логику и методику детектирования, фильтрации или представления экспериментальных данных.

2.4. Оптическая система

Основу любого поляризметрического прибора составляет оптическая поляризационная система. При проектировании магнитополяриметра необходимо выбрать оптическую схему. Многообразие оптических схем магнитополяриметров сводится к четырём основным видам: с одним поляризатором, с одним анализатором, без поляризационных приборов и с двумя поляризационными приборами (Рис. 2-3). В работе [73] проведён анализ и расчёт этих схем. Схемы (а, б, в) могут использоваться только в режиме регистрации $\Delta\Phi$ (изменение потока излучения) при перемагничивании образца. При использовании схемы (г), кроме того, можно определять угол МО-вращения плоскости поляризации путём поворота анализатора до положения компенсации. Эта схема также накладывает меньше условий для выделения нужного МО-эффекта Керра и поэтому является наиболее предпочтительной при построении магнитополяриметра.

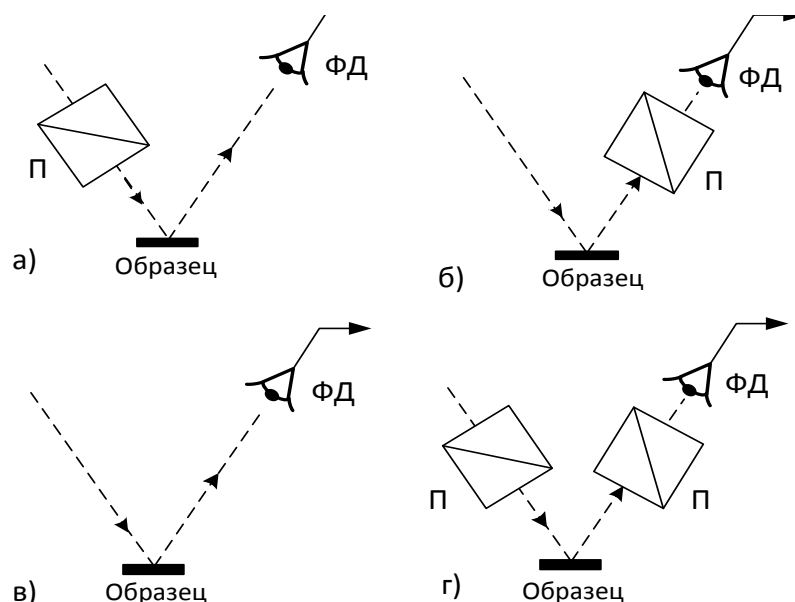


Рис. 2-3 Разновидности оптических схем для наблюдения МО-сигнала.

П – поляризатор; ФД - фотодетектор

В качестве основы АМК выбрана широко распространённая в эллипсометрии оптическая схема на базе схемы (г). Она (Рис. 2-4) включает источник оптического излучения (И), поляризатор (П), компенсатор эллиптичности ($\lambda/4$), анализатор (А) и детектор оптического излучения (ФД). Перед анализатором, на пути следования поляризованного пучка света, помещается объект исследования (ОИ). Для увеличения соотношения сигнал-шум при детектировании, зондирующий луч может быть промодулирован по амплитуде или по поляризационным параметрам с помощью модулятора (М). Перемагничивание ОИ осуществляется магнитной системой, образованной обмотками электромагнита (ЭМ).

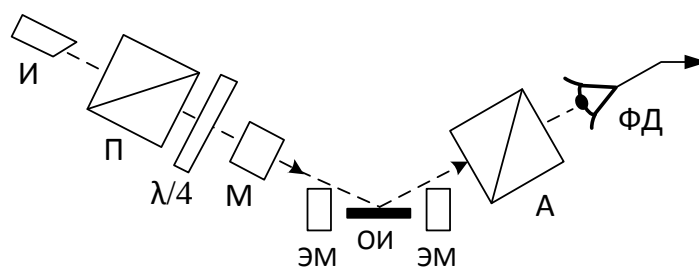


Рис. 2-4 Оптическая схема магнитополяриметра.

Для проведения измерений на высоком метрологическом уровне конструкция оптической системы и её элементы должны соответствовать определённым требованиям:

- Источник излучения должен обладать хорошей временной стабильностью.
- Поляризаторы должны обеспечивать высокую (близкую к 100%) степень поляризации.
- Все поляризационные приборы должны быть оборудованы прецизионными верньерами с возможностью установки и считывания текущих угловых положений.
- Для обеспечения возможности проведения измерений во всех геометриях магнитооптических эффектов плечи поляризатора и анализатора должны допускать регулировку угла падения-отражения зондирующего пучка в диапазоне от 90° (случай эффекта Фарадея) до 45° (для случая эффекта Керра).
- Метрологическое обеспечение должно включать в себя методики калибровки и поверки, а также средства и оборудование, необходимые для их осуществления.

Исходя из вышесказанного, а также учитывая то, что промышленностью выпускался и выпускается широкий ассортимент поляриметрических приборов различного назначения, логично взять за основу оптическую систему промышленного устройства. Например, эллипсометра ЛЭФ-3М-1. Оптическая система этого прибора отвечает всем перечисленным требованиям. Кроме того, в конструкцию прибора заложена возможность подключать дополнительные «нештатные» излучающие и регистрирующие устройства. Конструкция и габариты ЛЭФ-3М-1 (Рис. 2-5) позволяют легко монтировать дополнительные оптические элементы (объективы, диафрагмы, модуляторы и т.д.), а также поместить магнитную систему достаточных габаритов.

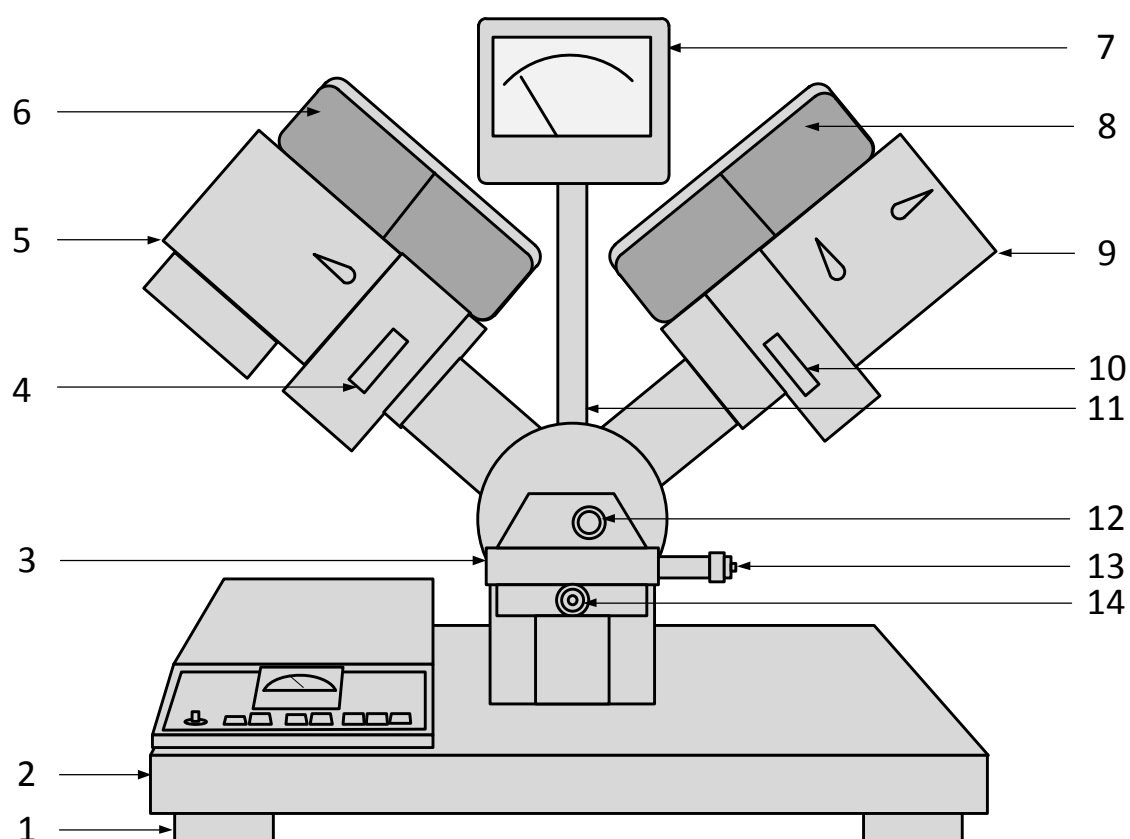


Рис. 2-5 Эллипсометр ЛЭФ-3М-1.

Механическая часть прибора состоит из горизонтально расположенной станины (2), жёстко связанной с нормально расположенными к ней толкателями плеч падения (5) и отражения (9) с углом 2φ между ними. Этот угол отображается на оптическом лимбе (6). Установка этих углов производится вращением штурвала. Точная установка линий горизонта на станине или 3-х координатном (3) подъёмном объектном столике производится винтами (1) под станиной (2). Ориентация столика для ОИ регулируется тремя винтами (12). Его подъём-опускание производится двусторонним винтом с поджимным язычком. Перемещение столика в горизонтальной плоскости во взаимно перпендикулярных направлениях осуществляется двумя микрометрическими приводами (13) и (14). На вертикальном штоке (11) установлен регистрирующий микроамперметр (7) для индикации гашения светового луча от лазера. Азимутальные положения поляризационных

приборов относительно оптической оси выставляются с помощью верньеров (4) и (10) с точностью до 1 угловой минуты. Азимуты поляризаторов отображаются на оптических лимбах (6) и (8). Конструктивно механическая часть прибора выполнена с высокой инерционностью (масса около 100 кг) для виброзащиты на фоне промышленных помех.

Основной принцип работы оптического тракта ЛЭФ-3М-1 соответствует классическому закону Малюса, описывающему гашение поляризованного света при прохождении скрещенных (Р, А) поляризаторов при косом (φ) падении на ОИ с размещённой перед ним пластиной $\lambda/4$ (С) (Рис. 2-6). Луч лазера модулируется по амплитуде с помощью механического модулятора (М).

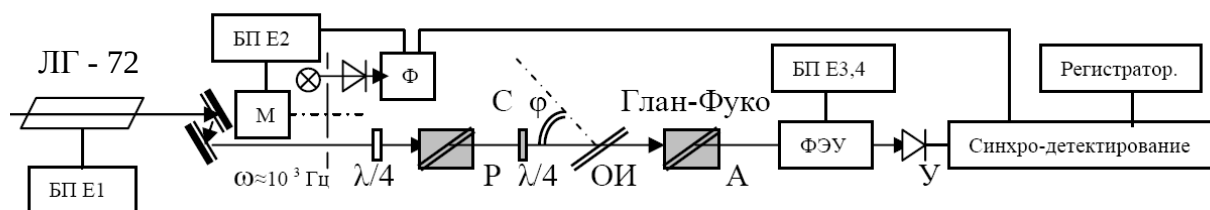


Рис. 2-6 Схема работы эллипсометра ЛЭФ-3М-1.

2.5. Модель магнитополяриметра и оценка степени искажения формы петли гистерезиса

В магнитополяриметрах исследуется изменение поляризации световой волны, взаимодействующей с перемангничиваемым образцом. Задачей расчёта МО-системы является нахождение аналитической зависимости между регистрируемым потоком излучения и оптическими и магнитными параметрами исследуемого образца.

Для расчёта поляризационных оптических систем, особенно в лазерной технике, самым распространённым методом является матричный метод Джонса [74]. Физической основой матричного метода Джонса является линейность уравнений электромагнитного поля и уравнений связи, позволяющая применять

аппарат линейной матричной алгебры. Метод Джонса имеет ясный физический смысл.

Поляризация световой волны определяется вектором электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})]$, где $\mathbf{k} = (\omega/c)\mathbf{n}$ – волновой вектор, $\mathbf{n}$ – вектор рефракции. Общим случаем поляризации света является эллиптическая поляризация. При таком типе поляризации вектор $\mathbf{E}$ описывает в пространстве эллипс в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. Если ограничиться рассмотрением стационарных процессов и предположить, что свет распространяется вдоль оси z (в прямоугольной системе координат xzy), то амплитуды взаимно перпендикулярных составляющих вектора $\mathbf{E}$ можно представить в виде столбца из двух комплексных чисел:

$$\begin{vmatrix} \dot{E}_x \\ \dot{E}_y \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A_x \exp(i\delta_x) \\ A_y \exp(i\delta_y) \end{vmatrix},$$

где A_x и A_y – амплитуды напряжённости электрического поля вдоль осей x , y соответственно; δ_x , δ_y – начальные фазы соответствующих составляющих. Такой способ описания плоской монохроматической электромагнитной волны называется вектором Джонса. Вектор Джонса полностью описывает эллипс поляризации световой волны. Определив вектор Джонса, можно найти все параметры световой волны: плотность потока излучения, азимут большой оси поляризационного эллипса θ и отношение осей эллипса.

При прохождении света через оптический прибор или среду вектор $\mathbf{E}$ изменяется. Элементы оптической системы, в том числе и исследуемые образцы, представляются четырёхэлементными матрицами Джонса (Таблица 2-1). Математически действие прибора или среды на вектор $\mathbf{E}$ можно представить как оператор, преобразующий падающую (входящую) электромагнитную волну в выходящую:

$$\begin{vmatrix} \dot{E}_x \\ \dot{E}_y \end{vmatrix}_{\text{вых}} = \begin{vmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \dot{E}_x \\ \dot{E}_y \end{vmatrix}.$$

Результат прохождения света – вектор E на выходе – можно рассчитать путём перемножения матриц Джонса всех оптических приборов в том порядке, в котором их проходит свет в системе.

Таблица 2-1

Поляризатор	$\begin{vmatrix} \cos^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{vmatrix}$
Фазовая пластинка	$\begin{vmatrix} \cos^2 \rho + \exp(-i\delta) \sin^2 \rho & [1 - \exp(-i\delta)] \sin \rho \cos \rho \\ [1 - \exp(-i\delta)] \sin \rho \cos \rho & \sin^2 \rho + \exp(-i\delta) \cos^2 \rho \end{vmatrix}$
Модулятор	$\begin{vmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi \end{vmatrix}$
Отражающая гироэлектрическая ферромагнитная поверхность [73]	$\begin{vmatrix} r_s \exp(i\delta_s) & r_{к.м} \exp(i\delta_{к.м}) \frac{J_x}{J_s} + r_{к.п} \exp(i\delta_{к.п}) \frac{J_z}{J_s} \\ -r_{к.м} \exp(i\delta_{к.м}) \frac{J_x}{J_s} + r_{к.п} \exp(i\delta_{к.п}) \frac{J_z}{J_s} & r_p \exp(i\delta_p) \left[1 + \Delta r \exp(i\delta_r) \frac{J_y}{J_s} \right] \end{vmatrix}$

Примечание. α – азимут оси пропускания поляризатора по отношению к выбранным осям x и y ; ρ – азимут оси наибольшей скорости для фазовой пластинки по отношению к выбранным осям; φ – угол поворота плоскости поляризации в оптически активном элементе; $r_{к.м}$, $r_{к.п}$, Δr – амплитудные керровские коэффициенты отражения, обусловленные меридиональным, полярным и экваториальными эффектами Керра, соответственно; $\delta_{к.м}$, $\delta_{к.п}$, δ_r – фазы соответствующих коэффициентов отражения.

Модель магнитополяриметра была реализована в среде программирования LabView. На Рис. 2-7 представлена блок-диаграмма виртуального прибора (ВП) Polarizer.vi, реализующая функцию воздействия поляризатора на входящую волну, описываемую вектором Джонса J_D . Все остальные оптические приборы и отражающая гироэлектрическая ферромагнитная поверхность (Таблица 2-1) реализованы подобным образом.

Оптический прибор моделируется соединением входов и выходов соответствующих виртуальных приборов в порядке их прохождения световой волной (Рис. 2-8, Рис. 2-9).

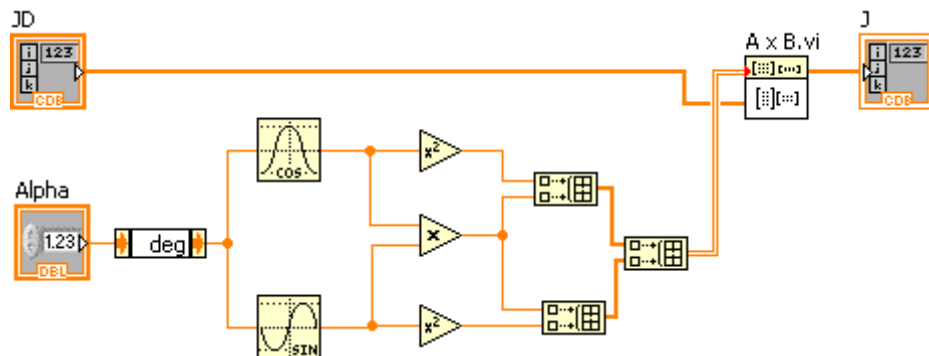


Рис. 2-7 Блок-диаграмма SubVI поляризатора. На выходе прибора результат воздействия матрицы поляризатора на вектор Джонса (JD).

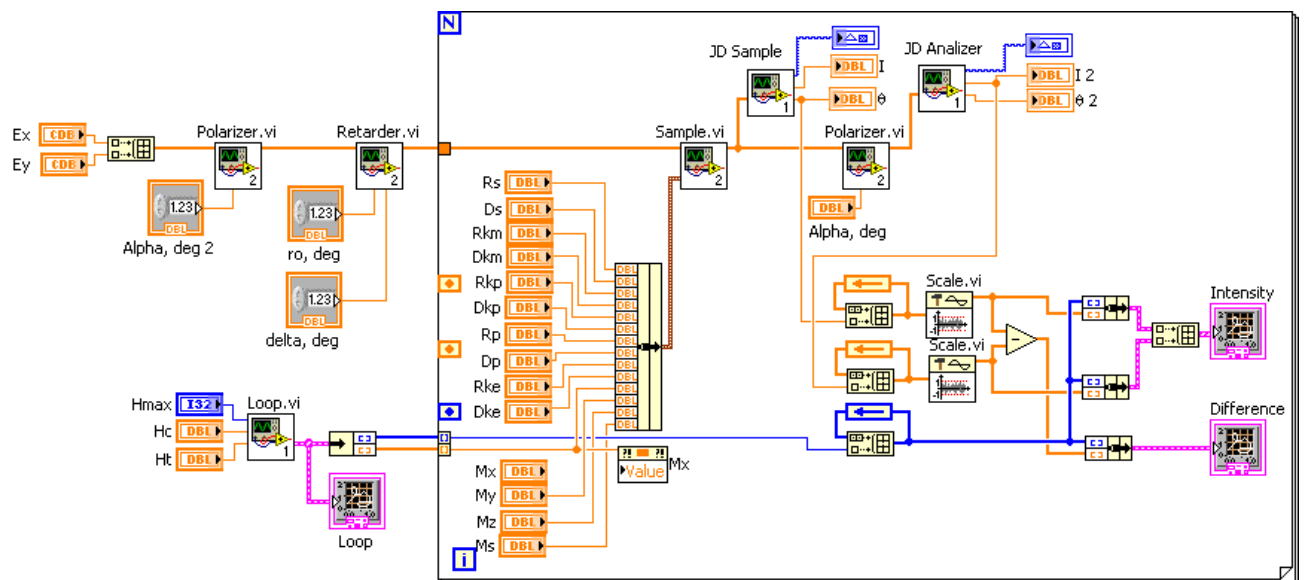


Рис. 2-8 Блок-диаграмма программы оптического расчёта магнитополяриметра матричным методом Джонса. Вычисление степени искажения формы петли гистерезиса при регистрации интенсивности для случая меридионального эффекта Керра ($M_x \neq 0$).

Для оценки степени искажения формы петли гистерезиса в модель магнитополяриметра введён цикл изменения компоненты намагниченности M_x (Рис. 2-8). Закон изменения M_x задаётся модельной петлёй гистерезиса (ВП Loop.vi). По завершению цикла на графике Intensity (Рис. 2-9) отображаются

нормированные (ВП Scale.vi) к единице и наложенные друг на друга зависимости значений МО вращения θ (ВП JD Sample) и интенсивности I света на выходе анализатора (ВП JD Analyzer) от магнитного поля. На графике Difference отображается результат поэлементного вычитания этих зависимостей.

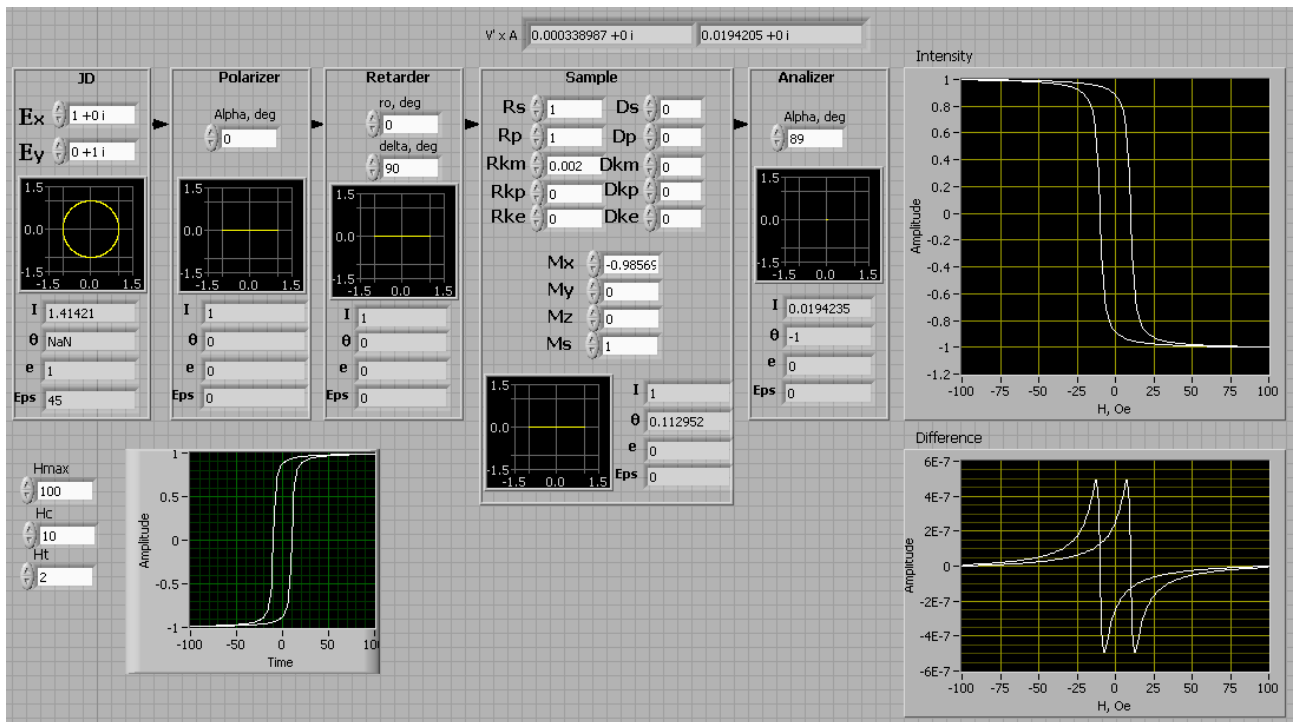


Рис. 2-9 Интерфейс программы оптического расчёта магнитополяриметра матричным методом Джонса. На графике Difference степень искажения петли гистерезиса для угла МО вращения 6.7 минут.

На Рис. 2-10 приведена зависимость степени искажения формы петли гистерезиса от угла МО вращения и от формы петли гистерезиса. Видно, что погрешность не превышает 0.1% вплоть до углов вращения, равных 5° , и слабо зависит от формы петли гистерезиса. На реальных образцах ионно-синтезированных слоёв нами не наблюдалось МО вращение более 1° . Погрешность, таким образом, не превышала $5 \cdot 10^{-3} \%$ (Рис. 2-10 справа).

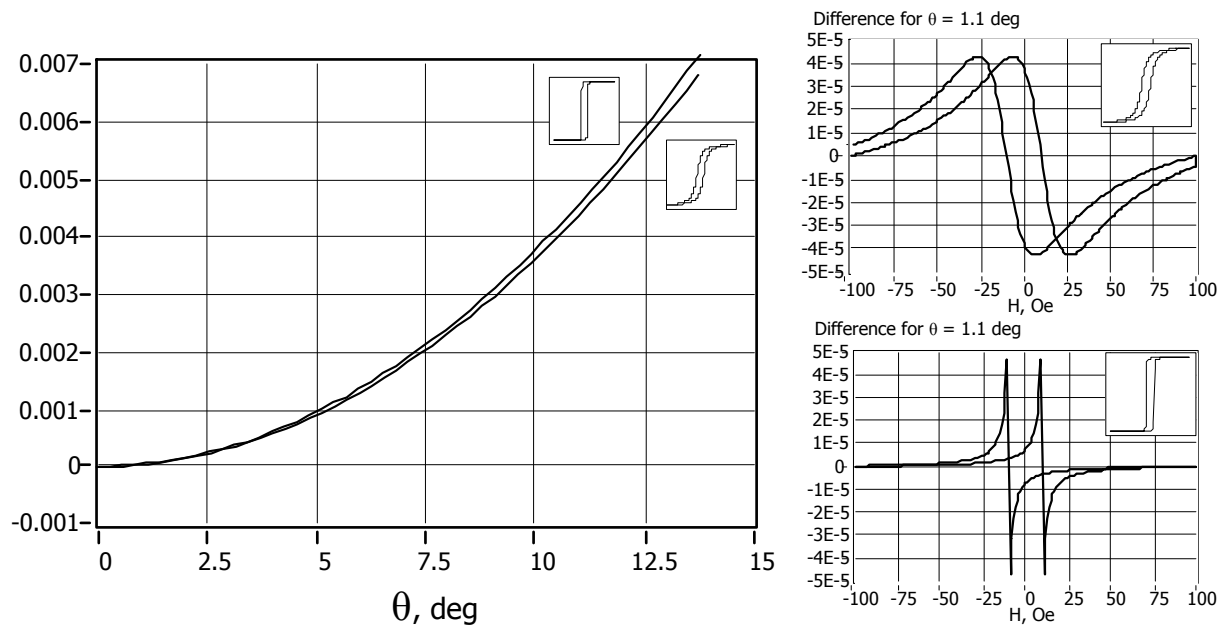


Рис. 2-10 Зависимость степени искажения петли гистерезиса от угла θ МО вращения и формы петли гистерезиса.

2.6. Выделение МО-сигнала от одной составляющей намагниченности

В общем случае изменение отражённого потока излучения при перемагничивании образца обусловлено всеми тремя составляющими намагниченности (J_x , J_y и J_z , Рис. 2-11). Для обеспечения неискажённой регистрации кривых намагничивания необходимо выделить интересующий нас МО-эффект и подавить нежелательные. Анализ литературных источников показал, что проще всего выделить сигнал от экваториального эффекта [75, 76], который пропорционален составляющей J_y . Для этого поляризационные приборы точно выставляются на пропускание p -поляризованной составляющей потока излучения. Существуют установки, использующие экваториальный МО-эффект Керра, в которых поляризационные приборы вообще отсутствуют [48]. Сигнал меридионального эффекта Керра, который пропорционален составляющей J_x , может быть выделен, если вектор $\mathbf{J}$ не выходит из плоскости образца, т.е. $J_z = 0$. У подавляющего числа образцов ферромагнитных материалов в виде тонких магнитных плёнок и пластин вектор намагниченности параллелен плоскости образца и можно принять $J_z = 0$. Тогда

для выделения меридионального эффекта достаточно обеспечить всего одно условие: падающее излучение должно быть s -поляризовано [73].

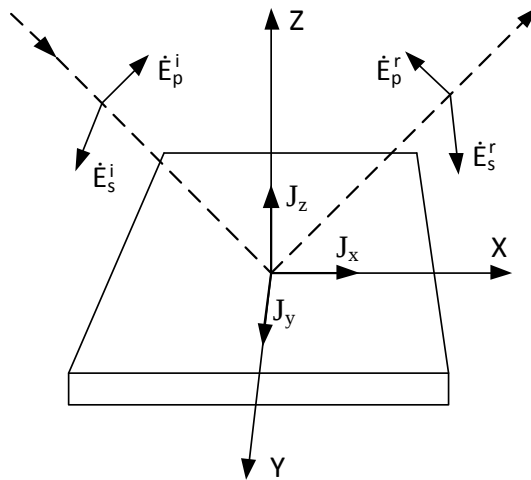


Рис. 2-11 Геометрия наблюдения эффекта Керра.

i, r – индексы, обозначающие падающую и отражённую волны, соответственно; p, s – индексы, обозначающие проекции вектора $\mathbf{E}$ на плоскость падения и на направление, перпендикулярное к ней.

2.7. Выводы.

Автоматизированный измерительный комплекс, реализующий предложенную в данной главе методику исследования распределения локальных магнитных свойств по поверхности, может быть создан на базе оптической системы эллипсометра ЛЭФ-3М-1. Для этого эллипсометр необходимо дополнить автоматизированными системами намагничивания и позиционирования образца. Для управления системами комплекса и процессом исследования, а также обработки результатов измерений необходимо разработать алгоритмы и создать программное обеспечение. Для подавляющего числа образцов тонких магнитных плёнок, вращающих плоскость поляризации на угол меньший 5° , возможна неискажённая регистрация кривых намагничивания, причём для случая меридионального эффекта Керра падающее излучение должно быть s -поляризовано, а для случая экваториального эффекта Керра – p -поляризовано.

ГЛАВА 3. КОНСТРУКЦИЯ АВТОМАТИЗИРОВАННОГО МАГНИТОПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА

В данной главе: представлена блок-схема АМК; подробно рассмотрены конструктивные особенности и аппаратные решения отдельных систем АМК; приведены основные технические характеристики АМК.

3.1. Блок-схема магнитополяриметра [А1]

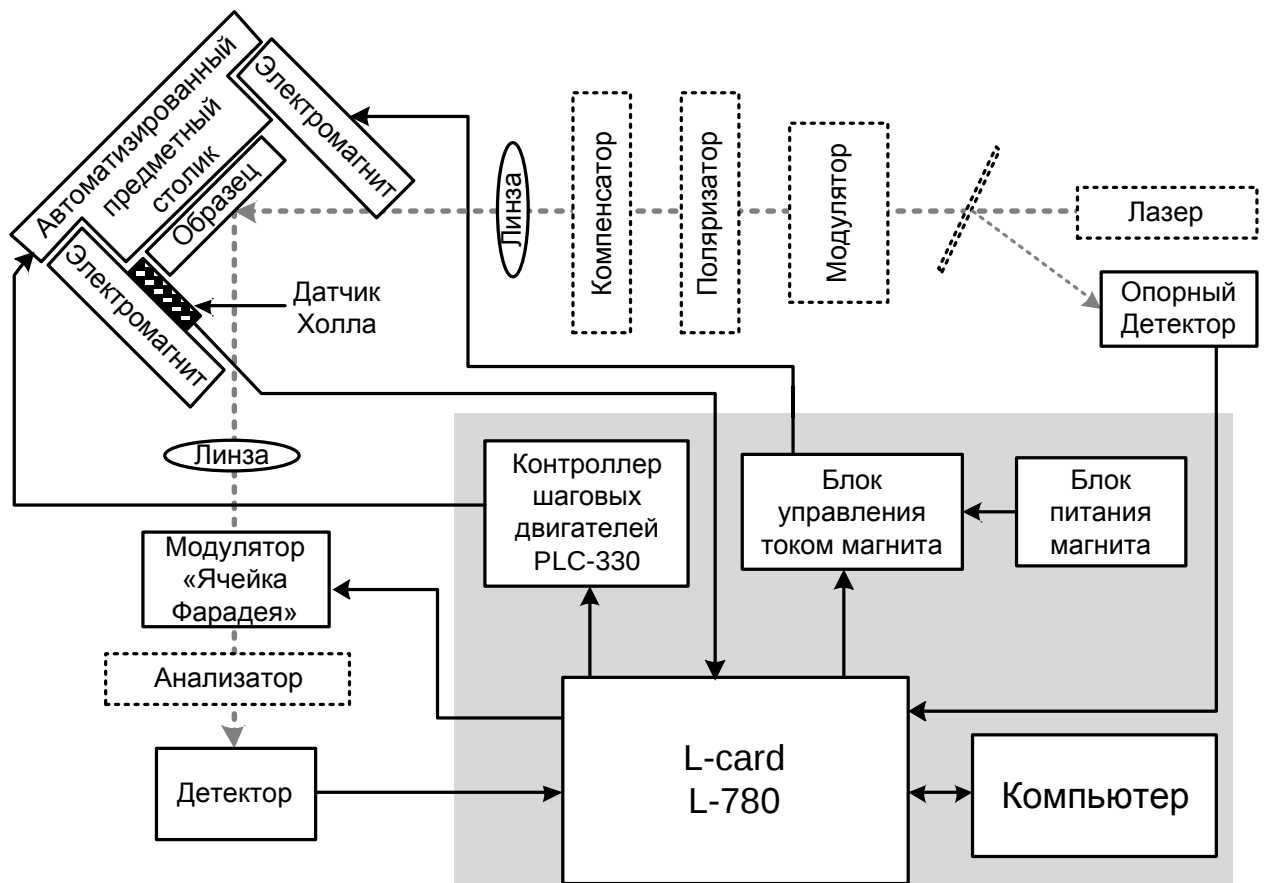


Рис. 3-1 Блок-схема АМК. Штатные оптические элементы ЛЭФ-3М-1 показаны пунктирной линией. Электронные компоненты комплекса выделены серым фоном.

Автоматизированный магнитополяриметрический комплекс (Рис. 3-1) создан на базе серийного эллипсометра ЛЭФ-3М-1. Штатные элементы, входящие в состав ЛЭФ-3М-1, выделены на блок-схеме пунктирной линией. Для повышения локальности измерений оптическая система эллипсометра дополнена системой фокусировки. Конструкция магнитной системы комплекса

позволяет прикладывать в плоскости образца внешнее магнитное поле параллельно и перпендикулярно плоскости падения лазерного луча (МО-эффект Керра) и исследовать прозрачные образцы (МО-эффект Фарадея). Измерительный комплекс позволяет регистрировать кривые намагниченности и исследовать азимутальные зависимости коэрцитивной силы и приведённой остаточной намагниченности, получать топограммы этих зависимостей в автоматическом режиме.

Связь с компьютером осуществляется с помощью недорогой универсальной платы ввода-вывода аналоговых и цифровых сигналов российского производителя L-CARD – L-780 [77].

В следующих разделах будут подробно рассмотрены конструктивные особенности и аппаратные решения отдельных систем АМК.

3.2. Система фокусировки лазерного луча [A3]

Пространственное разрешение магнитополяриметра определяется размерами лазерного пятна. Чем оно меньше, тем выше разрешение прибора. В то же время для достижения хорошего соотношения сигнал-шум при регистрации магнитооптических эффектов необходима высокая плотность потока лазерного излучения. Уменьшить размеры лазерного пятна и сохранить высокую плотность излучения можно с помощью системы фокусировки. Если в лазерный пучок поместить линзу, то законы геометрической оптики дают только приблизительно правильные, а зачастую, ложные результаты при описании хода пучка за линзой. Важнейшее отличие при формировании изображений гауссовых пучков от геометрической оптики состоит в том, что преобразованный оптической системой лазерный луч имеет в области фокусировки так называемую перетяжку [78]. При фокусировании гауссова пучка лазерного излучения круглой формы на оптической оси объективом с фокусным расстоянием f , минимально достижимый диаметр сфокусированного пятна d_0 определяется выражением [79]:

$$d_0 = 1.22\lambda f/D ,$$

где λ — длина волны излучения; D — ширина лазерного пучка, входящего в фокусирующий объектив. Поэтому для достижения минимального размера фокусного пятна при фиксированной длине волны излучения надо использовать линзы с малым фокусным расстоянием и широкий лазерный пучок.

На практике по конструктивным соображениям часто приходится применять длиннофокусные линзы. В АМК используются линзы с фокусным расстоянием 120 мм. При ширине лазерного пучка ~ 2 мм и длине волны 630 нм минимально достижимый диаметр сфокусированного пятна d_0 с такими линзами ~ 50 мкм.

Важная характеристика фокусирующей системы — глубина резкости. Преобразованный оптической системой лазерный луч имеет в области фокусировки вид гиперболоида вращения с диаметром d_0 перетяжки (шейки) пучка. Перетяжка характеризуется продольным распределением, в пределах которого диаметр пучка изменяется незначительно. Для различных лазерных источников глубина резкости сфокусированного луча варьируется от нескольких десятков до нескольких сотен микрометров.

3.3. Система намагничивания образца [A1]

Система намагничивания образца состоит из электромагнита, блока управления током электромагнита и датчика магнитного поля на эффекте Холла.

Обычно для получения однородного магнитного поля используются катушки Гельмгольца. В идеальном случае они представляют собой два одинаковых кольцевых витка, расположенных на расстоянии радиуса витка друг от друга. В реальных системах используются две катушки, на которых намотано некоторое количество витков, причём толщина катушки должна быть существенно меньше их радиуса. Если требуемая область с однородным магнитным полем относительно мала, то можно отойти от геометрии колец Гельмгольца и применить систему катушек с одновременно уменьшающимися

радиусами и расстояниями до точки наблюдения. При этом выбор минимального радиуса диктуется, с одной стороны, требованиями к однородности поля, с другой – необходимостью размещения образца, имеющего типичный размер 10-15 мм. Другие ограничения на форму катушек накладывает геометрия эффектов Керра, в частности меридионального.

Выбор формы и размеров катушек может быть произведён на основе простого расчёта, основанного на формуле для напряжённости магнитного поля круглого витка с током [80]:

$$H = \frac{iS}{2\pi\rho^3}, \quad (3.1)$$

где S – площадь витка, ρ – расстояние от витка до точки наблюдения. Выражая S и ρ через радиус витка R и расстояние от центра витка до точки наблюдения L , получим:

$$H = \frac{iS}{2\pi\rho^3} = \frac{i\pi R^2}{2\pi(\sqrt{R^2 + L^2})^3} = \frac{iR^2}{2(\sqrt{R^2 + L^2})^3}, \quad (3.2)$$

Результат расчёта поля по формуле (3.2) для различных значений L приведён на Рис. 3-2. Из полученных зависимостей видно, что для создания поля наиболее эффективными являются близкорасположенные витки с радиусами R , близкими к L . При больших L эффективнее витки большего радиуса. Исходя из этого, витки с радиусами, существенно меньшими L , были исключены из конструкции магнита (витки с параметрами, лежащими ниже линии АВ)(Рис. 3-3).

С другой стороны, геометрия меридионального эффекта Керра такова, что пучок света лазера должен быть параллелен магнитному полю. Так как минимальный угол падения лазерного луча в эллипсометре ЛЭФ 3М-1 равен 45° , ограничение на радиус витков имеет вид $R \leq L$ (кривая CD на Рис. 3-2). Ограничение прямой BD связано с расстоянием от корпуса эллипсометра до лазерного пучка. Ограничение прямой AC является наиболее критическим, т.к.

в наибольшей степени определяет неоднородность создаваемого магнитного поля.

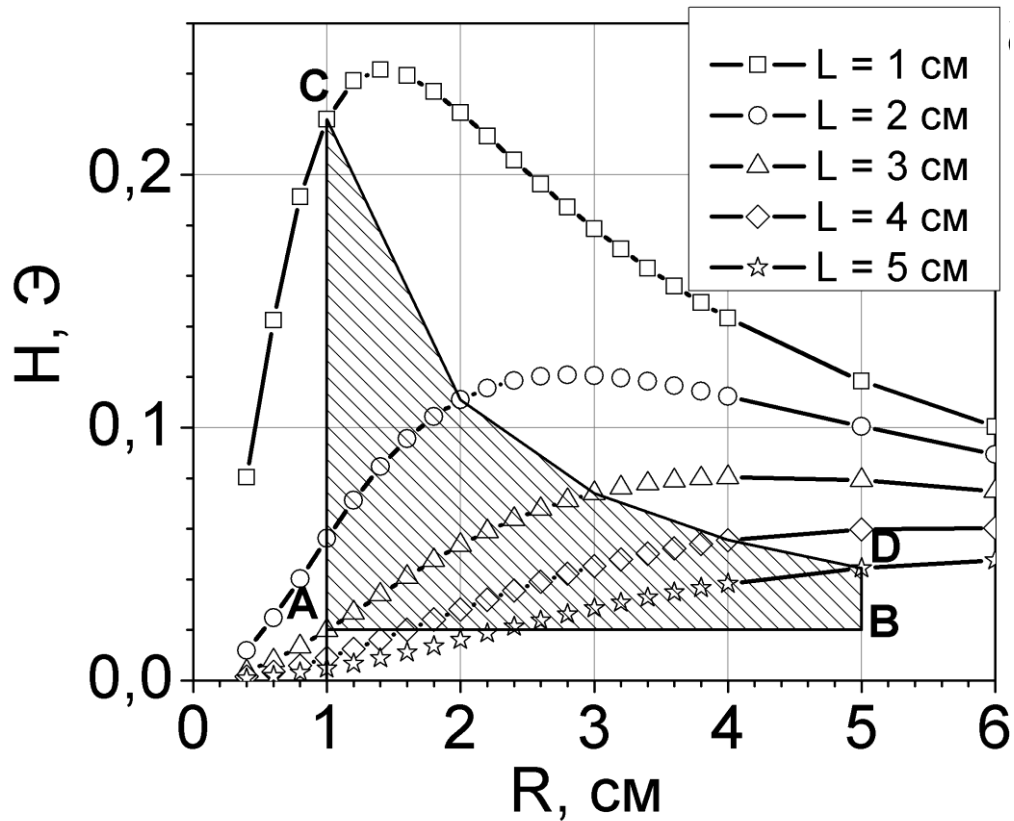


Рис. 3-2 Зависимость напряжённости магнитного поля от радиуса R круглого витка с током для различных значений расстояния L от точки наблюдения до центра витка.

Для анализа степени однородности магнитного поля катушки был проведён его расчёт на основе закона Био - Савара - Лапласа для элемента тока и численного интегрирования по окружности. Результаты численных расчётов представлены на Рис. 3-3 в выноске. Как видно из рисунка, при такой конфигурации магнитной системы существует область с относительно однородным магнитным полем (показано белым прямоугольником). Расчёты показывают, что при типичных размерах пятна лазерного луча на образце ≈ 1 мм изменения напряжённости магнитного поля в пределах пятна составляют доли процента. В частности, при $H = 4400$ А/м отклонение поля составляет 4 А/м (на расстоянии 1 мм). Геометрия экваториального эффекта Керра не накладывает жёстких ограничений на форму магнитов, т.к. лазерный пучок

перпендикулярен магнитному полю. При этом возможно более близкое расположение компонент магнитной системы, что позволяет получить заметно большее поле при том же токе на катушках.

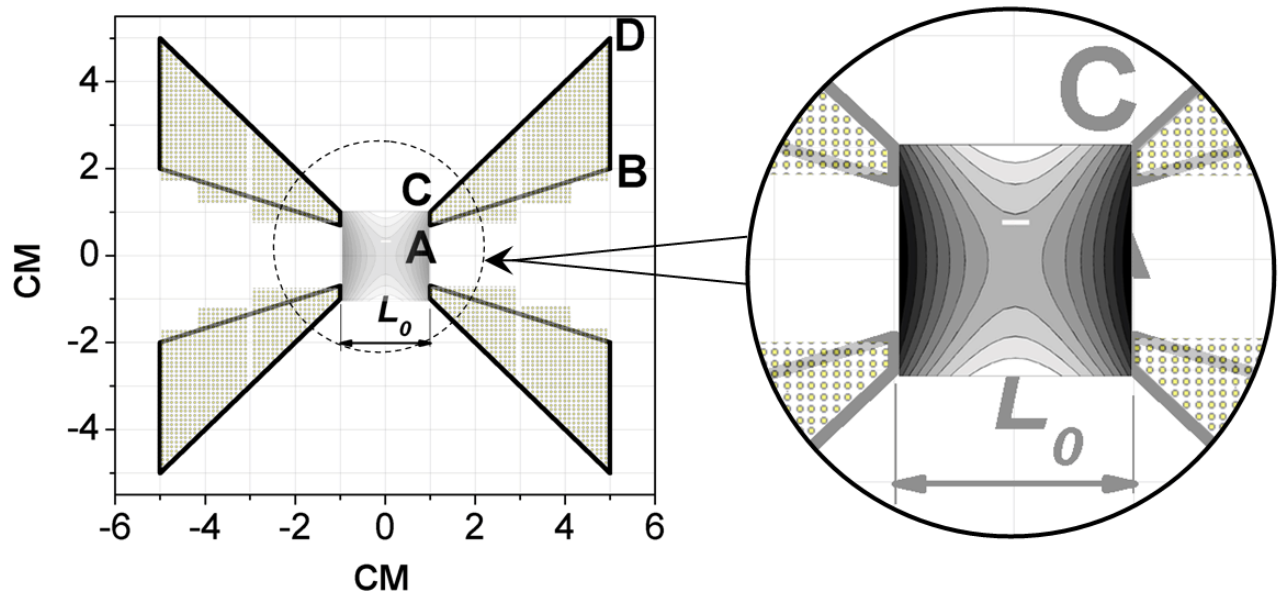


Рис. 3-3 Форма и размер катушек электромагнита (разрез). Выноска - распределение x -компоненты (горизонтальной компоненты) магнитного поля в межполюсном пространстве для магнита, используемого в геометрии меридионального эффекта Керра.

В результате оптимизации удалось избавиться от витков, не вносящих существенного вклада в создание магнитного потока в исследуемой области. Благодаря этому удалось уменьшить сопротивление обмоток, что, в свою очередь, для максимального расчётного тока 10 А позволило ограничить напряжение питания электромагнита до 60 В.

На

Рис. 3-4 представлен условный разрез электромагнита, состоящего из двух конусообразных катушек. Трубчатый каркас (К) обмоток (О) выполнен из немагнитного материала. В отсутствие сердечников (С) луч лазера можно пропустить сквозь отверстия каркаса (ход луча показан серым цветом). В такой конфигурации возможна регистрация МО-эффекта Фарадея в прозрачных для

луча лазера образцах. При регистрации МО-эффекта Керра луч лазера падает наклонно на поверхность образца (ход луча показан чёрным цветом). В такой конфигурации для увеличения диапазона развёртки магнитного поля в отверстия трубчатого каркаса электромагнита можно установить сердечники (С), выполненные из магнитомягкого материала.

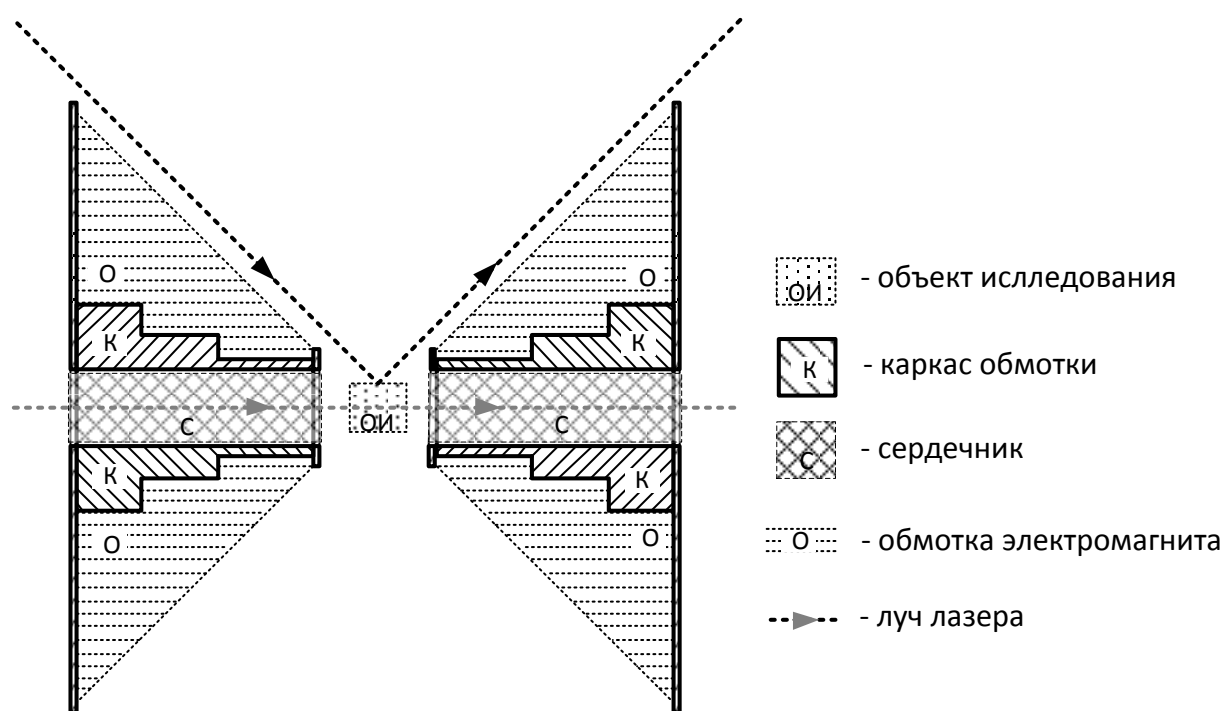


Рис. 3-4 Электромагнит (условный разрез).

Автоматизация измерений подразумевает компьютерное управление величиной и направлением внешнего магнитного поля. Для этого был сконструирован и изготовлен простой и эффективный блок управления (БУ) током электромагнита.

Основные параметры и особенности разработанного БУ током электромагнита:

- Максимальный выходной ток нагрузки – 10А.
- Максимальное выходное напряжение нагрузки – 100 В.
- Мостовое включение обмотки электромагнита.

- Первичный источник питания – однополярный нестабилизированный.
- Управление величиной тока с помощью внешнего управляющего напряжения.
- Автоматическое переключение направления тока нагрузки при смене знака управляющего напряжения.
- Максимальная частота изменения направления тока – 100 Гц.

Обмотка электромагнита включена в диагональ моста. Нижние плечи моста выполнены по схеме источника тока, управляемого напряжением (ИТУН) (Рис. 3-5, а). ИТУН выполнен по схеме стабилизатора тока на базе схемы с общим затвором с операционным усилителем в цепи обратной связи [81] (Рис. 3-5, б).

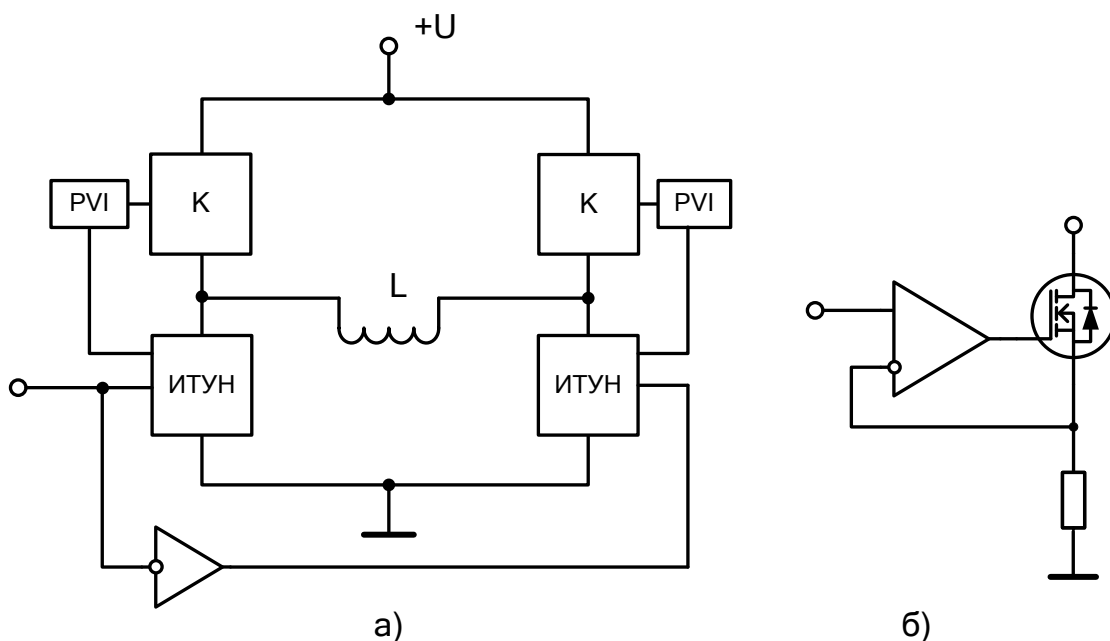


Рис. 3-5 Схематическое изображение а) подключения обмотки электромагнита L в блок управления, состоящий из двух источников тока ИТУН и двух ключевых элементов K , поясняющее принцип работы БУ; б) стабилизатор тока на базе схемы с общим затвором с операционным усилителем в цепи обратной связи.

Автоматическое переключение полярности достигается схемным решением на базе инвертора, обеспечивающего противофазное управление ИТУН. Максимальные ток и напряжение определяются исключительно

параметрами силовых элементов, используемых в плечах Н-моста. Современная промышленность предоставляет богатый ассортимент недорогих мощных полевых транзисторов.

При конструировании моста, коммутирующего напряжение большее, чем напряжение питания управляющей схемы, необходимо выбрать способ управления ключами верхнего плеча. Существуют интегральные микросхемы, решающие такую задачу, например - IR2110 [82]. Однако эти микросхемы используют так называемую технологию bootstrap, которая требует периодической регенерации напряжения на конденсаторе. Это исключает возможность использования таких микросхем для статической коммутации ключей (или со сверхнизкой частотой). Современная элементная база позволяет легко решить и такую задачу. International Rectifier производит недорогой и очень интересный элемент управления – фотогальваническую ячейку PVI [83]. PVI – это оптоэлектронный прибор, специально предназначенный для статического управления ключами на полевых транзисторах.

В качестве первичного источника питания $U_{\text{пм}}$ можно использовать любой однополярный нестабилизированный блок питания, обеспечивающий достаточное напряжение при максимальном токе.

Номиналы элементов схемы (Рис. 3-6) подобраны так, что изменение входного управляющего напряжения от -5В до +5В приводит к изменению тока магнита в пределах от -10А до +10А. Датчик тока – мощный резистор – общий для правого и левого плеча. Это обеспечивает симметричность величины тока при любой его полярности. Напряжение, падающее на датчике тока, может иметь только положительную полярность, поэтому ИТУН, образованные элементами DA1.1, VT2 и DA1.2, VT4, работают как стабилизаторы тока только при положительных значениях напряжения на их входах. Инвертор на DA1.3 обеспечивает противофазное управление элементами нижнего плеча. При любом отрицательном значении напряжения на входе соответствующего ИТУН, операционный усилитель, входящий в его состав, выходит из режима

стабилизации, и напряжение на его выходе скачком меняется до значения близкого к -12В . Ток через фотогальваническую ячейку ограничен с помощью последовательных резисторов до 10 мА . Этого вполне достаточно для генерации ячейками РВИ напряжения, необходимого для открывания транзисторов VT1 и VT3.

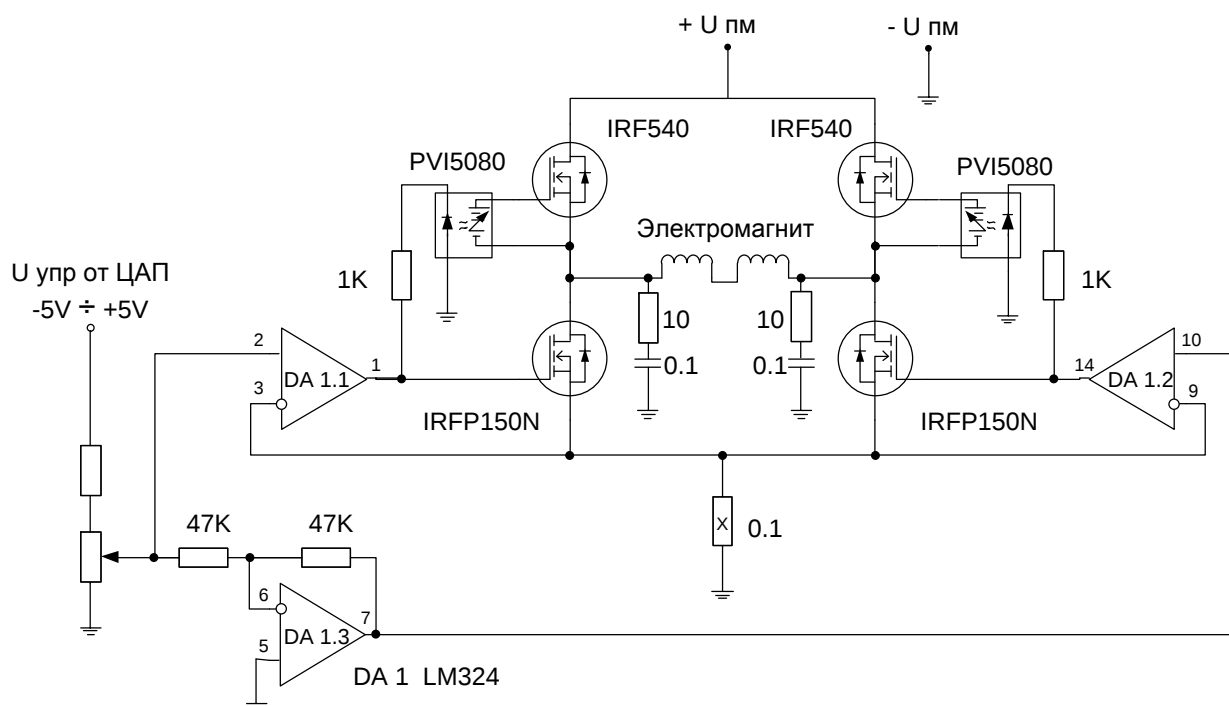


Рис. 3-6 Принципиальная электрическая схема блока управления током электромагнита

Таким образом, при положительных значениях напряжения на входе блока управления DA1.1 совместно с VT2 стабилизирует ток в левом нижнем плече моста, а DA1.2 открывает ключ VT3. При отрицательных – DA1.2 совместно с VT4 стабилизирует ток, а DA1.1 открывает ключ VT1.

Транзисторы верхнего плеча моста работают в ключевом режиме с частотой переключения не более 100 Гц . Транзисторы нижнего плеча работают в более тяжёлых условиях – в линейном режиме, и к ним предъявляются более

строгие требования. Большую часть времени они работают в режиме управляемого сопротивления, и в некоторые моменты времени на них может рассеиваться значительная мощность. Это обусловило выбор соответствующих типов транзисторов. Транзисторы ИТУН закреплены на радиаторах типа Igloo 7222 (для процессоров Opteron). С такими радиаторами на них может рассеиваться мощность до 150 Вт.

Измерение магнитного поля осуществляется с помощью интегрального биполярного датчика Холла SS49E фирмы Honeywell.

3.4. Система позиционирования образца [А3]

Автоматизация измерений подразумевает компьютерное управление положением образца по отношению к внешнему магнитному полю и зондирующему лучу. Эллипсометр ЛЭФ-3М-1 комплектуется прецизионным двухкоординатным позиционером с ручными микрометрическими приводами и с механизмом угловой юстировки по отношению к вертикальной оси. Поэтому логично взять за основу автоматизированного позиционера штатный механизм.

В качестве приводов позиционера можно использовать сервоприводы или шаговые двигатели. У каждого решения есть свои достоинства и недостатки. Сервоприводы обеспечивают большую скорость перемещения, но требуют наличие датчика положения и сложного дорогого блока управления с обратной связью. Шаговые двигатели, несмотря на низкую угловую скорость вращения, обладают такими преимуществами, как простота логики управления, однозначность положения ротора в любой момент времени и низкая стоимость блока управления. Поэтому выбор сделан в пользу шаговых двигателей.

Для сопряжения шагового двигателя с исполнительным механизмом микрометрического привода выбран вариант, при котором двигатель перемещается вместе с приводом. В этом варианте используется двигатель стандартной конструкции и очень простой узел сопряжения. Кроме того, конструкция автоматизированного привода получается автономной (Рис. 3-7), не требующей дополнительных точек крепления к корпусу позиционера.

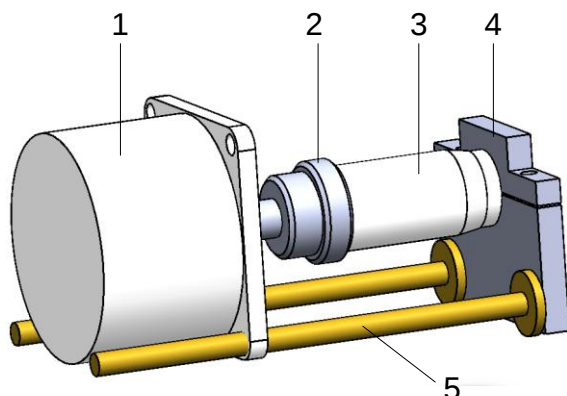


Рис. 3-7 Автоматизированный микрометрический привод.

1 – шаговый двигатель, 2 – хвостовик микрометра, 3 - стандартный микрометрический привод, 4 – хомут, 5 – направляющая двигателя.

Доработка микрометров позволила присоединить к ним шаговые двигатели ШД-200-1. Доработка включает изготовление нового хвостовика (2) микрометра (3) с узлом сопряжения с валом шагового двигателя (1) и установку хомута (4) с направляющей (5). При вращении корпуса микрометра (3) двигатель (1) перемещается вдоль направляющей (5). Один оборот микрометра соответствует перемещению на 0,5 мм. Двигатели работают в полшаговом режиме и делают 400 шагов на один оборот. Точность позиционирования связки микрометр-ШД-200-1 составляет 5 мкм. Управление двигателями осуществляется с помощью недорогого промышленного четырёхканального контроллера для станков с числовым программным управлением PLC-330 производства российской компании Purelogic RND.

На Рис. 3-8а показан автоматизированный позиционер в сборе. На двухкоординатный механизм (4) установлен гониометр (3), изготовленный из немагнитных материалов (Рис. 3-8, б). Шаговый двигатель (10) SCOTTS VALLEY P/N 50387-001 размещён в основании гониометра. Ось вращения столика (1) фиксируется в немагнитном подшипнике (11) и напрямую связана с валом двигателя. Двигатель делает 400 шагов на один оборот. Один шаг соответствует повороту столика на 0.9 градуса. При переключении контроллера

в режим полушага количество фиксированных угловых положений вала двигателя возрастает вдвое, а шаг по азимуту уменьшается до 0.45 градуса.

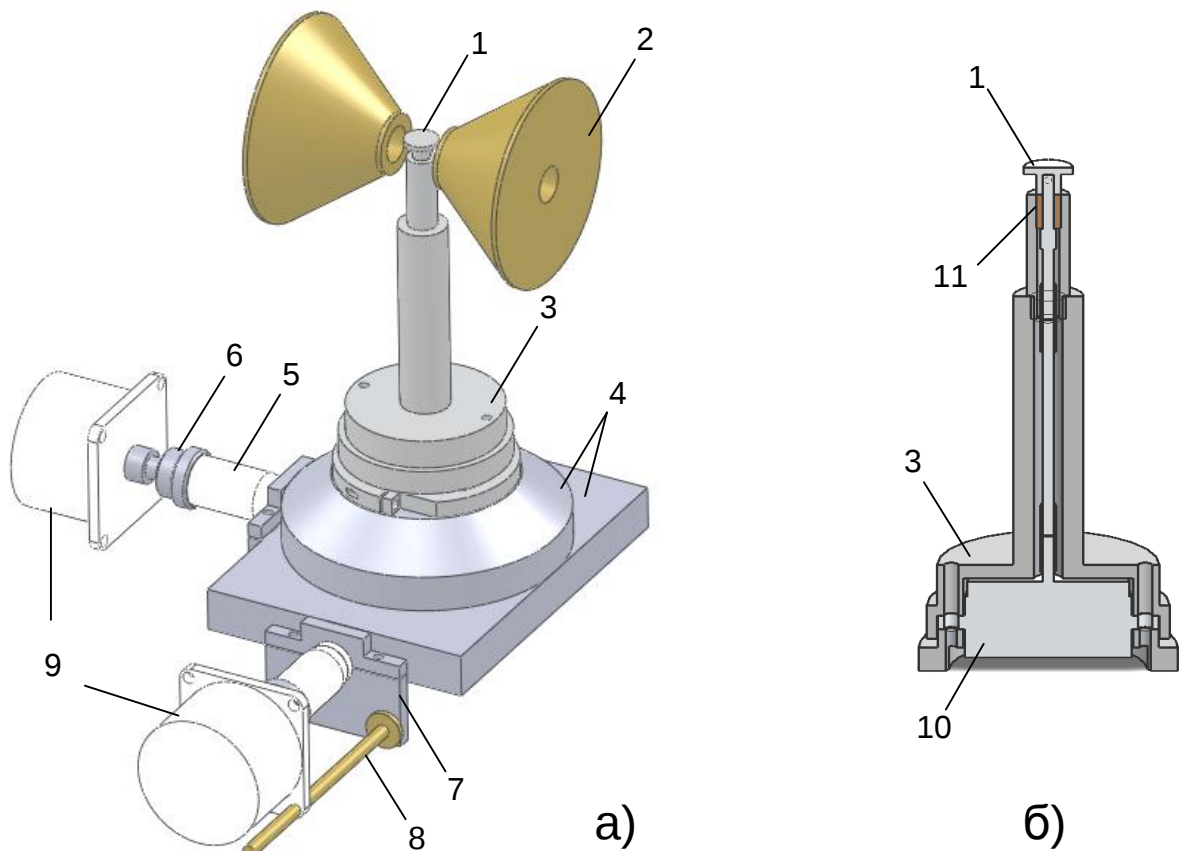


Рис. 3-8 Автоматизированный позиционер:

а) общий вид относительно магнитной системы; б) разрез корпуса гониометра.

1 – предметный столик, 2 – катушка электромагнита, 3 – корпус привода гониометра, 4 – штатный двухкоординатный механизм, 5 – штатный микрометр, 6 – хвостовик микрометра, 7 – хомут, 8 – направляющая привода микрометра, 9 – привод микрометра ПД-200-1, 10 – шаговый двигатель гониометра, 11 – подшипник.

3.5. Детекторы – основной и опорный.

В качестве приёмников излучения наиболее часто используют фотоэлектронные умножители (ФЭУ) и фотодиоды.

В качестве штатного фотоприёмника в ЛЭФ-3М-1 используется ФЭУ. Схема контроля режима его работы интегрирована со штатными амплитудным модулятором и синхронным детектором. Это ограничивает быстродействие

измерительной системы. ФЭУ ЛЭФ-3М-1 может быть использован в режиме измерений со статическим намагничиванием.

В качестве основного детектора используется фотодиод ФД-2. Он имеет чувствительную область размером 10x10 мм. При вращении образца вокруг вертикальной оси отражённый луч немного «гуляет», описывая окружность на поверхности приёмной площадки фотодиода. Это происходит из-за неизбежной непараллельности поверхностей образца и столика. Таким образом, погрешность установки образца компенсируется большой чувствительной площадью детектора.

Несмотря на электронную стабилизацию интенсивность лазерного источника подвержена небольшим флуктуациям. При слабом уровне магнитооптического сигнала, эта нестабильность сильно ухудшает отношение сигнал/шум. Компенсировать изменение интенсивности излучения можно аппаратно, усложнив конструкцию прибора и применив двухлучевую схему. Но можно сделать это и гораздо проще – программно. С этой целью рядом с источником оптического излучения установлен опорный детектор. На него ответвляется незначительная часть основного луча. В ходе измерения программа контролирует интенсивность первичного излучения и соответствующим образом корректирует величину сигнала основного детектора.

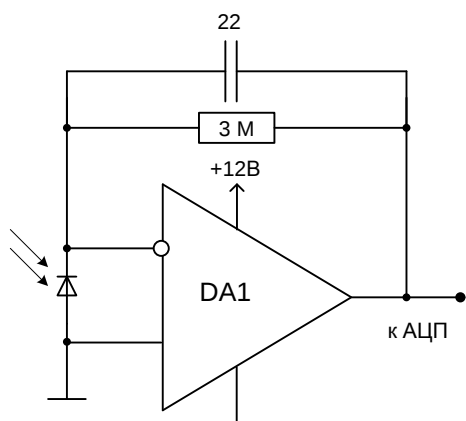


Рис. 3-9 Усилитель фототока, выполненный по схеме преобразования тока в напряжение.

Фотодиоды подключены к входу усилителей фототока, выполненных по схеме преобразования тока в напряжение (Рис. 3-9). Преобразователь, собранный по такой схеме, вследствие своего экстремально низкого входного напряжения осуществляет свою функцию практически идеально [84].

3.6. Модулятор «Ячейка Фарадея»

Ранее упоминалось, что выбранная оптическая схема магнитополяриметра с двумя поляризационными приборами (Рис. 2-3 г) позволяет определять угол МО-вращения плоскости поляризации нулевым компенсационным методом. Широкое применение для определения угла поворота плоскости поляризации получила азимутальная модуляция. Существуют электромеханические модуляторы с вращающимся анализатором [85, 86], колеблющимся поляризатором [87] и вращающимися кварцевыми полудисками [88]. Но наиболее широко применяются модуляторы на МО-эффекте Фарадея [73, 89], называемые ячейкой Фарадея. Использование ячейки Фарадея обеспечивает лучшее отношение сигнал-шум, чем применение вращающегося анализатора.

Регистрация кривой намагничивания в режиме угловых измерений осуществляется в следующем порядке. В отсутствие воздействия на образец внешнего магнитного поля, анализатор устанавливается в положение компенсации, а непосредственно перед ним монтируется ячейка Фарадея. Зависимость угла поворота плоскости поляризации, прошедшего через модулятор линейно поляризованного света, от тока через ячейку Фарадея, известна. В процессе измерения кривой намагничивания компьютер постоянно корректирует ток через ячейку таким образом, чтобы основной детектор продолжал регистрировать минимум излучения. Значение корректирующего тока прямо пропорционально углу поворота плоскости поляризации и переводится в угловые величины, известным для конкретной ячейки Фарадея, коэффициентом пропорциональности. Ток через ячейку Фарадея

стабилизируется блоком, выполненным по схеме источника тока, управляемого напряжением.

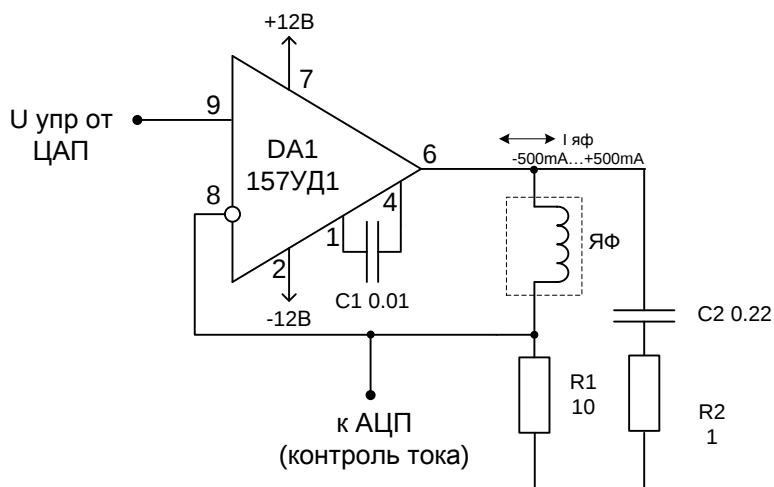


Рис. 3-10 Управляемый источник тока для МО-модулятора.

3.7. Основные технические характеристики и особенности АМК.

- **Оптическая поляризационная система.**

Штатная оптическая система лазерного эллипсометра ЛЭФ-3М-1, дополняемая в зависимости от решаемых задач системой фокусировки и магнитооптическим модулятором.

Точность установки поляризационных приборов 1 угловая минута.

Диапазон углов падения: $90^\circ - 45^\circ$

- **Источник оптического излучения**

Гелий-неоновый лазер ЛГ-72. Длина волны 630 нм.

Мощность излучения 0.5 мВт.

- **Система фокусировки лазерного излучения**

Длиннофокусные (120 мм) фокусирующая и собирающая линзы.

Минимальный размер фокусного пятна — 50 мкм.

- **Держатель образца и позиционер**

Горизонтальный столик из немагнитного материала. Диаметр 14 мм.

Ручное перемещение по вертикальной оси Z в диапазоне 30 мм.

Ручное и автоматическое перемещение в горизонтальной плоскости по осям X и Y с шагом 1.25 мкм. Диапазон перемещений 25 мм.

Автоматическое вращение вокруг вертикальной оси с шагом 0.45 градуса.

- **Виброизоляция**

Магнитополяриметр установлен на металлическом основании, закреплённом на капитальных стеновых конструкциях здания.

- **Магнитная система**

Двухполюсный электромагнит конусообразной формы без магнитопровода.

Межполюсное расстояние 30 мм. Возможна установка сердечников.

Питание от блока управления на базе стабилизаторов тока. Значение, направление и закон изменения тока задаются внешним управляющим напряжением (от ЦАП). Максимальная напряжённость магнитного поля в области образца: без сердечника — 400 Э, с сердечником — 1200 Э.

Магнитную систему можно разворачивать в плоскости образца на 90°.

- **Магнитооптические эффекты**

Меридиональный и экваториальный эффекты Керра регистрируются при двух положениях электромагнита и поляризационных приборов.

- **Режимы измерения.**

Экваториальный эффект — интенсивность отражённого от поверхности образца света. Меридиональный эффект — интенсивность света, прошедшего через анализатор или угловые измерения с использованием модулятора на эффекте Фарадея (точность единичного измерения 0.5'). МО-сканирование — в любых геометриях МО-эффекта Керра.

- **Измерение магнитного поля**

Интегральный датчик Холла SS49 Honeywell.

Точность измерения в диапазоне ± 1000 Э не хуже 0.5 Э.

Калибровка нуля осуществляется в начале цикла измерений.

- **Закон изменения магнитного поля**

Значение тока электромагнита задаётся внешним управляющим напряжением от 12-ти разрядного ЦАП. Два диапазона: $\pm 70(350)$ Э и $\pm 400(1200)$ Э. (в скобках – с незамкнутым сердечником)

Возможны два режима намагничивания образца:

Статический — управляющая программа выставляет фиксированное значение тока электромагнита.

Динамический — на выходе ЦАП формируется периодический сигнал треугольной или синусоидальной формы с частотой 0 - 40 Гц. Одному периоду изменения тока электромагнита соответствует массив из 4096 отсчётов.

3.8. Выводы.

Разработанный и созданный автоматизированный магнитополяриметрический комплекс позволяет регистрировать продольные и поперечные петли гистерезиса, исследовать их угловые зависимости в любой точке поверхности образца с линейными размерами до 10 мм, а также осуществлять МО-сканирование поверхности с шагом 1.25 мкм. Разрешающая способность АМК определяется размерами лазерного пятна.

ГЛАВА 4. ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС АВТОМАТИЗИРОВАННОГО МАГНИТОПОЛЯРИМЕТРА

В данной главе обоснован выбор среды программирования, в которой создано программное обеспечение АМК. Описаны алгоритмы и программная реализация измерительного и обрабатывающего программных комплексов.

4.1. Среда программирования

Работа любой автоматизированной измерительной установки требует соответствующего программного обеспечения. При его создании всегда встаёт проблема выбора среды программирования и обычно выбирается наиболее знакомая разработчику. Однако среда программирования должна соответствовать решаемой задаче [90]. Анализ различных систем программирования показал, что в приложении к автоматизации исследований, где требуется взаимодействие компьютера с аппаратной частью исследовательских установок, оперативная визуализация процесса исследования и обработка полученных результатов, среда LabView предоставляет наибольшие возможности для разработчика. Система LabView освобождает от рутинного программирования и имеет удобный инструментальный для отладки приложения [91]. Она обладает большой гибкостью при изменении методики измерений, что весьма часто встречается в физических экспериментальных исследованиях.

Взаимодействие с универсальной платой ввода/вывода аналоговых и цифровых сигналов L-780 осуществляется с помощью созданной в процессе конструирования АМК библиотеки приборов для LabView (см. Приложение). Приборы этой библиотеки предоставляют простой и наглядный интерфейс для выполнения как одиночных асинхронных операций аналогового и цифрового ввода/вывода, так и потоковых операций аналогового ввода/вывода на полной скорости платы L-780 по нескольким каналам одновременно.

Программный комплекс АМК состоит из нескольких измерительных модулей, реализующих различные алгоритмы детектирования, накопления и предварительной обработки, зависящих от конкретных исследовательских задач, и нескольких вычислительных модулей для обработки и визуализации полученных массивов данных. Все алгоритмы по управлению, детектированию, фильтрации, накоплению и предварительной обработке реализованы программными средствами.

4.2. Измерительный программный комплекс.

В АМК реализованы два режима измерений: 1) измерение в режиме статического намагничивания и 2) измерение в режиме динамического намагничивания.

4.2.1. Режим статического намагничивания [A2].

В режиме статического намагничивания управляющая программа пошагово изменяет значение тока через обмотку электромагнита. На каждом шаге измеряются: 1) значение сигнала датчика магнитного поля; 2) значения сигналов, пропорциональные освещённости основного и опорного детекторов. Луч лазера модулируется по амплитуде модулятором ЛЭФ-3М-1. Синхронное детектирование модулированного оптического сигнала осуществляется программным методом. Суть этого метода заключается в следующем: штатный модулятор эллипсометра ЛЭФ-3М-1 перекрывает луч лазера с частотой 160 Гц и скважностью 2; АЦП накапливает отсчёты с канала детектора в потоковом режиме в течение времени, кратного периоду модуляции лазерного луча; благодаря тому, что скважность модуляции равна 2, в буфере АЦП будет одинаковое количество отсчётов, сделанных как в момент прохождения зондирующего луча, так и в его отсутствие. Для полученного массива вычисляется среднеквадратическое (стандартное) отклонение, которое соответствует половине амплитуды полезного сигнала (Рис. 4-1). Таким образом, за один период модуляции вычисляется амплитуда полезного сигнала,

отфильтрованная от высокочастотных шумов. По сравнению с синхронным детектированием аппаратными средствами, такой метод позволяет, во-первых, существенно упростить схемотехнику комплекса, а во-вторых, сразу после изменения величины магнитного поля приступать к измерению следующей точки кривой намагничивания, поскольку в измерительной цепи отсутствуют RC фильтры с большим временем релаксации. Это очень важно для неискажённой регистрации прямоугольных петель гистерезиса. Ещё одно полезное свойство такого метода детектирования – измерение можно начинать в любой произвольный момент времени, не синхронизируясь по фазе с модулятором. Для компенсации нестабильности источника излучения полученное значение интенсивности корректируется в соответствии с данными опорного детектора.

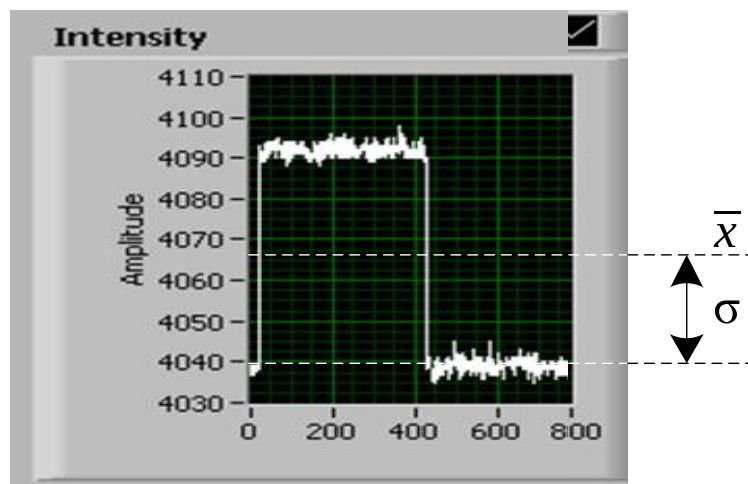


Рис. 4-1 Программный метод детектирования модулированного сигнала.

В режиме статического намагничивания достигается максимальное разрешение по магнитному полю. Такой режим позволяет прописывать кривые намагничивания очень подробно, даже в случае прямоугольной петли гистерезиса. К недостаткам такого режима можно отнести относительно низкую скорость измерения кривых намагничивания и как следствие влияние

дрейфа параметров комплекса на точность измерений. Таких недостатков лишён режим динамического намагничивания.

4.2.2. Режим динамического намагничивания.

В режиме динамического намагничивания величина и направление тока через обмотку электромагнита изменяются по периодическому закону с постоянной частотой. Амплитуда, частота и закон изменения тока задаются программно. В этом режиме измеряются и буферизуются значения сигналов с датчика магнитного поля и основного детектора на полной скорости платы ввода-вывода. Амплитудная модуляция и компенсация нестабильности источника излучения с помощью опорного детектора не используются. ЦАП платы L-780 работает в режиме потокового вывода. На его выходе генерируется периодический управляющий сигнал треугольной (при необходимости, любой произвольной) формы с амплитудой, гарантирующей насыщение ферромагнитного образца. Периодическое изменение величины и направления внешнего магнитного поля вызывает синхронную модуляцию угла поворота плоскости поляризации отражённого от поверхности образца линейно поляризованного света. Периодическое изменение угла поворота плоскости поляризации приводит к синхронному изменению интенсивности света, прошедшего через анализатор. Таким образом, на детекторе регистрируется периодический сигнал с частотой модуляции магнитного поля. Форма этого сигнала очень близка к форме кривой намагничивания.

В режиме динамического намагничивания АЦП платы L-780 накапливает отсчёты одновременно по двум каналам – каналу детектора и каналу датчика магнитного поля. Время накопления выбрано таким, чтобы в буфере АЦП накопились отсчёты за несколько (обычно 3 – 4) периодов модуляции магнитного поля (Рис. 4-2). По окончании накопления из полученного массива выделяются информационные блоки, относящиеся к отдельным периодам изменения магнитного поля. Соответствующие элементы всех выделенных массивов усредняются. Массив значений интенсивности

центрируется и приводится к единице. В памяти компьютера формируется двумерный массив, в котором каждому усреднённому значению датчика магнитного поля соответствует нормализованное усреднённое значение интенсивности. Этот массив полностью описывает кривую намагничивания в точке на поверхности образца, на которую падает зондирующий луч. Получение одной кривой намагничивания в таком режиме занимает доли секунды.

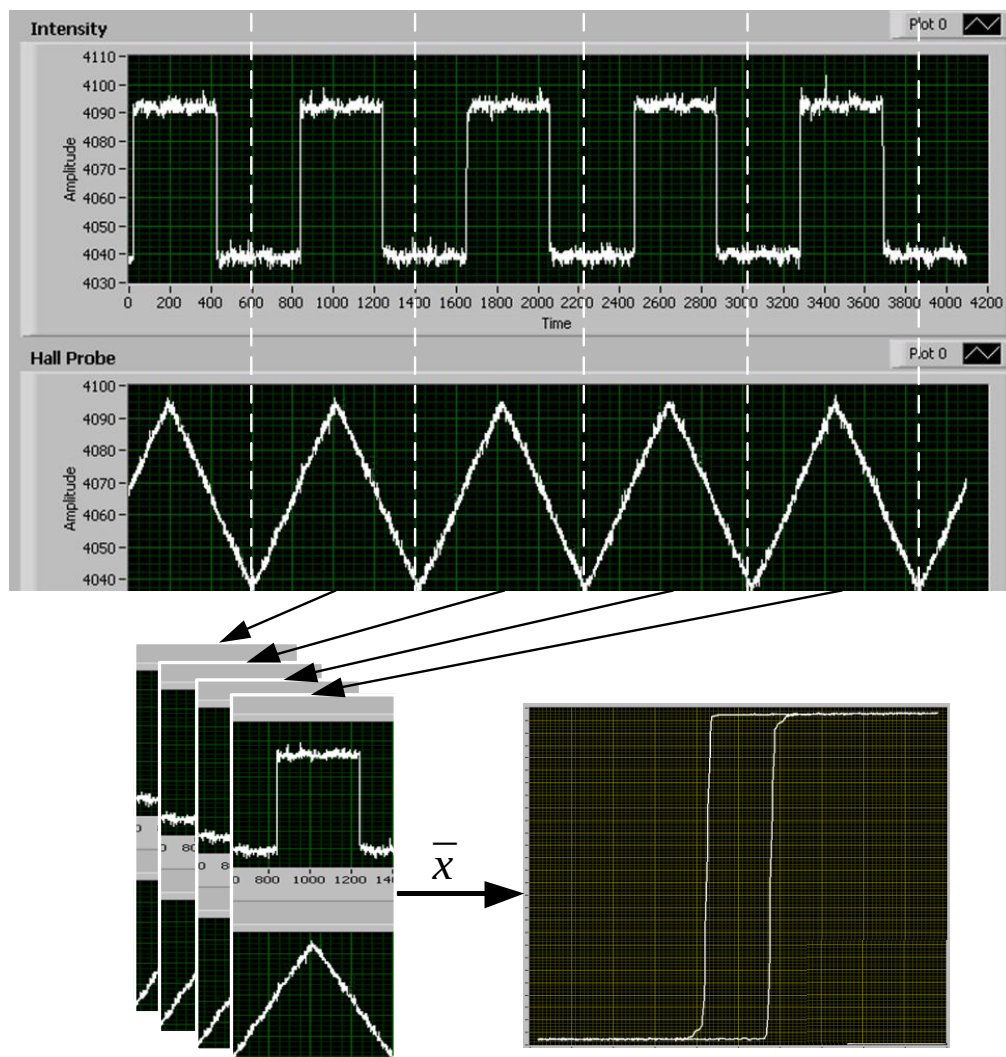


Рис. 4-2 Регистрация петли гистерезиса в режиме динамического намагничивания.

При слабом уровне магнитооптического сигнала и для более точной регистрации кривой намагничивания измерение можно повторить несколько

раз и использовать усреднение по ансамблю. Для усреднения по ансамблю должны выполняться следующие условия:

- полезный сигнал появляется повторно в одной и той же форме;
- от процесса, который его вызывает, приходит триггерный импульс;
- полезный сигнал статистически независим от сигнала помех.

В нашем случае все эти условия выполняются, поэтому полезный сигнал можно полностью реконструировать из сигнала с шумом. Нет никаких других способов анализа сигнала, которые позволяли бы сделать это [92]. Благодаря применению усреднения по ансамблю динамический режим намагничивания оказывается чувствительнее статического. На практике удаётся регистрировать с хорошим разрешением по интенсивности петли гистерезиса неразличимые глазом на фоне шумов в каждом отдельном цикле измерения.

4.2.3. Алгоритм исследования образца [A2, A3].

Алгоритм исследования образца состоит из нескольких вложенных циклов. Цикл измерения кривой намагничивания является базовым. Внутри этого цикла осуществляются развёртка тока магнита (в режиме статического намагничивания), измерение величины магнитного поля, измерение интенсивности света, прошедшего через анализатор, визуализация, накопление данных и формирование индикаторов хода выполнения программы. Он выполняется внутри двух других циклов – цикла сканирования по поверхности и цикла изменения азимута (вращение столика вокруг вертикальной оси). Для сведения к минимуму механических перемещений образца и сокращения времени исследования принята последовательность циклов измерения, показанная на Рис. 4-3. Параметры циклов измерения задают:

- диапазон изменения величины магнитного поля;
- диапазон и шаг изменения азимутального угла;
- число циклов измерения кривой намагничивания N_c ;
- размер, положение и шаг сканирования исследуемой области.

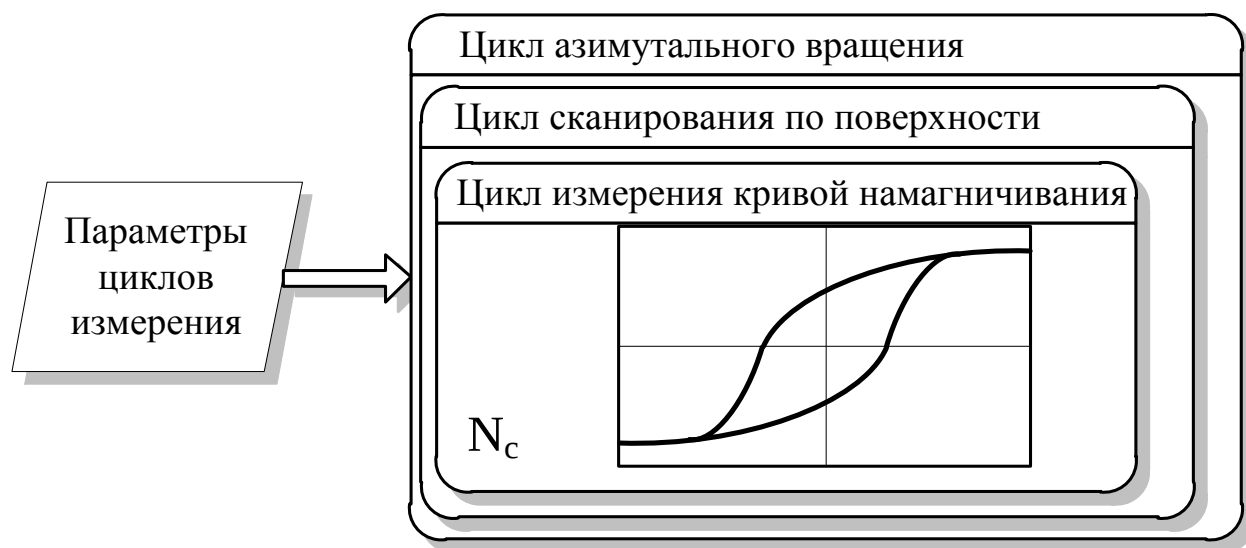


Рис. 4-3 Порядок выполнения измерительных циклов

В зависимости от заданных параметров возможны следующие режимы измерения:

- 1) Измерение кривой намагничивания в одной точке образца.
- 2) Получение семейства кривых намагничивания (СКН) в точке на поверхности образца, совпадающей с осью вращения, при различных азимутальных положениях столика.
- 3) Получение СКН в одной произвольно выбранной точке на поверхности образца, не совпадающей с осью вращения, при различных азимутальных положениях столика.
- 4) Получение СКН путём сканирования по поверхности образца.
- 5) Получение СКН путём сканирования по поверхности образца с азимутальным вращением.

Упрощённая блок-схема измерительного программного модуля, реализующего режим измерения 1 со статическим намагничиванием, приведена на Рис. 4-4.

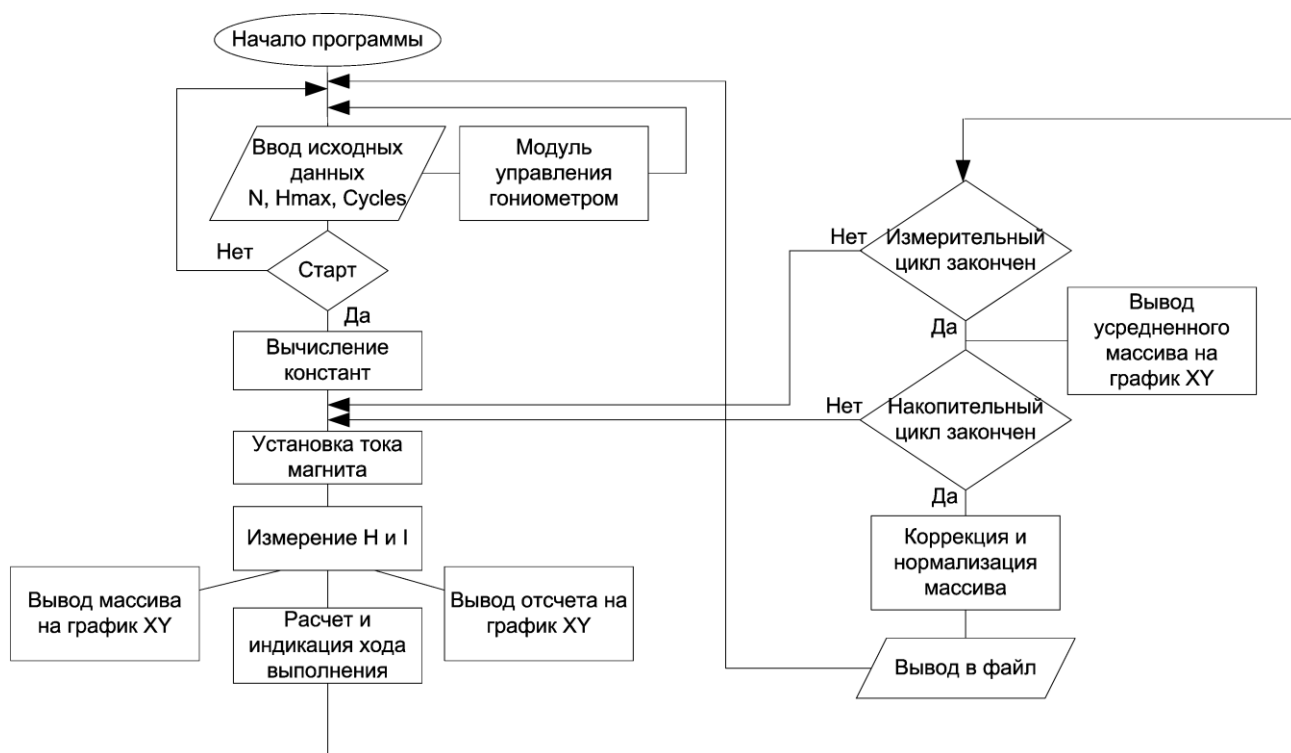


Рис. 4-4 Алгоритм измерения кривой намагничивания в одной точке образца в режиме статического намагничивания.

Наиболее общим случаем является режим 5. Для его реализации необходимо решить задачу азимутального исследования произвольной точки на поверхности образца, не совпадающей с осью вращения (режим 3). Решение этой задачи «в лоб» представляется технически очень сложным и трудновыполнимым. Однако, используя вычислительные возможности компьютера и применив оригинальный программный алгоритм, задачу исследования произвольной точки на поверхности образца при любых азимутальных положениях предметного столика можно решить довольно просто. Если за начальное состояние измерительной системы принять положение, когда зондирующий луч попадает в точку на поверхности образца, совпадающую с осью вращения предметного столика, и эту точку принять за начало координат, то задача сводится к случаю поворота системы отсчёта вокруг начала координат. Координаты произвольной точки Р при любом

значении азимутального угла φ в новой и старой системе координат (Рис. 4-5)

связаны известными соотношениями:
$$\begin{cases} x' = x \cdot \cos \varphi + y \cdot \sin \varphi, \\ y' = -x \cdot \sin \varphi + y \cdot \cos \varphi. \end{cases}$$

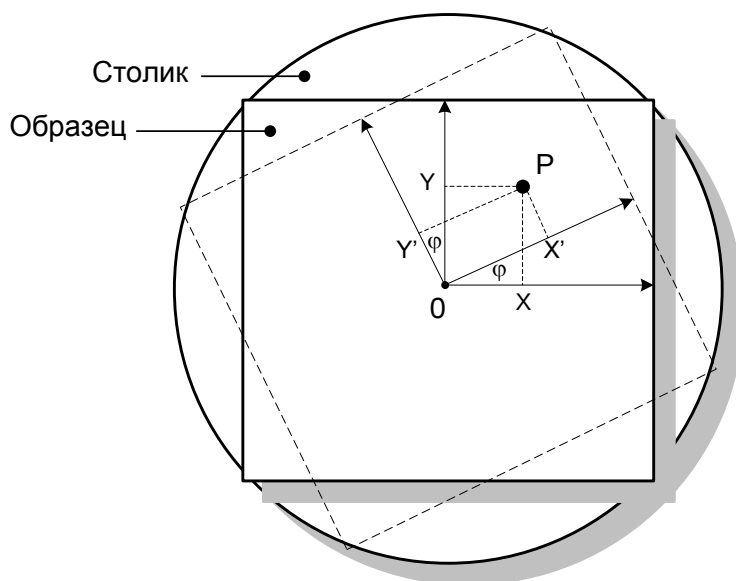


Рис. 4-5 Преобразование координат при азимутальном вращении образца.

Таким образом, при изменении азимутального положения управляющая программа вычисляет новые координаты исследуемой точки и с помощью автоматизированного позиционера корректирует положение всего гониометра относительно точки падения зондирующего луча.

Такой алгоритм требует очень точного начального совмещения фокусного пятна лазерного луча с осью вращения образца. Процедура начальной юстировки подробно описана в пятой главе.

4.2.4. Интерфейс измерительного программного комплекса.

После окончания юстировки положения образца необходимо задать параметры циклов измерения (Рис. 4-6а). Группа параметров **1** задаёт размеры области сканирования и количество точек измерения по каждой координате. По умолчанию центр области сканирования совпадает с осью вращения образца.

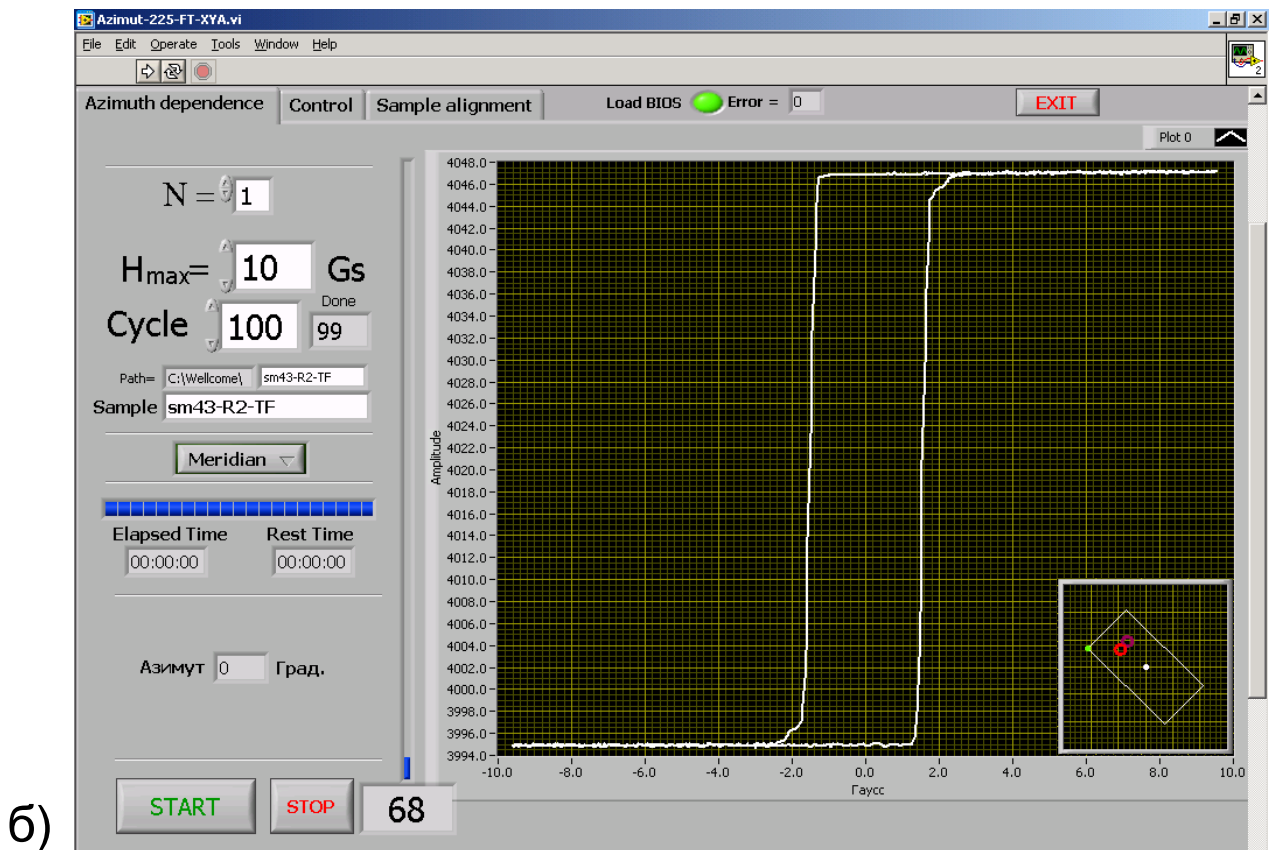
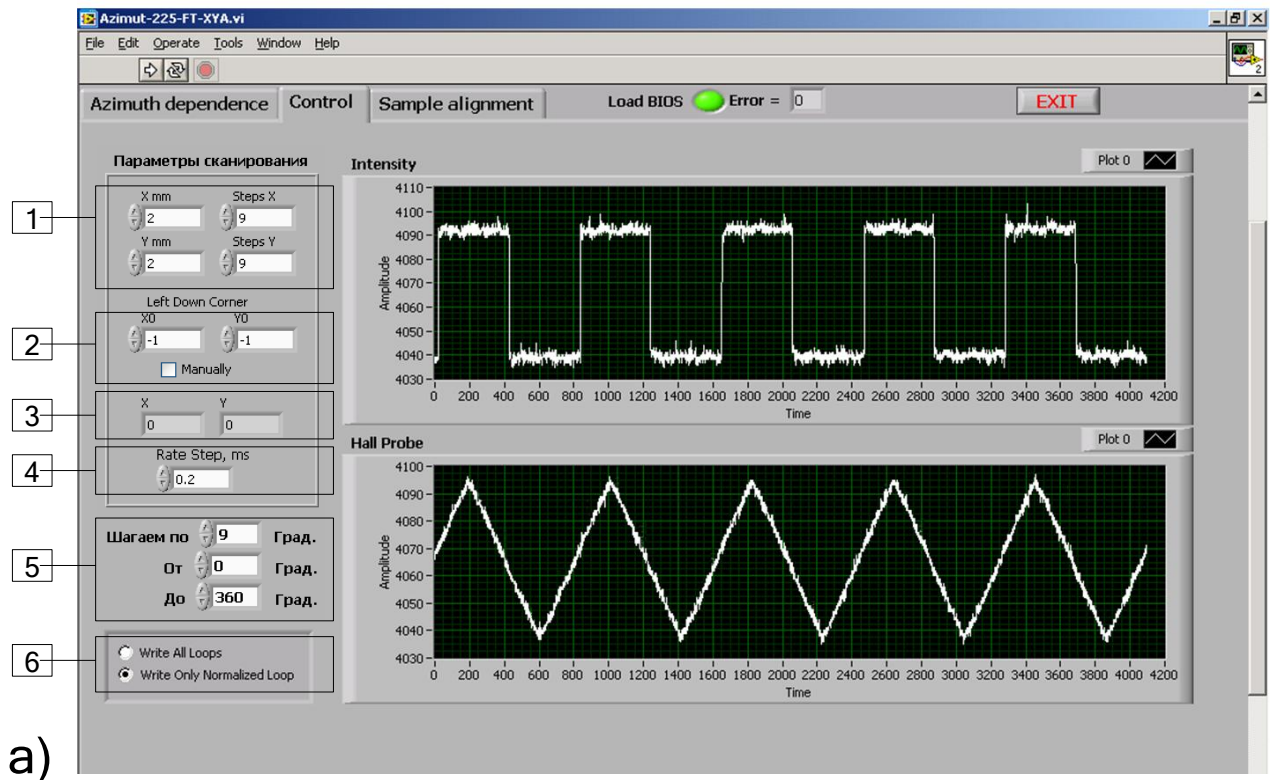


Рис. 4-6 Панель управления АМК

При необходимости область сканирования можно сместить, задав координаты начальной точки [2] вручную. Если размеры области сканирования не определены, то измерения будут проведены только в одной этой точке. На индикаторах [3] в ходе сканирования отображаются координаты исследуемой в данный момент точки. Параметр [4] задаёт скорость перемещения позиционера. Группа параметров [5] задаёт шаг изменения, начальное и конечное значения угла поворота образца при измерении азимутальных зависимостей. Параметр [6] может разрешить запись в файл всех частных кривых намагничивания, участвующих в усреднении.

Главное рабочее окно панели управления АМК показано на Рис. 4-6, б. В процессе сканирования в окне графика зависимости интенсивности магнитооптического сигнала от внешнего магнитного поля поочерёдно отображаются все петли гистерезиса и виден процесс их усреднения. В дополнительном окошке (справа внизу) отображаются: схематичное изображение области сканирования, её азимутальное положение, стартовая точка, центр вращения образца и положение точки, исследуемой в данный момент. Общее и оставшееся время исследования можно оценить по индикаторам хода выполнения программы (индикаторы «прогресс-бар», «Elapsed Time», «Rest Time»).

4.3. Вычислительный программный комплекс

4.3.1. Алгоритм обработки результатов исследования [А3].

Каждая кривая намагничивания записывается в отдельный файл вместе с информацией о координате точки на поверхности образца относительно оси вращения, азимутальным положением предметного столика и другими параметрами измерения. При подробном исследовании образца общее количество кривых намагничивания измеряется тысячами. Ручная обработка такого массива информации практически невозможна. С этой задачей справляется разработанный комплекс программных модулей, объединённых

одной интерфейсной оболочкой. Упрощённый алгоритм работы этого программного комплекса представлен на Рис. 4-7.

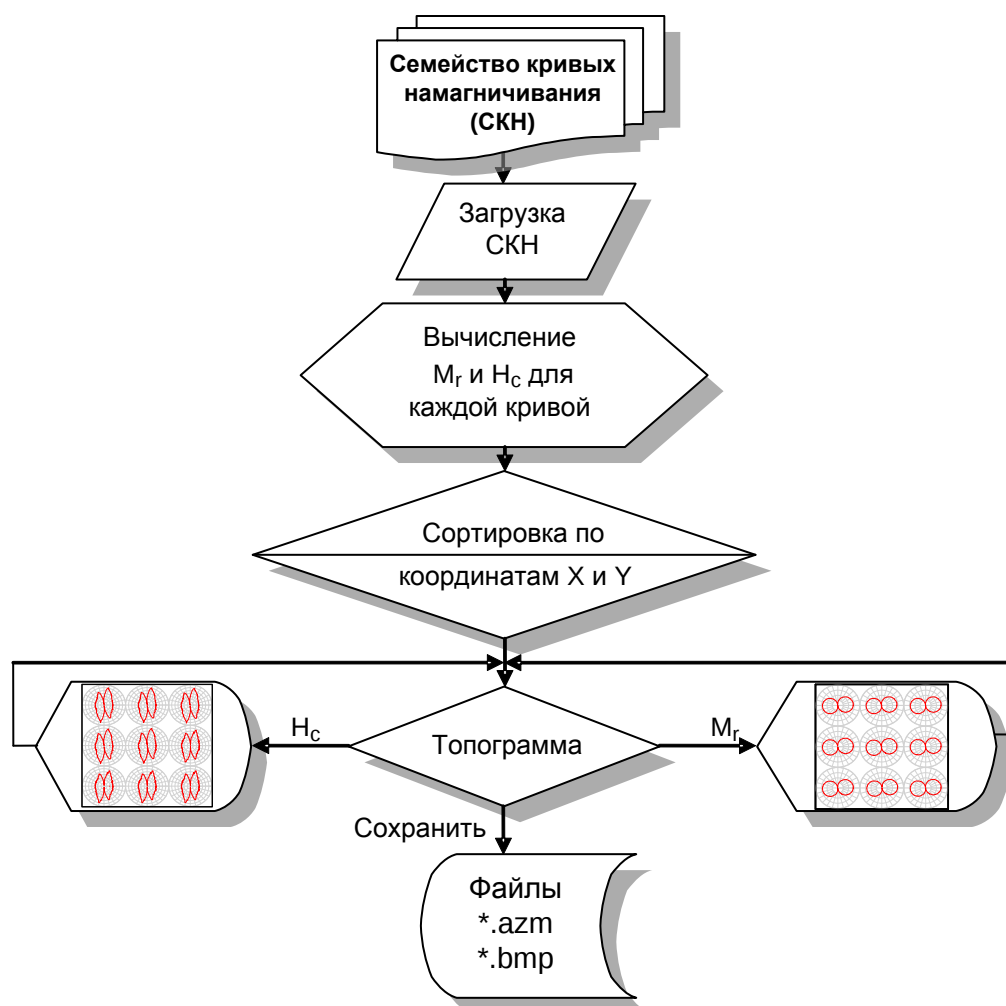


Рис. 4-7 Алгоритм обработки результатов магнитооптического сканирования

В процессе обработки СКН для каждой кривой намагничивания определяются значения намагниченности насыщения M_s , приведённой остаточной намагниченности M_r/M_s и коэрцитивной силы H_c , которые сортируются по координатам и азимутам. Сформированный массив данных сохраняется в рабочем бинарном файле, который можно использовать впоследствии при работе с данным СКН.

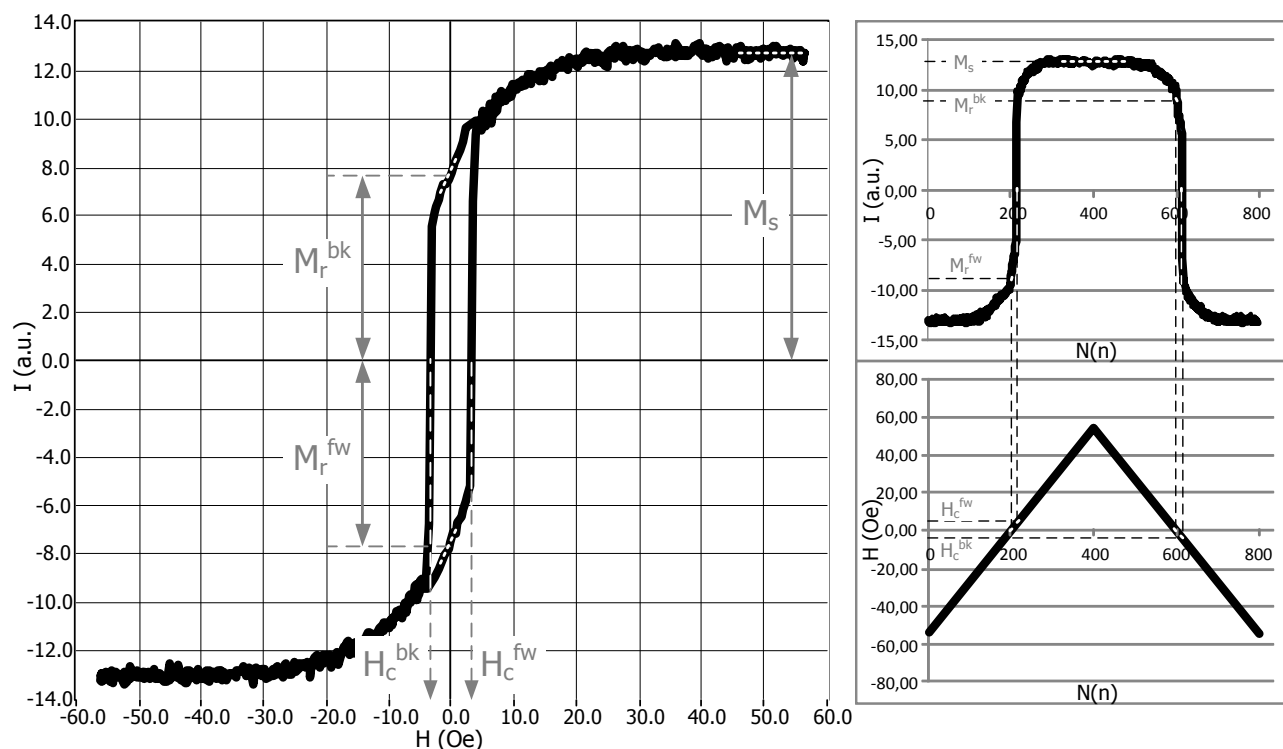


Рис. 4-8 Определение параметров петли гистерезиса.

fw, bk – индексы, обозначающие восходящую и нисходящую ветви петли гистерезиса, соответственно.

Перед определением параметров петли гистерезиса соответствующий массив значений МО-сигнала центруется. Значение M_s определяется усреднением 20 отсчётов середины массива (конец положительной и начало отрицательной ветви петли гистерезиса) (Рис. 4-8). Приведённая остаточная намагниченность M_r/M_s определяется из линейной регрессии всех экспериментальных точек в диапазоне магнитных полей от -1 Э до +1 Э отдельно для восходящей и нисходящей ветвей петли гистерезиса. Значение H_c вычисляется из линейной интерполяции двух точек, лежащих на границе изменения знака магнитного поля, отдельно для восходящей и нисходящей ветвей петли гистерезиса.

4.3.2. Интерфейс модуля обработки результатов сканирования.

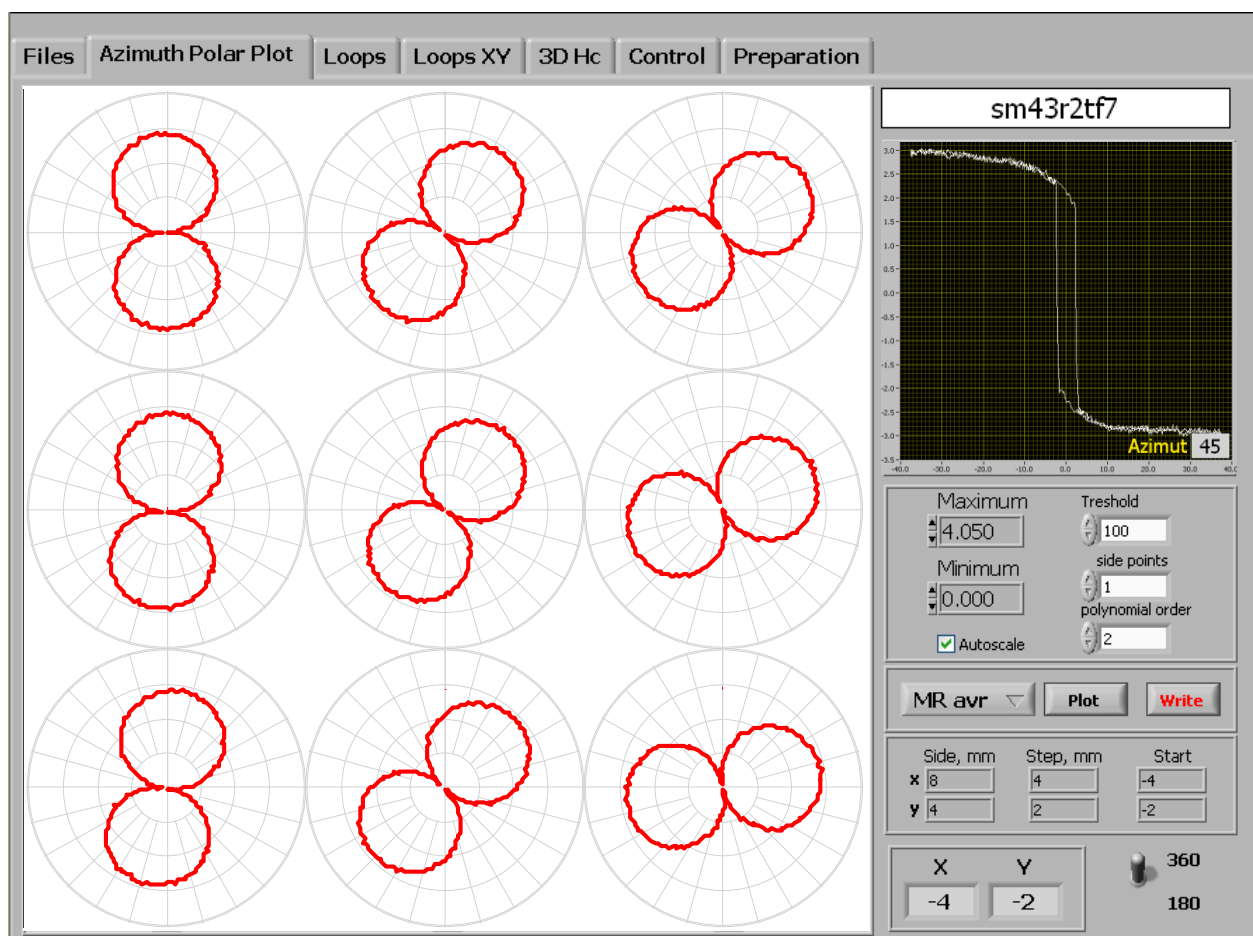


Рис. 4-9 Интерфейс программного комплекса обработки СКН.

Результатом работы программного комплекса являются топограммы (Рис. 4-9) – карты распределения азимутальных зависимостей в полярных координатах значений M_r/M_s или H_c по поверхности образца в пределах исследованной области. Графический образ топограммы можно экспортировать средствами LabView в растровом или векторном форматах. В каждой исследуемой точке имеется возможность вывода на экран зарегистрированных кривых намагничивания для всех значений азимута (Рис. 4-9 окно справа). Для этого достаточно привести курсор на изображение азимутальной зависимости интересующей точки. Экранная кнопка «Write» активизирует запись на диск в отдельные файлы для каждой точки графические (*.bmp) и численные (в табличном текстовом формате – *.azm) представления азимутальных

зависимостей. В дальнейшем, при необходимости, файлы *.azm легко обрабатываются программами типа Origin.

4.4. Выводы

Программное обеспечение АМК создано в среде LabView, так как в приложении к автоматизации исследований она предоставляет большие возможности для разработчика и освобождает от рутинного программирования. Все алгоритмы по управлению АМК, детектированию, фильтрации, накоплению и предварительной обработке реализованы программными средствами. Измерительный программный комплекс предоставляет удобный интерфейс, позволяющий задавать и запоминать параметры и режимы измерений, а также в процессе исследования контролировать все измеряемые величины. Программный комплекс обработки СКН имеет интуитивно-понятный интерфейс и высокую степень автоматизации рутинных операций при манипуляциях с данными.

ГЛАВА 5. ИЗУЧЕНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ТОНКИХ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПЛЁНОК

В этой главе рассмотрены вопросы метрологии. Проанализировано влияние погрешностей позиционирования образца на точность исследований. Приведены результаты исследований ферромагнитных слоёв, полученных методом ионно-лучевого синтеза (ИЛС). Для подтверждения достоверности полученных результатов приведены сравнительные результаты исследований, выполненных МО-методом на созданном магнитополяриметре и методом индукционной магнитометрии на экспериментальном коэрцитивном спектрометре.

5.1. Метрологические характеристики АМК

Пространственное разрешение сканирующего поляриметра определяется пространственным профилем лазерного пятна и точностью, с которой лазерное пятно может быть позиционировано на поверхности образца.

5.1.1. Форма и размер лазерного пятна.

Луч лазера падает на поверхность образца под углом 45° , поэтому лазерное пятно имеет форму эллипса. Гауссовый профиль по длинной оси эллипса (в плоскости падения) в $\sqrt{2}$ шире, чем по короткой оси. Профиль лазерного пятна определяется с помощью метода «ножа» [93]. В качестве «ножа» используется край скола монокристаллической кремниевой подложки (Рис. 5-1а). Измерение заключается в регистрации интенсивности отражённого лазерного излучения при пересечении края подложки лазерным пятном (Рис. 5-1б). Ширина лазерного пятна по длинной оси эллипса на полувысоте разностного профиля – 65 мкм.

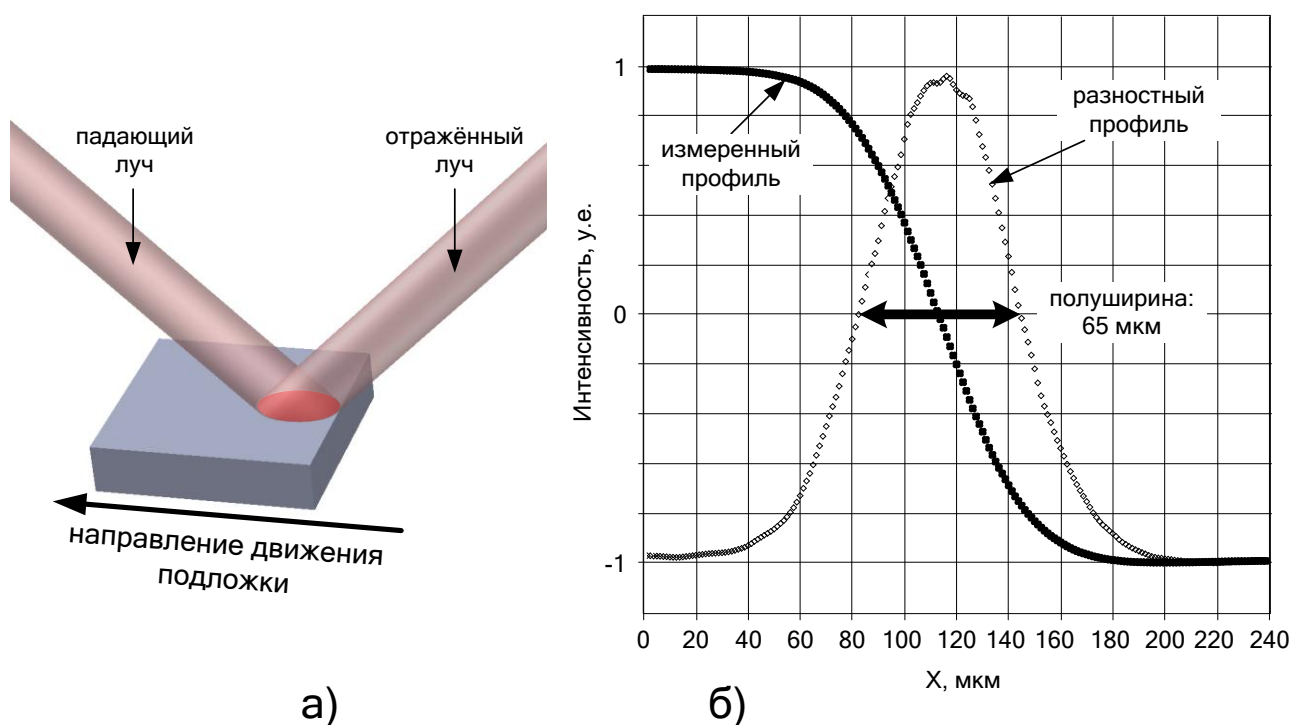


Рис. 5-1 (а) Схематическое изображение определения профиля лазерного пятна методом «ножа»; (б) Профиль интенсивности отражённого пучка сфокусированного лазерного луча при перемещении через край скола кремниевой подложки и разностный профиль, полученный методом численного дифференцирования.

Мощность лазерного излучения ~ 0.5 мВт. Плотность потока лазерного излучения в лазерном пятне диаметром 50 мкм $\sim 10^6$ Вт/м². Высокая плотность потока лазерного излучения необходима для достижения хорошего соотношения сигнал-шум при регистрации магнитооптических эффектов. Но это может вызвать чрезмерный локальный нагрев. Поэтому необходимо оценить степень нагрева поверхности образца. Увеличение локальной температуры в результате нагрева поверхности образца лазерным излучением можно вычислить по формуле [14]:

$$\Delta T = \frac{3P_{abs}}{\pi\lambda_{th}d_{sp}}, \text{ где } P_{abs} - \text{поглощённая мощность лазерного излучения,}$$

λ_{th} – теплопроводность образца, d_{sp} – диаметр лазерного пучка.

Для грубой оценки увеличения локальной температуры предположим, что вся мощность ($5 \cdot 10^{-4}$ Вт) лазерного излучения поглощается образцом. Из справочных данных известно, что средняя теплопроводность кремния – 100 Вт/(м·К). Диаметр лазерного пятна 50 мкм. Вычисленное увеличение температуры незначительно и составляет ~ 0.1 К.

5.1.2. Измерение магнитного поля.

Напряжённость магнитного поля в исследуемой области измеряется с помощью аналогового интегрального датчика на эффекте Холла SS49 фирмы Honeywell. Датчик может функционировать в диапазоне температур от -40 °С до 100 °С. Температурный дрейф не более $0.1\%/^{\circ}\text{C}$. Диапазон измерения ± 1000 Гаусс, что соответствует изменению напряжения на выходе датчика от 0 до 4 В. При отсутствии магнитного поля выходное напряжение равно 2 В. Линейность преобразования во всём диапазоне не хуже 0.7% . Точность единичного измерения, ограниченная шумами измерительной системы, не хуже 0.5 Гаусс.

Для удобства манипуляций с образцом, датчик магнитного поля установлен в стороне от предметного столика. Показания датчика калибруются с помощью измерителя магнитной индукции. При этом щуп измерителя фиксируется таким образом, чтобы его чувствительная область находилась в месте контакта образца с лазерным лучом и располагалась строго перпендикулярно оси магнитной системы.

5.1.3. Юстировка начального положения образца [A3].

Поскольку образцы могут быть разной толщины, а зондирующий луч падает под углом к его поверхности, после каждой замены образца необходимо выполнить процедуру совмещения фокусного пятна лазера с осью вращения образца. В АМК реализованы два способа совмещения начала координат с осью вращения образца, отличающихся точностью и трудоёмкостью.

Первым способом совмещение оси вращения столика с пятном лазерного луча осуществляется и контролируется по полноэкранному изображению предметного столика с образцом, получаемому в реальном масштабе времени от USB-камеры. На это изображение программным способом наложена юстировочная сетка (Рис. 5-2).

Совмещение выполняется в два этапа:

- Камера перемещается в положение, при котором изображение лазерного пятна совмещается с центром юстировочной сетки.
- Предметный столик перемещается в положение, при котором его изображение совмещается со специальными метками на юстировочной сетке.

Точность такого совмещения оси вращения столика с пятном лазерного луча ± 30 мкм.

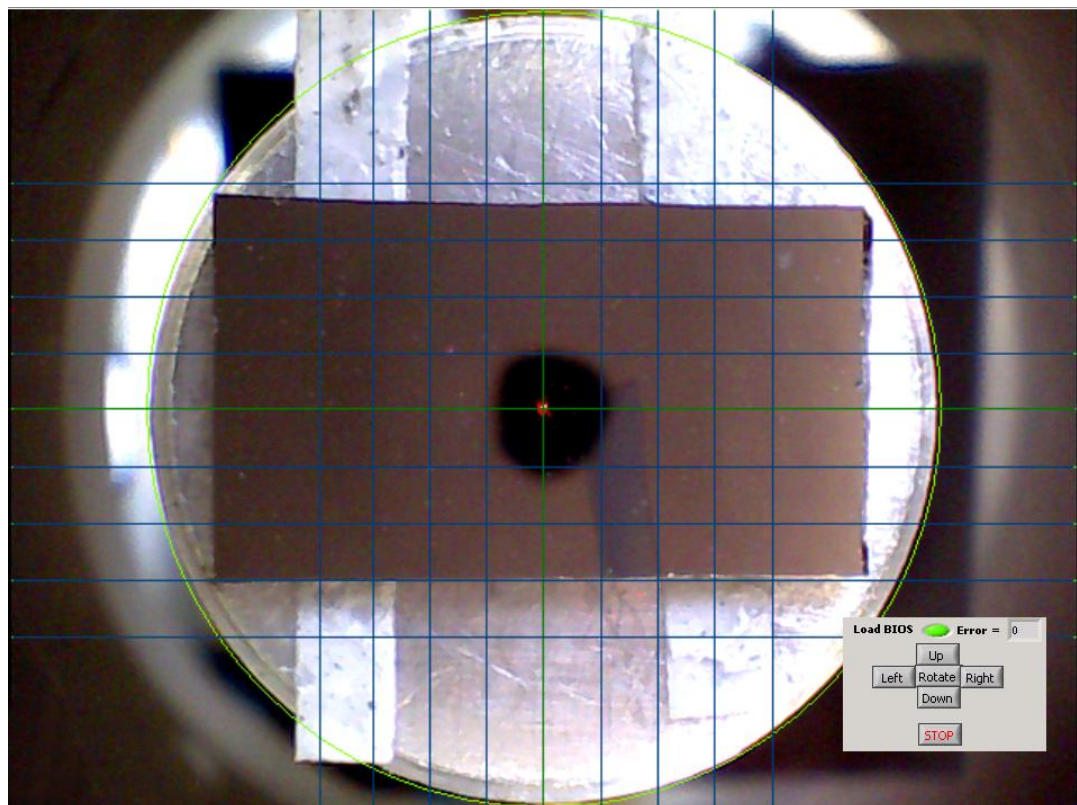


Рис. 5-2 Совмещение оси вращения с фокусным пятном с помощью USB-камеры

Такая точность нас устраивает, пока размер лазерного пятна порядка 50 мкм. На практике, в магнитополяриметрах с наклонным падением луча можно сфокусировать луч лазера в пятно размером ~ 2 мкм [14]. В АМК реализован алгоритм определения координат центра вращения с такой точностью. Этот алгоритм также состоит из нескольких этапов:

- С помощью прецизионного (на максимальной разрешающей способности позиционера) автоматического сканирования определяются точные координаты вершины одного из углов образца.
- С помощью автоматизированного гониометра образец поворачивается на некоторый угол.
- С помощью прецизионного сканирования определяются новые координаты вершины выбранного угла образца.
- По координатам двух точек и углу поворота вычисляются координаты центра вращения.

Для частного случая поворота на 90 градусов по часовой стрелке, координаты центра вращения C относительно исходного положения точки A определяются очень простым соотношением (Рис. 5-3). Позиционер перемещается в точку C . В дальнейшем это положение позиционера принимается за начало координат.

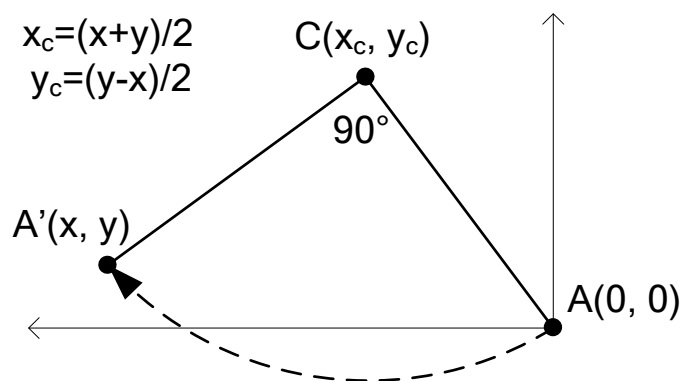


Рис. 5-3 Определение координат оси вращения.

5.1.4. Точность позиционирования образца.

Точность азимутального позиционирования определяется конструкцией гониометра. Ось вращения столика для образцов напрямую связана с валом шагового двигателя гониометра, люфты в передаче отсутствуют. Поэтому точность азимутального позиционирования определяется статической погрешностью отработки шага угла, которая для двигателя SCOTTS VALLEY P/N 50387-001 не превышает 1.5 угловой минуты. Вероятность пропуска шага сведена к минимуму благодаря подбору оптимальной частоты управляющих импульсов и величины тока через обмотки двигателя.

Точность позиционирования в плоскости образца определяется:

- конструкцией и точностью изготовления позиционера;
- статической погрешностью отработки шага угла приводов;
- динамическими параметрами системы гониометр-позиционер.

Двухкоординатный позиционер ЛЭФ-3М-1 снабжён пружинным механизмом устранения люфта с точностью установки не хуже 5 мкм. Статическая погрешность отработки шага угла двигателей ШД-200-1 не превышает 3.25 угловых минут, что соответствует линейному перемещению позиционера 0,08 мкм, и ею можно пренебречь. Система гониометр-позиционер имеет некоторую колебательную степень свободы, что приводит к небольшому отклонению вертикальной оси столика в момент начала движения и к затухающим маятниковым колебаниям в момент остановки. Колебания полностью затухают в течение ~0.3 секунды. Поэтому в каждом цикле измерения кривой намагничивания перед началом опроса АЦП выдерживается пауза длительностью 0.5 сек. В режиме прецизионного сканирования регистрация МО-сигнала осуществляется при движении образца только в одну сторону.

5.1.5. Погрешности установки образца.

Луч лазера падает на образец под углом 45° , поэтому при сканировании с микронной точностью необходимо оценить (и по возможности компенсировать) погрешность, вызванную непараллельностью поверхности образца плоскости вращения столика. Юстировка самого столика проблемы не представляет, так как в конструкцию позиционера ЛЭФ-3М-1 заложены все необходимые для этого регулировки. Непараллельность поверхности образца плоскости вращения столика приводит к трём следствиям. Первое – при вращении столика луч, отражённый от центра вращения образца, описывает в пространстве конус, а на поверхности детектора – окружность. Второе – расстояние между исследуемыми точками при сканировании по поверхности образца в некоторых направлениях отличается от реальных перемещений позиционера. Третье – может произойти «расфокусировка» лазерного пятна.

Эллипсометр ЛЭФ-3М-1 снабжён юстировочным экраном. Длина оптического пути от образца до поверхности экрана составляет 91 см. По величине отклонения луча на экране, можно довольно точно оценить степень непараллельности (Рис. 5-4 а). Для малых углов α справедливо: $d = cb/2a$. Таким образом, если луч лазера описывает на экране окружность диаметром 2 мм ($b=1\text{ мм}$), непараллельность составляет 5.5 мкм/см. Поскольку угол падения луча равен 45° , смещение поверхности по вертикали на величину d' (Рис. 5-4 б) приводит к горизонтальному смещению лазерного пятна на такую же величину. Поэтому в общем случае во всех точках поверхности образца, не совпадающих с осью вращения столика, при азимутальном сканировании лазерное пятно описывает окружность радиусом, равным величине вертикального смещения. Максимальная погрешность наблюдается на краях области сканирования и для случая вычисленного выше наклона не превысит 4 мкм (в углах области сканирования 10×10 мм), что значительно меньше размеров фокусного пятна.

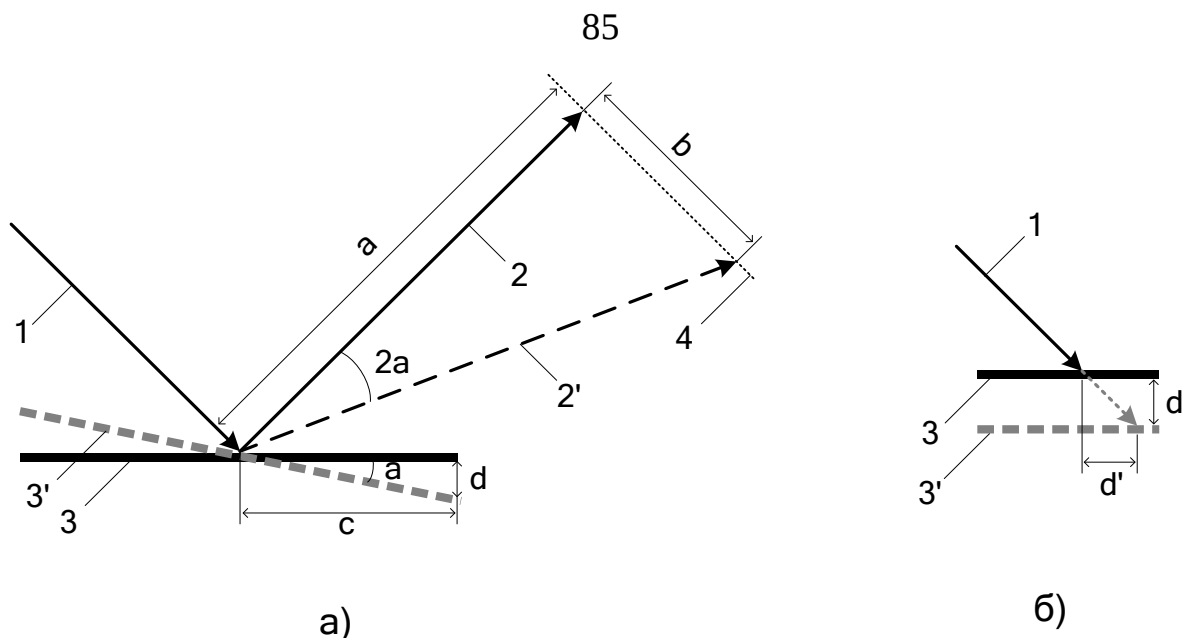


Рис. 5-4 1 – падающий луч; 2, 2' – отражённый луч; 3, 3' – отражающая поверхность; 4 – поверхность экрана.

При необходимости эту погрешность можно легко скомпенсировать программно. Для этого достаточно определить азимут и величину наклона поверхности образца.

Величина этой погрешности не оказывает существенного влияния на размер фокусного пятна благодаря особенностям фокусирования лазерного излучения – перетяжка в фокусе линзы имеет довольно большую, до нескольких сотен микрон, глубину резкости.

5.2. Исследование локальных магнитных свойств тонких слоёв, полученных методом ионно-лучевого синтеза [А3-А6]

На АМК были исследованы образцы тонких магнитных слоёв, полученных методом ионно-лучевого синтеза (ИЛС).

5.2.1. Методика ионно-лучевого синтеза ферромагнитных слоёв.

В качестве исходных подложек использовались монокристаллические и поликристаллические пластины кремния марки КДБ-10 и КЭФ-4.5, вырезанные вдоль плоскостей (111) и (100) соответственно. Имплантация проводилась на ускорителе ИЛУ-3 ионами Fe^+ с энергией 40 кэВ при плотности ионного тока 5

мкА/см² при комнатной температуре. Доза имплантации составляла $3 \cdot 10^{17}$ см⁻². При ИЛС одной группы образцов было приложено внешнее магнитное поле напряжённостью $H_i=200$ Э, $H_i=500$ Э и $H_i=1200$ Э параллельно плоскости кремниевой пластины (Рис. 5-5 а). ИЛС другой группы образцов проводился в условиях изгибного механического напряжения (Рис. 5-5 б). Для контроля была проведена имплантация в отсутствие внешних воздействий. Исследования данных слоёв, проведённые ранее методами мёссбауэровской спектроскопии конверсионных электронов и рентгеновской дифракции при скользящих углах, показали, что основной кристаллической фазой в синтезированном слое при таких режимах имплантации является ферромагнитный силицид Fe_3Si в полидисперсном состоянии [94].

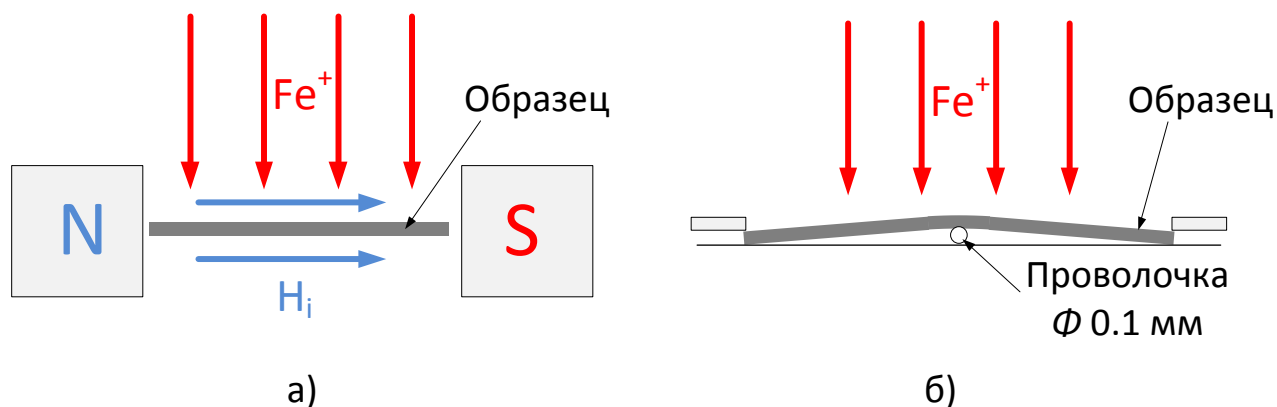


Рис. 5-5 ИЛС в условиях внешних воздействий на образец.

5.2.2. Результаты магнитооптического исследования ионно-синтезированных ферромагнитных слоёв.

Кривые намагничивания, полученные на АМК, для образцов первой группы показаны на Рис. 5-6(а, б). Угловая зависимость приведённой остаточной намагниченности M_r/M_s (Рис. 5-6 в) в плоскости образца является результатом обработки 200 петель гистерезиса, зарегистрированных с шагом 1.8°.

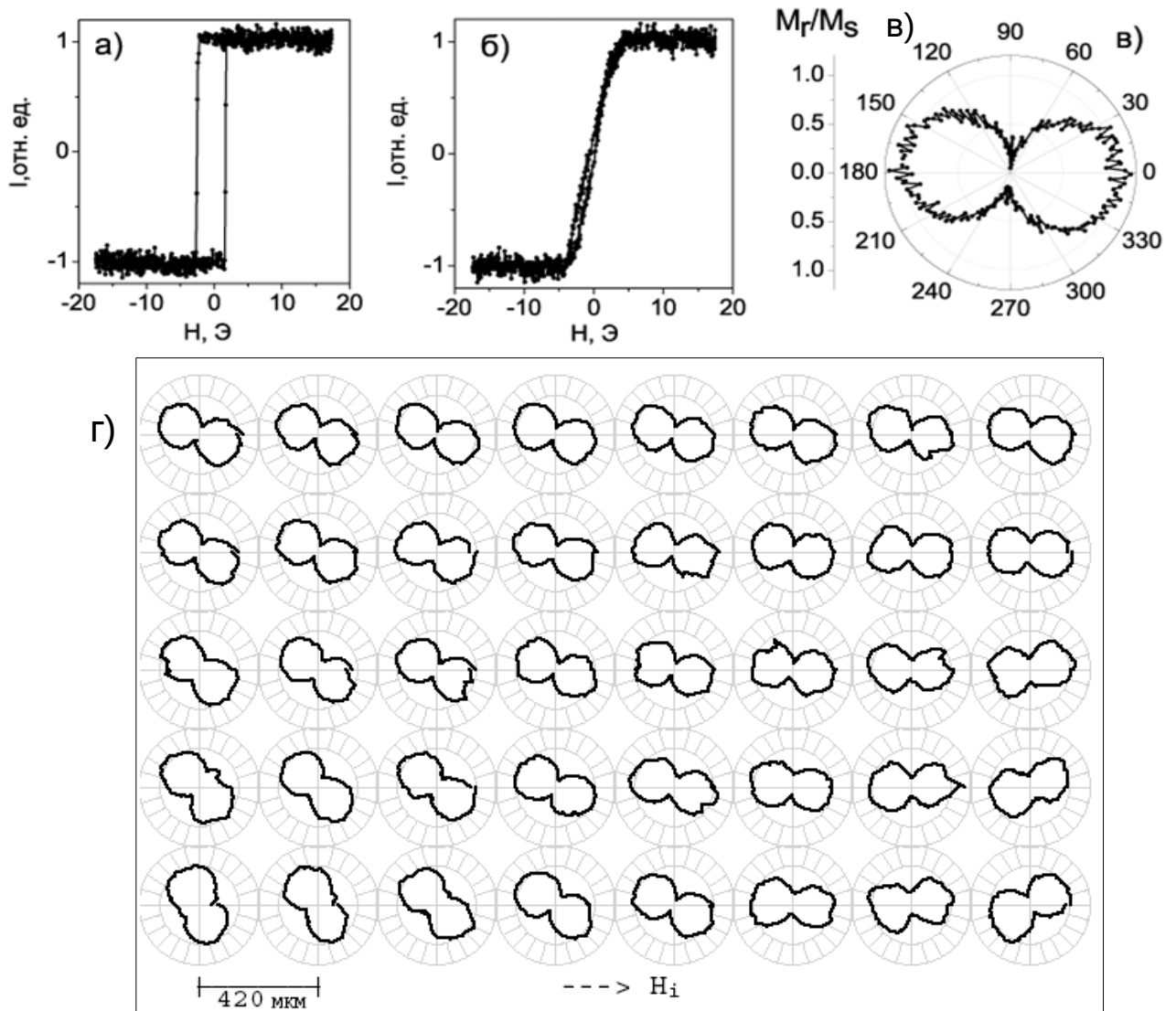


Рис. 5-6 Результаты МО-исследования магнитного слоя, полученного методом ИЛС во внешнем магнитном поле. (КДБ-10 (111), Fe^+ , энергия 40 кэВ, плотность ионного тока 5 мкА/см^2 при комнатной температуре, доза имплантации $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, $H_i=1200 \text{ Э}$): а) петля гистерезиса в направлении ОЛН; б) петля гистерезиса в направлении ОТН; в) угловая зависимость приведённой остаточной намагниченности M_r/M_s ; г) топограмма угловых зависимостей M_r/M_s .

Измерения, проведённые в режиме сканирования, показали, что на всей поверхности образца наблюдается одноосная анизотропия (Рис. 5-6 г), причём направление ОЛН в среднем соответствует направлению магнитного поля H_i при имплантации. При этом в отдельных точках поверхности форма угловых

зависимостей отклоняется от закона $\cos \varphi$, т.е. наблюдается неоднородность магнитных свойств. Направление ОЛН заметно отличается в различных точках поверхности образцов – наблюдается так называемая дисперсия анизотропии. В работах [95, 96] показано, что дисперсия анизотропии может возникать в результате конкуренции обменного взаимодействия и магнитной анизотропии.

Контрольные эксперименты показали, что слои, синтезированные без внешнего магнитного поля, не проявляют чётко выраженной магнитной анизотропии (Рис. 5-7). В то же время на определённых участках контрольных образцов наблюдается анизотропия, которая, вероятно, связана с наличием внутренних напряжений в синтезированном слое. Такие участки могут появиться вследствие несовершенства исходной монокристаллической подложки, например наличием линейных дислокаций.

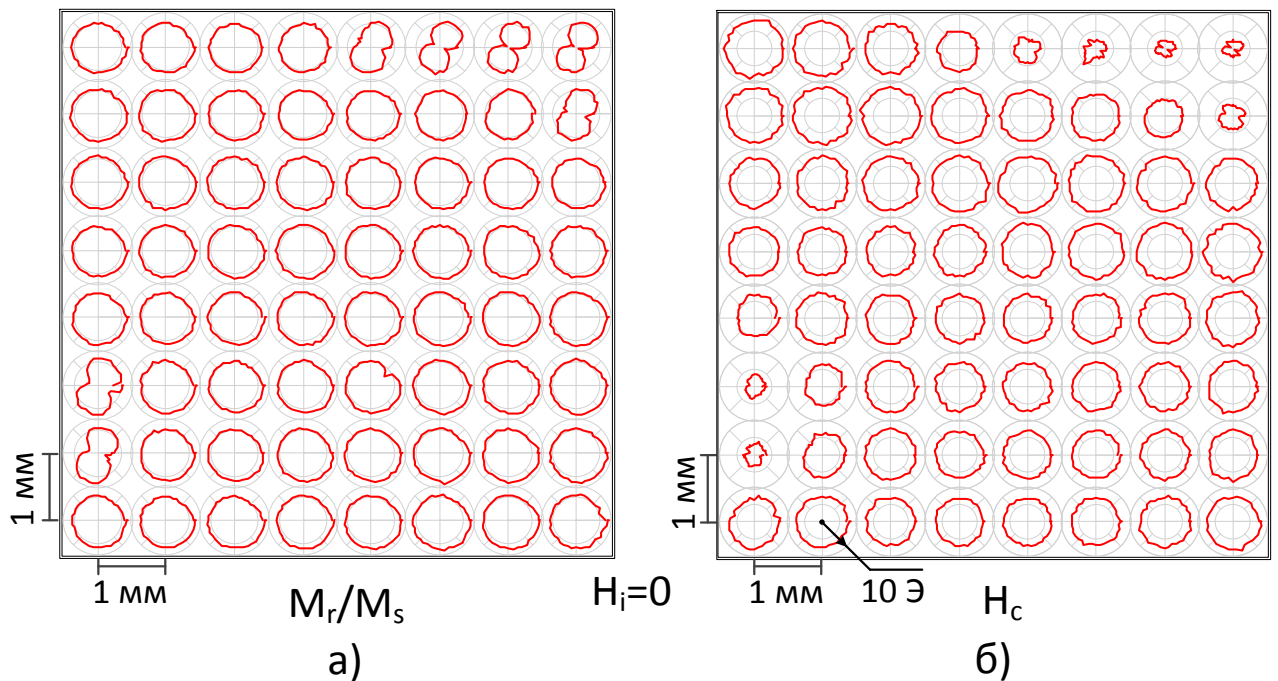


Рис. 5-7 Контрольный образец: а) топограмма угловых зависимостей приведённой остаточной намагниченности M_r/M_s , б) топограмма угловых зависимостей коэрцитивной силы H_c .

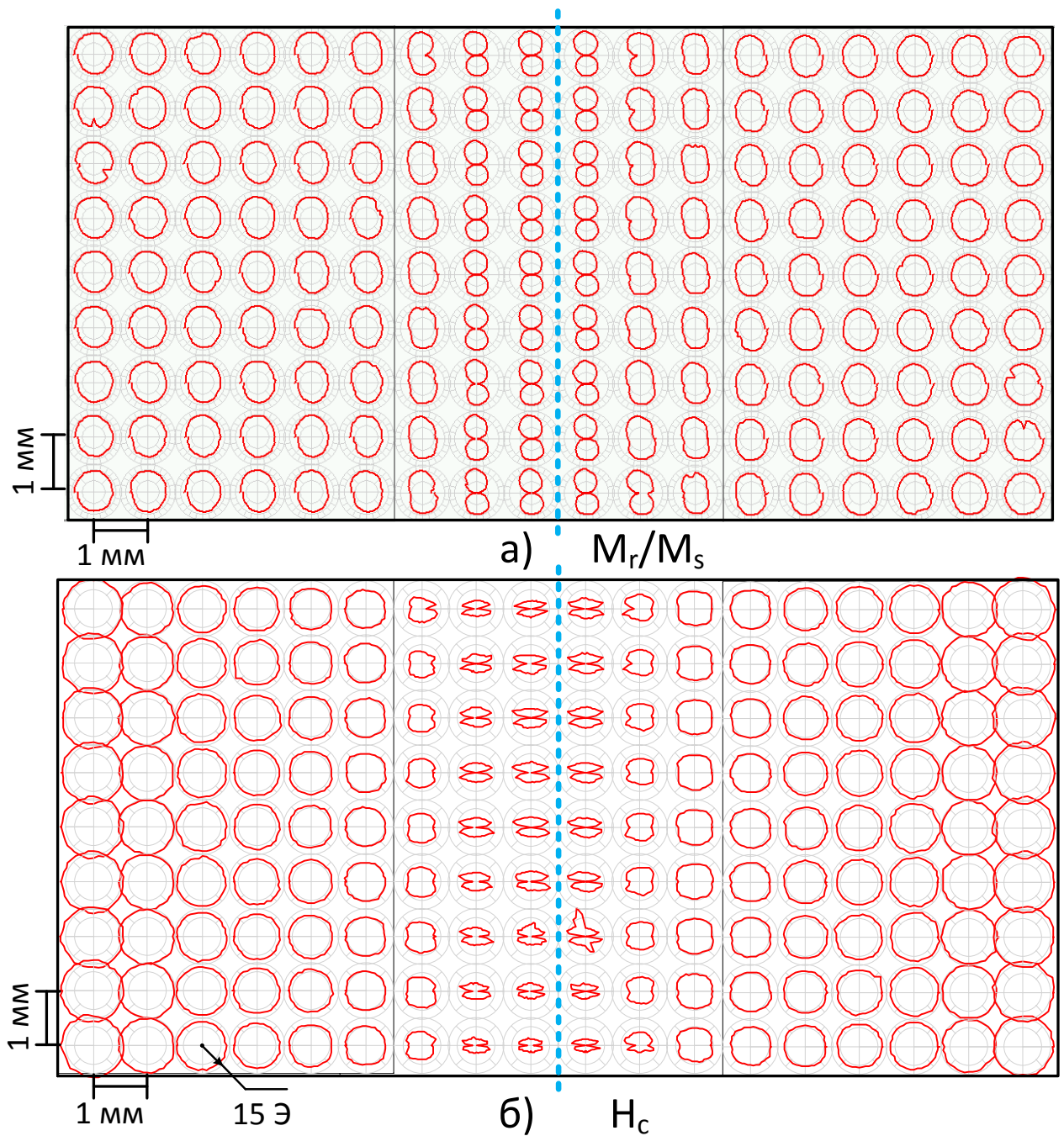


Рис. 5-8 Топограммы, демонстрирующие влияния механического изгибного напряжения при ИЛС на магнитную анизотропию синтезированных слоёв.

а) топограмма угловых зависимостей приведённой остаточной намагниченности M_r/M_s , б) топограмма угловых зависимостей коэрцитивной силы H_c .

Топограммы образцов, подвергнутых механическому изгибному напряжению при ИЛС (Рис. 5-8), показывают, что на всей поверхности образца

наблюдается одноосная анизотропия разной степени выраженности. Профилометрические измерения кривизны поверхности образца при использованном способе изгиба проведены в работе [53]. При этом теоретический анализ распределения таких напряжений [97] показывает, что продольные сжимающие напряжения линейно нарастают к центру образца. Это согласуется с топограммой угловых зависимостей H_c (Рис. 5-8 б), демонстрирующей монотонное изменение коэрцитивной силы. В области максимального напряжения наблюдается ярко выраженная одноосная анизотропия магнитных свойств синтезированных слоёв. Причём направление осей магнитной анизотропии совпадает с направлением изгиба образца.

5.3. Сравнительные измерения.

Для подтверждения достоверности полученных результатов были проведены сравнительные измерения угловых зависимостей основных магнитных характеристик апробированным методом индуктивной магнитометрии на экспериментальном коэрцитивном спектрометре [98].

5.3.1. Методика проведения сравнительных измерений.

Индуктивная магнитометрия не является локальным методом, а на коэрцитивном спектрометре можно исследовать образцы тонких плёнок с линейными размерами до 4 мм. Методом топографирования на АМК были отобраны две группы образцов. В первую группу вошли образцы, на которых обнаружены области указанных размеров, с однородными магнитными свойствами. Во вторую группу – с неоднородными. Выбранные участки с линейными размерами 3 – 4 мм были вырезаны из исходных образцов для дальнейших исследований.

На коэрцитивном спектрометре регистрировались зависимость величины наведённого J_i и остаточного J_r магнитного момента от значения магнитного поля, приложенного в плоскости образца при комнатной температуре с развёрткой магнитного поля до 500 мТл, а также угловая зависимость

приведённой остаточной намагниченности J_r/J_i . При обработке результатов магнитных измерений диамагнитный вклад от подложки кремния был вычтен.

В качестве точки отсчёта углового положения плоскости образца выбрано направление базового среза кремниевой пластины, из которой вырезан исходный образец.

5.3.2. Результаты сравнительных измерений.

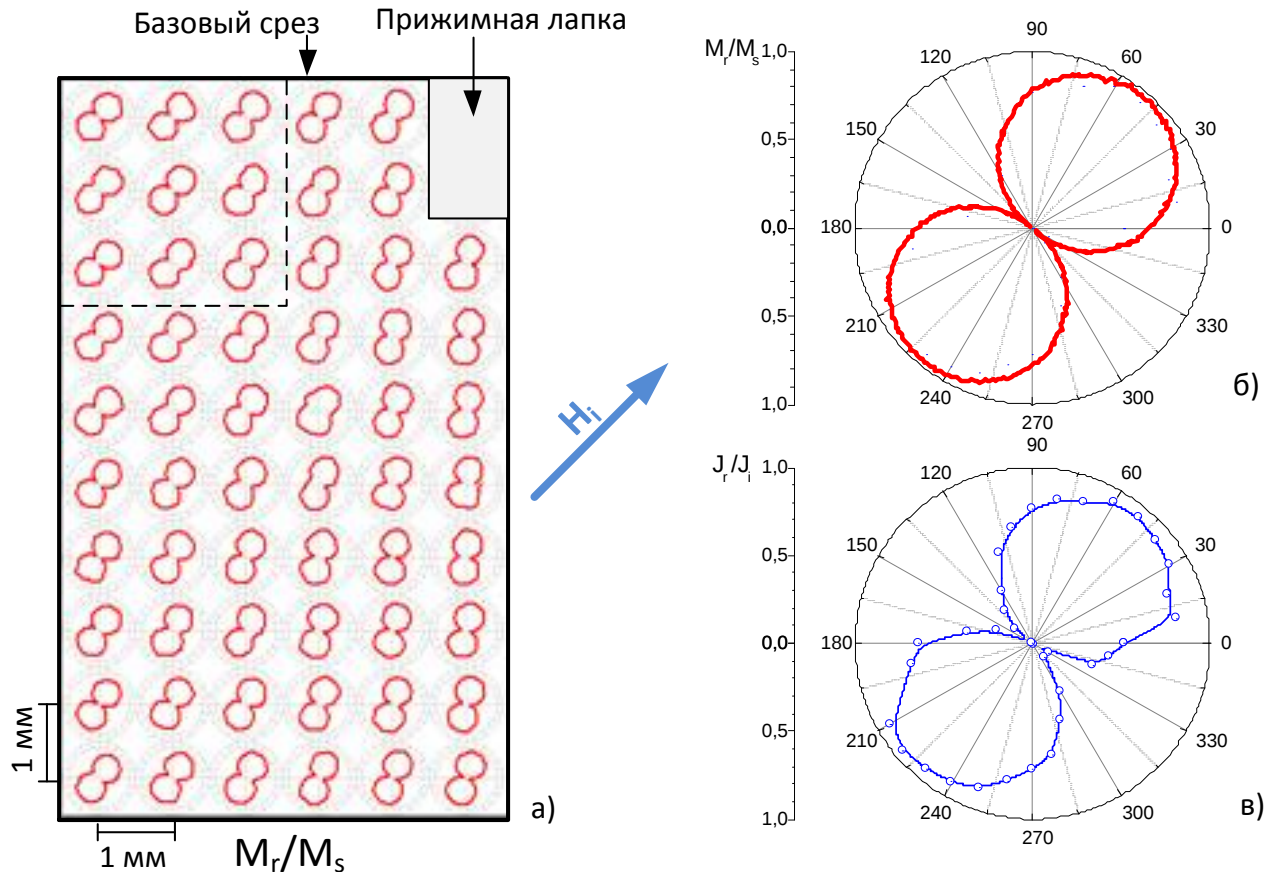


Рис. 5-9 Результаты измерений образца sm41, выполненные на АМК (а, б) и коэрцитивном спектрометре (в). Углу 0° соответствует направление базового среза пластины кремния, из которой вырезан образец. Пунктирной линией показан участок исходного образца, вырезанный для сравнительных измерений. H_i – направление магнитного поля приложенного при ИЛС. а) – топограмма угловых зависимостей приведённой остаточной намагниченности M_r/M_s , б) – угловая зависимость приведённой остаточной намагниченности M_r/M_s , в) – угловая зависимость приведённой остаточной намагниченности J_r/J_i .

Исследования образцов первой группы (Рис. 5-9) показали, во-первых, что направления осей магнитной анизотропии, определённые на АМК и на коэрцитивном спектрометре, совпадают и соответствуют направлению магнитного поля, приложенного при ИЛС; во-вторых, угловые зависимости приведённой остаточной намагниченности в плоскости образца, полученные на АМК и коэрцитивном спектрометре, подобны.

Угловые зависимости приведённой остаточной намагниченности образцов второй группы, полученные на коэрцитивном спектрометре (Рис. 5-10 б), носят интегральный характер и показывают усреднённый вклад от всей поверхности образца.

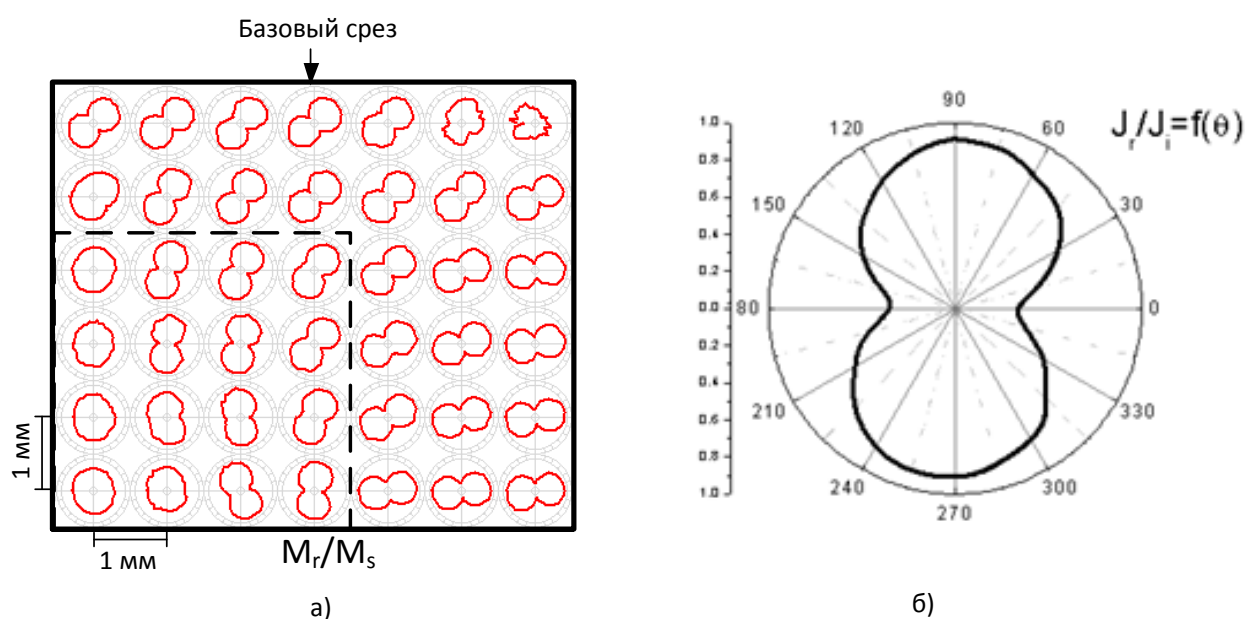


Рис. 5-10 Результаты измерений образца sm40, выполненные на АМК (а) и коэрцитивном спектрометре (б). Углу 0° соответствует направление базового среза пластины кремния, из которой вырезан образец. Пунктирной линией показан участок исходного образца, вырезанный для исследования на коэрцитивном спектрометре. а) – топограмма угловых зависимостей приведённой остаточной намагниченности M_r/M_s , б) – угловая зависимость приведённой остаточной намагниченности J_r/J_i .

5.4. Оценка чувствительности АМК.

На АМК невозможно непосредственно измерить магнитный момент. Поэтому чувствительность может быть оценена косвенно. В разделе 5.2.1. указано, что основной кристаллической фазой в исследованных образцах является ферромагнитный силицид Fe_3Si . Из справочных данных известно, что намагниченность насыщения Fe_3Si составляет 800 emu/cm^3 . Полагая диаметр лазерного пятна равным 50 мкм и глубину проникновения оптического излучения порядка единиц нанометров, получим объём вещества, взаимодействующего с лазерным излучением, $\sim 10^{-10} \text{ см}^3$. Отсюда полный магнитный момент данного объёма Fe_3Si $\sim 10^{-7} \text{ emu}$. Учитывая, что петли гистерезиса регистрируются с уровнем шумов менее 10%, можно сделать вывод о том, что чувствительность АМК не хуже 10^{-8} emu .

5.5. Выводы.

Анализ метрологических характеристик созданного АМК и источников погрешностей показывает, что разрешающая способность комплекса в основном определяется размером фокусного пятна и точностью его начального совмещения с осью вращения образца и составляет $\sim 100 \text{ мкм}$.

Исследования локальных магнитных свойств тонких слоёв, полученных методом ИЛС, выполненные на созданном АМК, показали, что предложенная методика позволяет получать не только количественные характеристики, но и качественную картину распределения анизотропии магнитных свойств по поверхности образца.

Сравнительные исследования, выполненные методом индуктивной магнитометрии, подтвердили достоверность результатов, получаемых на созданном АМК.

Результаты оценки показывают, что чувствительность разработанного АМК сравнима с чувствительностью SQUID магнетометров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты и выводы:

1. Впервые предложена и реализована методика исследования, позволяющая одновременно получать кривые намагничивания и изучать распределение локальных магнитных свойств по поверхности, путём совместного прецизионного перемещения образца с азимутальным вращением.
2. Создан автоматизированный магнитополяриметрический измерительный комплекс на базе промышленного эллипсометра ЛЭФ-3М-1, позволяющий изучать магнитные характеристики тонких плёнок и поверхностей. Созданный магнитополяриметр имеет резерв для улучшения разрешающей способности за счёт усовершенствования системы фокусировки.
3. Разработан и изготовлен блок управления током электромагнита, обеспечивающий автоматическое переключение направления и стабилизацию тока.
4. Впервые предложен и реализован способ представления распределения локальных магнитных свойств по поверхности в виде топограмм азимутальных зависимостей параметров кривых намагничивания.
5. Определены и проанализированы метрологические характеристики разработанного прибора.
6. С использованием созданного магнитополяриметрического комплекса изучено влияние внешних магнитных и механических полей на образование анизотропных магнитных плёнок при ионно-лучевом синтезе. При этом впервые обнаружена дисперсия направлений осей анизотропии в образцах кремния, имплантированных ионами железа во внешнем магнитном поле.
7. Разработанный и созданный прибор перспективен для проведения научных исследований тонкоплёночных наноструктурированных материалов, а также для оперативного контроля однородности синтезированных плёнок.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

РАБОТА С ПЛАТОЙ L-CARD L-780 В СРЕДЕ LABVIEW

ВВЕДЕНИЕ.

Чаще всего сопряжение компьютера с установками реализуется с использованием универсальных плат ввода-вывода. В мире выпускается большой ассортимент подобных устройств. Для многих применений подходящим выбором является плата L-Card L-780. Наличие сигнального процессора (английская аббревиатура DSP) упрощает процедуру ввода-вывода данных и позволяет работать с платой в режиме команд.

СИГНАЛЬНЫЙ ПРОЦЕССОР ADSP-2185M и СТРУКТУРА ПЛАТЫ L-780.

Сигнальный процессор работает по своей собственной управляющей программе, независимо от основного процессора. Управляющая программа может быть загружена или в постоянную энергонезависимую память (если такая имеется), или в энергозависимую память команд. В последнем случае, при выключении устройства программа стирается, и при следующем включении её необходимо загрузить вновь. На плате L-780 установлен сигнальный процессор ADSP-2185M. Он не имеет встроенной энергонезависимой памяти и поэтому первой операцией перед обращением к L-780 должна быть загрузка управляющей программы в память DSP. Управляющая программа для L-780 – “LBIOS” - находится в файле L780.bio. Этот файл есть на компакт-диске, поставляемом вместе с платой. Также его можно найти в файловом архиве на сайте производителя.

Кроме памяти команд, в которую загружается управляющая программа, в DSP есть отдельная память данных. Это различные устройства памяти, имеющие независимые адресные шины и шины данных. Такая архитектура позволяет DSP производить одновременное обращение и к памяти команд, и к памяти данных, экономя, тем самым, драгоценное время.

Распределение памяти в L-780 для ADSP-2185M показано на Рис.1.

Память программ	адрес	Память данных	адрес
FIFO буфер ЦАП	0x3FFF	32 управляющих регистра DSP	0x3FFF
	0x3000	Переменные LBIOS	0x3FE0
Код фирменного драйвера LBIOS	0x2FFF	FIFO буфер АЦП	0x3FDF
	0x0000		0x3800
			0x37FF
			0x0000

Рис.1 Распределение памяти L-780 для ADSP-2185M.

Область памяти «Переменные LBIOS» отведена под ячейки, в которые мы будем загружать значения параметров работы платы (размеры FIFO буферов, частоты работы ЦАП и АЦП, тип синхронизации и т.д.). Из этой же области мы будем считывать значения ячеек, которые меняются в процессе работы платы (указатели FIFO буферов, единичные отсчёты АЦП, значения ТТЛ линий и т.д.). Адреса, мнемоническое обозначение и описание команд и переменных можно найти в документе «LComp. Руководство программиста» в разделе «Справочные данные по платам».

На Рис.2 приведена структурная схема L-780. DSP работает «посредником», выполняя всю рутинную работу по взаимодействию с периферийными устройствами, а именно: а) управляет коммутатором аналоговых входов, б) управляет коэффициентом усиления предварительного

усилителя, в) осуществляет запуск АЦП и ввод отсчётов, г) выдаёт данные на ЦАП и д) обменивается данными с TTL линиями. Работа с АЦП и ЦАП возможна как в режиме единичных отсчётов, так и в режиме потока данных. Последний режим наиболее интересен, поскольку позволяет вводить и выводить массивы данных на полной скорости устройств АЦП и ЦАП, установленных на L-780, без участия центрального процессора. Для этого в DSP выделены области памяти (см. Рис.1), куда «складируются» отсчёты АЦП – это FIFO буфер АЦП, и откуда берутся отсчёты для ЦАП – это FIFO буфер ЦАП.

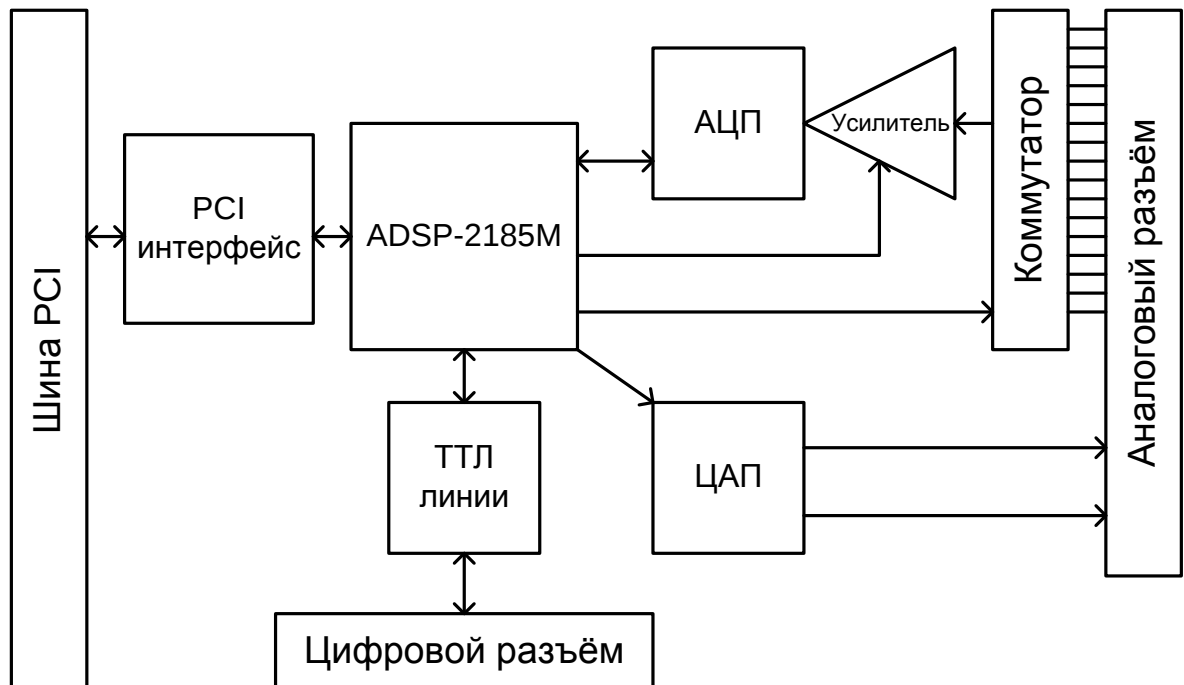


Рис.2 Структурная схема платы L-780.

В общем виде процедура потокового вывода на ЦАП выглядит следующим образом:

- 1) Заполняем FIFO буфер ЦАП массивом отсчётов.
- 2) Сообщаем управляющей программе LBIOS размер этого массива.
- 3) Задаём частоту вывода данных на ЦАП.

4) Разрешаем выдачу данных из буфера ЦАП.

После разрешения выдачи данных из буфера ЦАП, LBIOS начинает с периодичностью, заданной частотой вывода данных на ЦАП, последовательно считывать отсчёты из буфера и передавать их на вход ЦАП. По достижению последнего элемента массива данных считывание начинается с начала. Такой алгоритм организации буфера называется «кольцевым буфером». Если в буфер загрузить таблицу одного периода, например, синусоидального сигнала, то на выходе ЦАП мы получим непрерывную синусоиду с частотой, определяемой по простой формуле: $f = f_{\text{ЦАП}} / N$, где $f_{\text{ЦАП}}$ – частота вывода данных на ЦАП, N – размер таблицы. Теперь, изменяя всего одну величину - $f_{\text{ЦАП}}$, мы можем менять частоту синусоиды на выходе ЦАП в широких пределах, без перезагрузки самой таблицы. Содержимое буфера ЦАП можно менять «на лету». Это может понадобиться для изменения амплитуды или формы выходного периодического сигнала. Поточковый вывод в ЦАП будет происходить до тех пор, пока мы не запретим выдачу данных из буфера ЦАП.

Для осуществления потокового ввода с АЦП надо задать немного больше начальных параметров:

- 1) Задаём количество опрашиваемых каналов.
- 2) Загружаем список опрашиваемых каналов.
- 3) Задаём частоту работы АЦП.
- 4) Задаём размер FIFO буфера АЦП.
- 5) Задаём тип синхронизации:
 - а. Асинхронная (синхронизации нет).
 - б. Цифровая по входу синхронизации.
 - с. Аналоговая – по одному из каналов.
- 6) Разрешаем работу АЦП.

После разрешения работы АЦП, LBIOS начинает с периодичностью, заданной частотой работы АЦП, последовательно, по списку коммутировать каналы и заносить отсчёты АЦП в кольцевой буфер. Таким образом, в буфере

формируется двухмерный массив отсчётов. После заполнения буфера LBIOS может сгенерировать запрос прерывания. LabView не умеет обрабатывать аппаратные прерывания, поэтому эту возможность мы рассматривать не будем. А LBIOS, тем временем, продолжает заполнение кольцевого буфера. Поскольку буфер – кольцевой, этот процесс может быть прерван или выключением компьютера, или запретом работы АЦП. Для обеспечения непрерывного ввода потока данных от аналоговых каналов, программа должна постоянно следить за положением указателя буфера АЦП и своевременно считывать весь накопленный массив. На практике, это бывает нужно далеко не всегда. Зачастую можно работать в режиме «покадрового» ввода. Т.е. – разрешили работу АЦП, дождались заполнения буфера, считали массив, занимаемся обработкой. И так далее.

Инициализация платы L-780.

Для того чтобы упростить связь приложений с драйвером платы, производитель разработал и поставляет вместе платой библиотеку функций – lcomp.dll. Она обычно помещается в папку \Windows\System32\. Из-за некоторой нестандартности этой библиотеки, LabView не может напрямую обращаться к ней. К счастью, разработчики учли этот момент и создали библиотеку-обёртку wlcomp.dll, являющуюся посредником между LabView и lcomp.dll.

Теперь мы можем рассмотреть работу с L-780 в терминах LabView. Взяв за основу пример, идущий в комплекте с wlcomp.dll, и убрав все, что непосредственно не нужно для работы с платой, получим следующую блок-диаграмму (Рис.3).

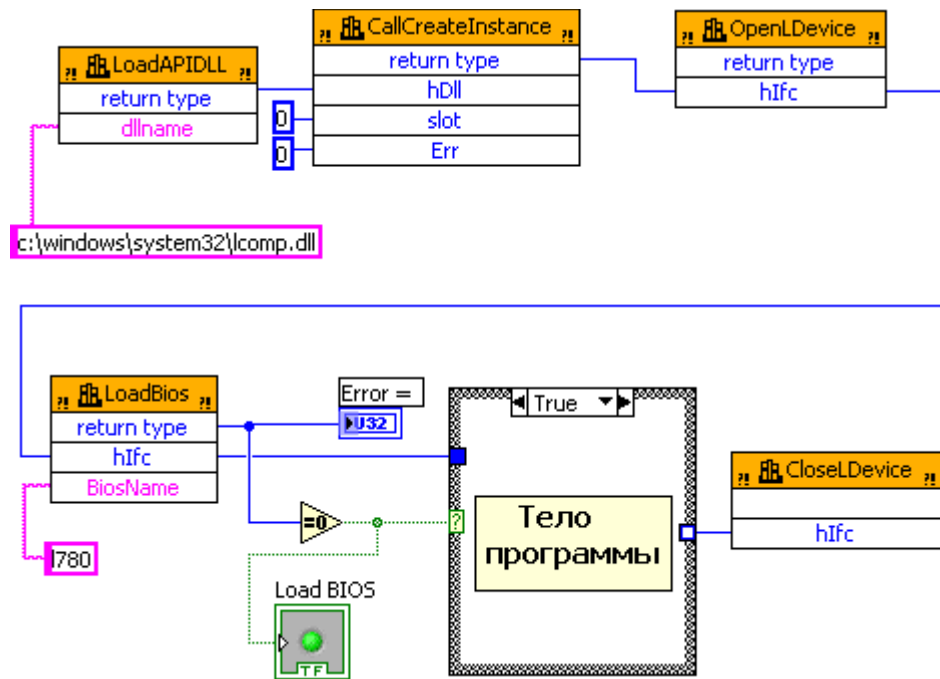


Рис.3 Блок-диаграмма инициализации платы L-780.

В данном примере для инициализации и завершения работы с платой использованы стандартные узлы (ноды) - Call Library Function. В качестве целевой библиотеки в диалоге настройки узла указан путь к wlcomp.dll. Имена параметров и вызываемых функций отображены на иконках узлов. Параметр – slot – при вызове функции CallCreateInstance, возможно придется подобрать (точное значение можно определить с помощью утилиты, идущей в комплекте с платой). В случае успешной загрузки LBIOS в плату, функция LoadBIOS должна вернуть нулевое значение ошибки (Error = 0). Теперь мы можем посылать команды на плату, записывать и считывать значения отдельных ячеек памяти DSP, а так же записывать и считывать массивы ячеек памяти DSP. Параметр – hIfc – дескриптор для работы с платой. Последовательность прохождения сигнала hIfc задаёт порядок вызова функций wlcomp.dll.

Команды LBIOS L-780.

LBIOS L-780 поддерживает 15 команд:

Номер	Описание
1.	Проверка загрузки платы и ее работоспособности
2.	Загрузка управляющей таблицы в память DSP
3.	Разрешение/Запрещение работы АЦП
4.	Конфигурирование параметров кольцевого буфера АЦП
5.	Установка временных параметров работы АЦП
6.	Разрешение/запрещение выдачи данных из буфера ЦАП
7.	Конфигурирование параметров буфера ЦАП
8.	Установка частоты вывода данных на ЦАП
9.	Однократный ввод с АЦП
10.	Чтение данных с цифровых линий
11.	Вывод данных на цифровые линии
12.	Управление синхронизацией
13.	Разрешение/запрещение работы с прерываниями
14.	Тестовая команда генерирует прерывания 10 раз в сек
15.	Передаёт в драйвер тип установленного на плате DSP и соответствующим образом модифицирует код драйвера

Для того, чтобы послать команду LBIOS, надо вызвать функцию SendCommand. В качестве параметра передаётся номер команды. На практике, для работы с платой нам достаточно использовать всего пять – 2,5,8-10. Анализ исходного кода LBIOS показал, что команды 1-4, 11 имеют одну точку входа, поэтому можно использовать только любую из них, например – 2. Команды 5-7, так же имеют одну точку входа, поэтому достаточно использовать только одну, например – 5.

АСИНХРОННЫЙ ОДНОКРАТНЫЙ ВВОД-ВЫВОД.

Когда не требуется высокое быстродействие и потоковые операции, можно обойтись асинхронным однократным вводом-выводом. Работа с цифровыми линиями в L-780 возможна только в таком режиме. На рис. 4 приведены блок-диаграммы виртуальных приборов для работы с линиями TTL. Цифровой ввод осуществляется следующим образом: с помощью вызова функции SendCommand посылаем команду 9 (мнемоническое обозначение по документации - cmTTL_IN_PLX), и вызовом функции GetWord_DM считываем значение переменной LBIOS, расположенной по адресу 0x8D4D (мнемоническое обозначение - L_TTL_IN_PLX). Значения разрядов в этой ячейке будут соответствовать состояниям входных линий TTL. Цифровой вывод реализуется подобным образом: вызовом функции PutWord_DM записываем значение в переменную по адресу 0x8D4C (мнемоническое обозначение - L_TTL_OUT_PLX) и посылаем команду 10 (cmTTL_OUT_PLX). Состояния выходных линий TTL станут соответствовать значениям разрядов переменной L_TTL_OUT_PLX.

Для того, чтобы произвести однократный опрос канала АЦП мы должны (Рис.5): в переменную LBIOS по адресу 0x8D5D (L_ADC_CHANNEL_PLX) записать логический номер канала, который хотим опросить, дать команду 8 (cmADC_SAMPLE_PLX) и из ячейки по адресу 0x8D5C (L_ADC_SAMPLE_PLX) считать отсчёт.

В LBIOS нет специальной команды для однократного вывода в ЦАП. Вместо этого один из разрядов ячейки 0x8D56 (L_DAC_VALUE_PLX) служит синхроимпульсом записи в ЦАП.

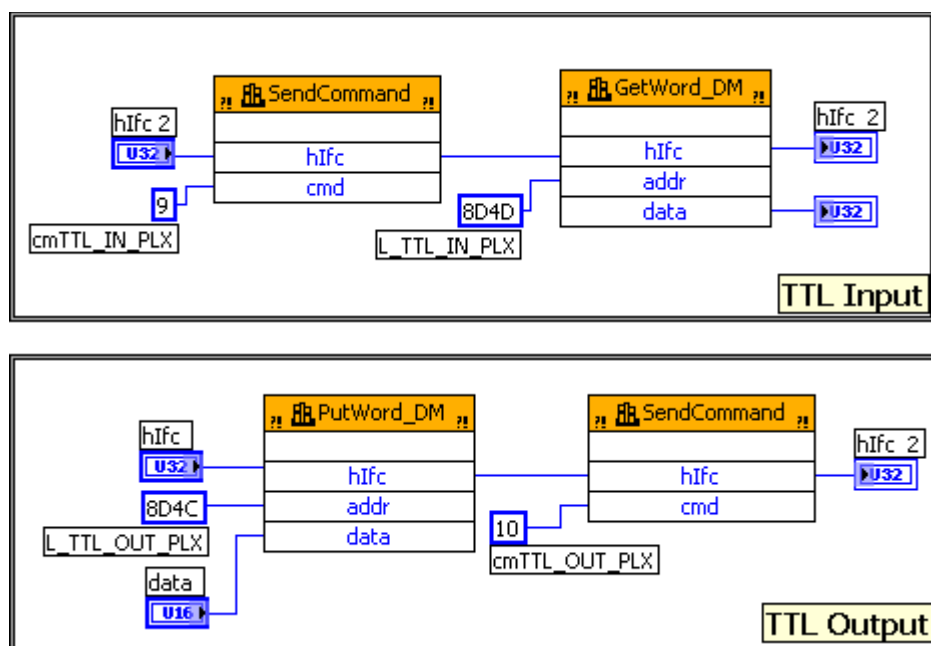


Рис.4 Блок-диаграмма виртуальных приборов для цифрового асинхронного ввода-вывода с помощью платы L-780.

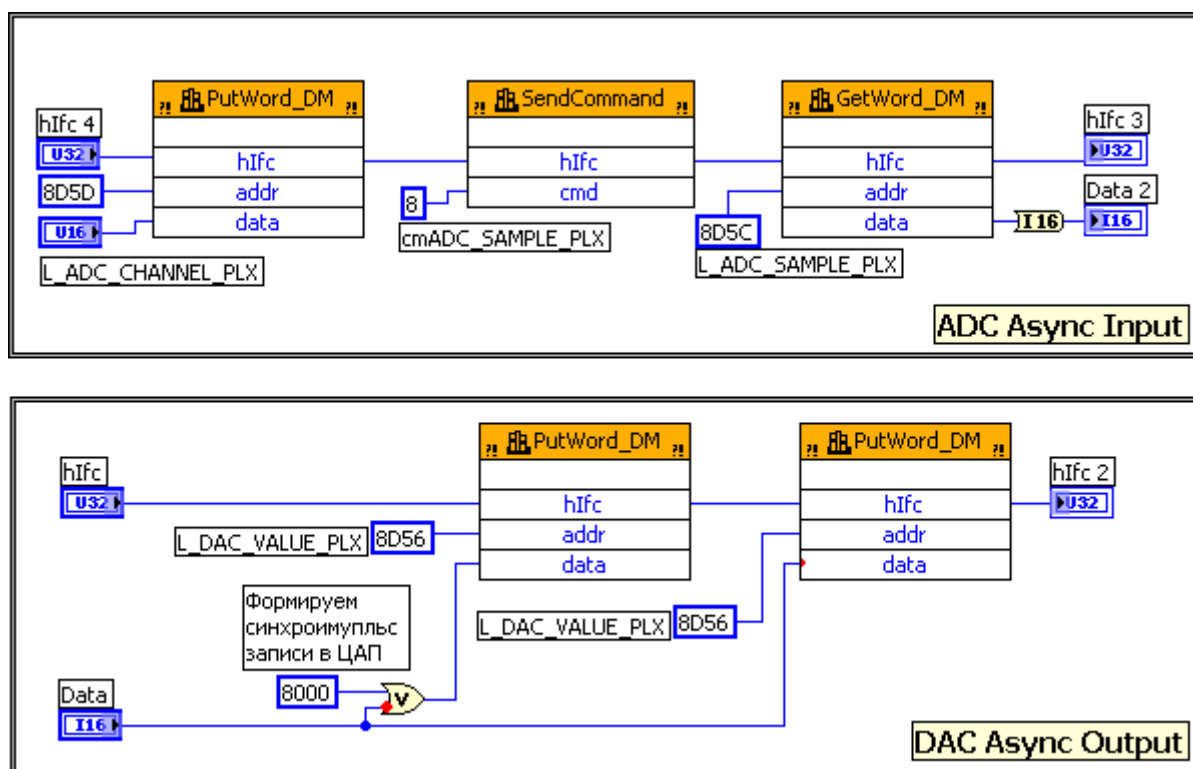


Рис.5 Блок-диаграммы виртуальных приборов, реализующих асинхронный однократный ввод-вывод на L-780.

Необходимо сказать несколько слов о формате логического номера канала АЦП и формате слова данных ЦАП. Для корректной работы виртуальных приборов на Рис.5, входные данные должны быть правильно сформированы. Логический номер канала, кроме самого номера, задаёт режим работы – дифференциальный/ не дифференциальный, а так же коэффициент усиления предварительного усилителя. Формат логического номера канала АЦП можно найти в документации в разделе «Форматы данных». Слово данных ЦАП, кроме 12-ти бит данных (с 0 по 11-ый), содержит номер канала ЦАП (12-ый бит). Биты 14, 15 должны быть равны нулю.

Потоковый ввод-вывод.

Теперь самое интересное – потоковый ввод-вывод. В режиме потока мы можем выжать из платы все, на что она способна по быстродействию. Для пересылки массивов данных между платой и компьютером мы будем использовать функции `PutArray_PM` и `GetArray_DM`. При описании типов данных при вызове этих функций надо быть очень внимательным. `PutArray_PM` оперирует с массивом данных типа `Unsigned 32-bit Integer`, а функция `GetArray_DM` - с массивом данных типа `Unsigned 16-bit Integer`. Это связано с тем, что буфер ЦАП находится в памяти программ DSP, ячейки которой имеют размерность 24 бита. Буфер АЦП расположен в памяти данных DSP, состоящей из ячеек размерностью 16 бит.

На Рис.6 приведена блок-диаграмма реализующая потоковый вывод в ЦАП L-780. Двухмерный массив констант содержит адреса и значения переменных `LBIOS`, задающих режим работы ЦАП – скорость вывода (`L_DAC_RATE_PLX` задержка перед выдачей следующего отсчёта, в тактах DSP), длину буфера ЦАП (`L_DAC_NEW_FIFO_LENGTH_PLX`) и другие. Значения переменных `LBIOS` раскладываются по соответствующим ячейкам с помощью вспомогательного `SubVI`, использующего функцию `PutWord_DM`.

Basic Function Generator формирует массив из 1024 отсчётов одного периода сигнала треугольной формы. С помощью логической операции «И» обнуляются все разряды кроме 12-ти значащих. Операция «ИЛИ» устанавливает бит 12 в соответствии с номером канала ЦАП. Так формируется массив из слов данных ЦАП. PutArray_PM загружает сформированный массив в буфер ЦАП, начинающийся с адреса 0x3000 в памяти программ DSP. Переменной L_DAC_ENABLE_STREAM_PLX присваивается значение – 1. Команда – 5 (cmENABLE_DAC_STREAM_PLX) разрешает потоковый вывод данных из буфера ЦАП. Изменяя «на лету» только значение переменной L_DAC_RATE_PLX, можно в широких пределах менять период выходного сигнала.

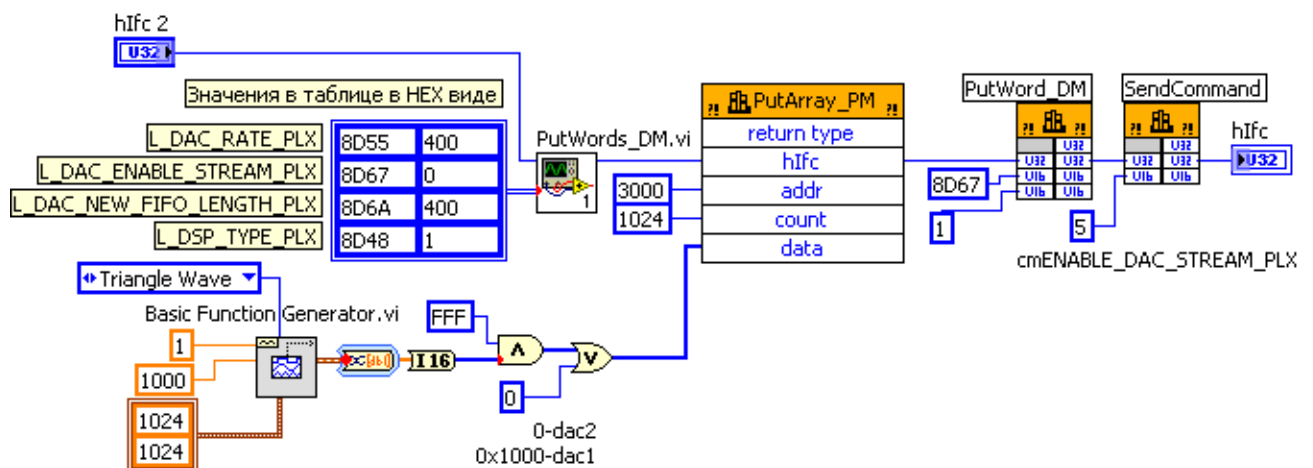


Рис.6 Блок-диаграмма реализующая потоковый вывод в ЦАП L-780.

Теперь рассмотрим потоковый ввод с АЦП (Рис.7). В данном примере реализован опрос 4-х каналов АЦП. Канал 0 опрашивается в режиме с общей землёй, а каналы 1-3 в дифференциальном режиме. Длина буфера назначена равной 8224 ($L_ADC_NEW_FIFO_LENGTH_PLX = 0x2020$). Переменная «Samples» задаёт количество отсчётов для одного канала, поэтому общий размер массива отсчётов для четырёх каналов будет равен $Samples \times 4$. Размер этого массива должен быть меньше назначенной длины буфера АЦП.

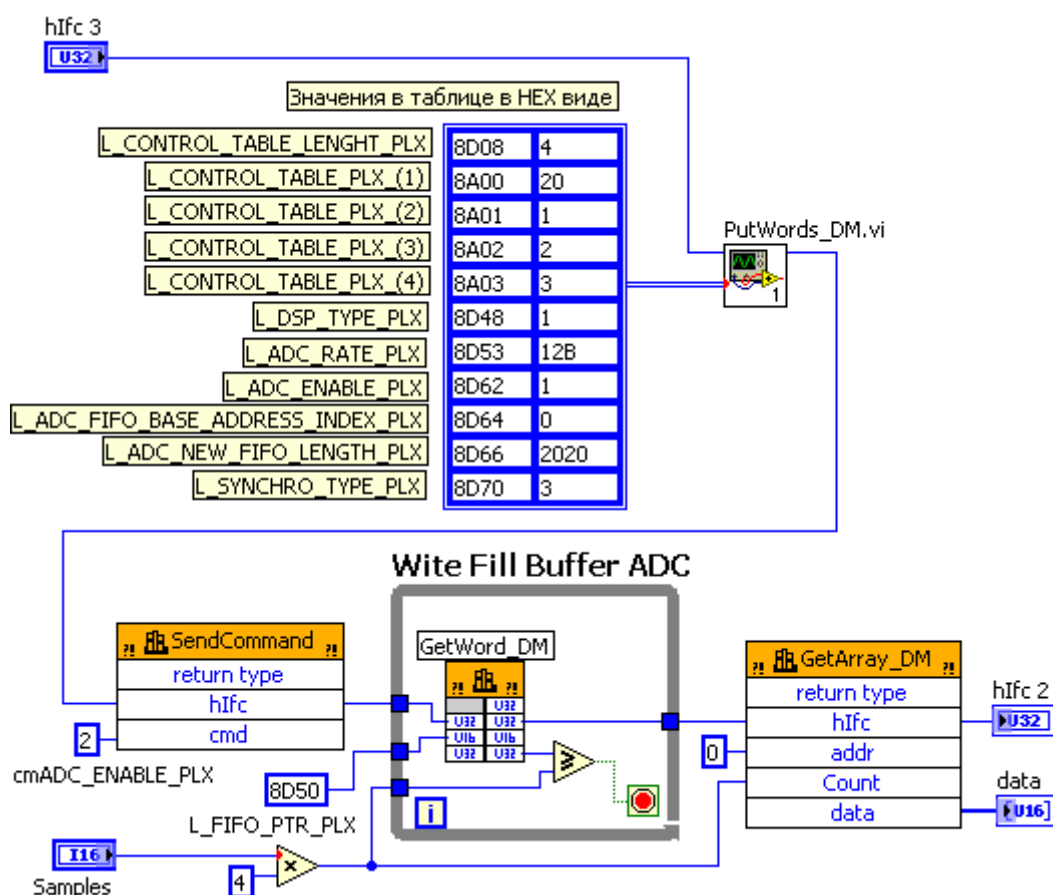


Рис.7 Блок-диаграмма реализующая 4-х канальный потоковый ввод с АЦП L-780.

После загрузки управляющей таблицы и режимов работы АЦП, подаётся команда 2 (cmADC_ENABLE_PLX). По этой команде LBIOS обнуляет указатель L_FIFO_PTR_PLX, и в соответствии с заданными режимами начинает опрашивать каналы, заполняя буфер АЦП. По достижению значения указателя буфера четырёхкратной величины Samples мы можем считать массив отсчётов с помощью функции `wlcomp.dll` «GetArray_DM». Функция GetArray_DM интерпретирует этот массив как одномерный. На самом деле – это двумерный массив, в котором каждая строка содержит значения для четырёх каналов. Количество строк равно Samples. Для правильной интерпретации этого массива надо использовать функцию LabView - Reshape Array.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Существуют экземпляры L-780 с DSP другого типа, например, ADSP-2184. В них адреса начала и максимальные размеры буферов ЦАП и АЦП отличаются от рассмотренных. Это необходимо учитывать при программировании. Разработчики любезно предоставили все исходные тексты управляющей программы LBIOS и необходимую информацию для самостоятельного программирования ADSP. Программист имеет возможность дополнить LBIOS своими собственными подпрограммами для предварительной обработки потока данных, воспользовавшись всем арсеналом средств по цифровой обработке сигналов в реальном времени, предоставляемым архитектурой DSP.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА

- A1. Коновалов Д.А., Гумаров Г.Г., Петухов В.Ю., Нуждин В.И. Автоматизированный комплекс для исследования магнитных характеристик ферромагнитных материалов // Известия вузов. Проблемы энергетики. 2010. № 5-6, С. 122-129
- A2. Коновалов Д.А., Гумаров Г.Г., Петухов В.Ю., Матухин В.Л., Петров Г.И. Валеев В.Ф. Программное обеспечение автоматизированного комплекса для исследования магнитных характеристик ферромагнитных материалов // «Известия вузов. Проблемы энергетики». 2010. № 7-8, С. 134-140.
- A3. Коновалов Д.А., Гумаров Г.Г., Петухов В.Ю., Халиков Р.А., Нуждин В.И. Исследование магнитных свойств ионно-синтезированных слоёв методом сканирующей магнитополяриметрии // Ученые записки Казанского государственного университета. Серия Физико-математические науки. – 2010. Т. 152, кн. 1. С. 49-55.
- A4. Петухов В.Ю., Гумаров Г.Г., Коновалов Д.А., Петухова Л.В., Халиков Р.А. Исследование магнитной анизотропии тонких наноструктурированных пленок, полученных методом ионно-лучевого синтеза в магнитном поле // Вестник КГТУ, Казань. 2010. № 9. С. 892-894.
- A5. G.G. Gumarov, V.Yu. Petukhov, A.I. Gumarov, R.A. Khalikov, D.A. Konovalov, V.F. Valeev, and R.I. Khaibullin, MOKE investigation of silicide films ion-beam synthesized in single-crystal silicon // Nucl. Instr. And Meth. B. 2011. doi:10.1016/j.nimb.2011.01.043.
- A6. Петухов В.Ю., Гумаров Г.Г., Коновалов Д.А., Петухова Л.В., Халиков Р.А. Наноструктурированные ферромагнитные пленки, полученные методом ионно-лучевого синтеза в магнитном поле // Труды Международной Научно-технической конференции и молодежной школы-семинара "Нанотехнологии – 2010", Часть 1, Дивноморское, Россия, 19-24 сентября, 2010. С. 172-174.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Togami Y. Magneto-Optic Disk Storage // IEEE Trans. Magn. 1982. V. MAG-18. No. 6. P. 1233-1237.
2. Zutic I., Fabian J., Sarma Das S. Spintronics: Fundamentals and applications // Reviews of modern physics, 2004. V. 76. P. 323-410.
3. Gregg J. F., Dennis C., Petej I., Jouguelet E. Spin electronics a review // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. V. 35. P. R121-R155.
4. Grunberg P. Layered Magnetic Structures: History, Highlights, Applications // Phys. Today. 2001. V. 54. P. 31-37.
5. Simonds J. L. Magnetoelectronics today and tomorrow // Phys. Today. 1995. V. 48. P. 26-32.
6. Prinz G. A. Magnetoelectronics. // Science. 1998. V.282. P.1660-1663.
7. Ведяев А. В., Грановский А. Б. Гигантское магнитосопротивление // Природа. 1995. № 8. С. 72-79.
8. Tsymbal E.Y., Pettifor D.G. Perspectives of Giant Magnetoresistance (review) // Solid State Physics. 2001. Vol. 56. P.113-237.
9. Пудонин Ф.А. Размерные эффекты и магнитные свойства аморфных наноструктур на основе полупроводников и металлов / Автореф. дис. на соиск. учён. степени доктора физ.-мат. наук. – М.: 2011 (УРАН Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН).
10. Магнитные измерения и приборы : сб. науч. тр. / Владимир. политехн. ин-т; [отв. ред. Ю.Н. Маслов и др.]. – Владимир : Владимир. ПТИ, 1982. - 96 с.
11. Методы и устройства магнитных измерений и контроля : межвуз. темат. сб. науч. тр. / Омский политехн. ин-т ; [редкол.: Ю.В. Селезнев (отв. ред.) и др.]. – Омск : ОмПИ, 1987. - 71 с.

-
12. Кринчик Г.С., Нурмухамедов Г.М., Золотарев В.П. Установка для измерения магнитных характеристик ферромагнетика на микроучастках поверхности размером $\sim 1 \text{ мкм}^2$ // ПТЭ. №4. 1964. С. 171-175.
 13. A. Hubert, R. Schäfer. Magnetic Domains. – Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg. 1998. - 686 p.
 14. Nistor C., Beach G. S. D. and Erskine J. L . Versatile magneto-optic Kerr effect polarimeter for studies of domain-wall dynamics in magnetic nanostructures // Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77. A. 103901, P.1-11
 15. Allwood D.A., Xiong Gang, Cooke M.D. and Cowburn R.P. Magneto-optical Kerr effect analysis of magnetic nanostructures // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. V. 36. PII. P.2175-2182.
 16. Пузырёв В.А. Тонкие ферромагнитные плёнки в радиотехнических цепях. – М.: «Сов. Радио», 1974. – 160 с.
 17. Unguris J. Scanning Electron Microscopy with Polarization Analysis (SEMPA) and its Applications. // Magnetic Imaging and its Applications to Materials. 2000. P.167-303.
 18. Kirschner J. Polarized Electrons at Surfaces, Springer, Berlin 1985.
 19. Scheinfein M.R., Unguris J., Kelley M.H., Pierce D.T. and Celotta R.J. // Rev. Sci. Instrum. 1990. V.61. P.2501-2526.
 20. Бухараев А.А., Овчинников Д.В., Бухараева А.А. Диагностика поверхности с помощью сканирующей силовой микроскопии (обзор). // Заводская лаборатория. 1997. № 5. С.10-27.
 21. Martin Y., Wickramasinghe H.K. Magnetic Imaging by "Force Microscopy" with 1000 Å Resolution // Appl.Phys.Lett. 1987. V.50. No.20. P.1455–1457.
 22. Grutter P., Mamin H.J., Rugar D. Magnetic Force Microscopy (MFM): Scanning Tunneling Microscopy. II. // Eds. R. Weisendanger and H.-J. Guntherodt. - Berlin Springer Verlag. 1992. P.153-207.

-
23. Володин А.П., Марчевский М.В., Хайкин М.С. Магнитосиловой сканирующий микроскоп. // ПТЭ. 1991. №2. С.165-171.
 24. Rugar D., Mamin H., Guethner P., Lambert S., Stern J., McFadyen I., Yogi T. Magnetic force microscopy: General principles and application to longitudinal recording media // J. Appl. Phys. 1990. V.68(3). P.1169-1183.
 25. Persch G., Strecker H. Applications of magnetic force microscopy in magnetic storage device manufacturing // Ultramicroscopy. 1992. V.42-44. P.1269-1274.
 26. Gomez R.D., Mayergoyz I.D. and Burke E.R. Magnetic Imaging in the Presence of an External Field: Erasure Process of Thin-Film Recording Medium // IEEE Transactions on Magnetics. 1995. V.31. P.3346-3348.
 27. Barnes J. R., O'Shea S. J., Welland M. E., Kim J. Y., Evetts J. E., and Somekh R. E. Magnetic force microscopy of Co-Pd multilayers // J. Appl. Phys. 1994. V.76. P.2974-2980.
 28. Proksch R., Foss S., Dahlberg E. D., Prinz G. Magnetic fine structure of domain walls in iron films observed with a magnetic force microscope // J. Appl. Phys. 1994. V.75. No.10. P.5776-5778.
 29. Züger O., Rugar D. First images from a magnetic resonance force microscope. // Appl. Phys. Lett. 1993. V.63. P.2496-2498.
 30. Züger O. and Rugar D. Magnetic resonance detection and imaging using force microscope techniques. // J. Appl. Phys. 1994. V.75. P.6211–6216.
 31. Züger O., Hoen S. T., Yannoni C. S. and Rugar D. Three-dimensional imaging with a nuclear magnetic resonance force microscope. // J. Appl. Phys. 1996. V.79. P.1881–1884.
 32. Moreland J. Micromechanical instruments for ferromagnetic measurements. // J.Phys. D. 2003. V.36. No.5. R39.
 33. Миронов В.Л., Ермолаева О.Л., Фраерман А.А. Влияние поля зонда магнитно-силового микроскопа на распределение намагниченности в

исследуемых образцах // Известия РАН, серия физическая. 2008. Т.72. № 11. С.1558-1561.

34. Mironov V.L., Gribkov B.A., Nikitushkin D.S., Gusev S.A., Gaponov S.V., Shubin A.B., Zhdan P.A., Binns C. Magnetic force microscopy of low-coercivity ferromagnetic nanodiscs // IEEE Transactions on magnetics. 2008. V. 44. No.10. P.2296-2298.

35. Demokritov S., Tsymbal E. Light scattering from spin waves in thin films and layered systems // J. Phys. Condens. Matter. 1994. V.6. P.7145-7188.

36. Carlotti G. and Gubbiotti G., Magnetic properties of layered nanostructures studied by Brillouin light scattering and surface magneti-optic Kerr effect. // J. Phys. C. 2002. V.14. I.35. P. 8199-8233

37. Carlotti G. and Gubbiotti G., Brillouin scattering and magnetic excitation in layered structures. // La Rivista del Nuovo Cimento. 1999. V.22. I.12. P.1-60.

38. Кларк Дж. Принципы действия и применение СКВИД // ТИИЭР. 1989. Т. 77. № 8. С. 96-100.

39. Бароне А. Эффект Джозефсона: Физика и применения/ А. Бароне, Патерно Дж.: Пер. с англ. М. : Мир. – 1984. – 640 с.

40. Kirtley J. R., Ketchen M. B., Tsuei C. C., Sun J. Z., Gallagher W. J., Yu-Jahnes Lock See Gupta A., Stawiasz K. G., Wind S. J. Design and applications of a scanning SQUID microscope // IBM J. Res. Dev. 1995. V.39. P. 655-668.

41. Soohoo R.F. A microwave magnetic microscope // J. Appl. Phys. 1962. V.33. P.1276–1278.

42. Беляев Б.А., Изотов А.В., Лексиков А.А. Сканирующий спектрометр ферромагнитного резонанса для диагностики тонких магнитных плёнок. // Заводская лаборатория. Диагностики материалов. 2001. Т.67. №9. С.24-33.

-
43. Логутко А.Л., Саланский Н.М. Установка по исследованию локальных статических и импульсных характеристик тонких плёнок // ПТЭ. 1967. № 4. С. 252-253.
44. Mahadevan Ramesh, R. W. Crowell, and Subrata Dey. A small spot Kerr photometer system // Rev. Sci. Instrum. 1993. V.64. A.1931; doi:10.1063/1.1143978 (6 pages).
45. Bader S.D. SMOKE // J. Magn. Magn. Mater. 1991. V. 100. P.440-454.
46. Bernacki B.E., Mansuripur M. Characterization of magneto-optical recording media in terms of domain boundary jaggedness // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. P. 4960-4962.
47. Shen J. X., Kirby R. D., Wierman K., Shan Z. S., Sellmyer D. J. Magnetization reversal and defects in Co/Pt multilayers // J. Appl. Phys. 1993. V. 73. P. 6418-6420.
48. Ваганов А.Б., Диатропов Д.Б. Простая магнитооптическая установка // ПТЭ. 1970. № 6. С. 177-179.
49. Arnold C.S., et al. Magnetic susceptibility measurements of ultrathin films using the surface magneto-optic Kerr effect: Optimization of the signal-to-noise ratio // Rev. Sci. Instrum. 1997. V.68(11). P.4212-4216.
50. Minden H. T. Transverse Kerr magneto-optic measurements with a rotating analyzer ellipsometer // Rev. Sci. Instrum. 1992. V.63 I.6 P.3290-3292.
51. Trudel S., Wolf G., Schultheiß H., Hamrle J., Hillebrands B., Kubota T., Ando Y. Note: Probing quadratic magneto-optical Kerr effects with a dual-beam system // Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81. A. 026105 (3 pages)
52. Dillon J. F., Gyorgy E. M., Hellman F., Walker L. R., Fulton R. C. Use of the longitudinal magneto-optical Kerr effect to study nonmagnetic/magnetic bilayers // J. of Appl. Phys. 1988. V.64. I.10. P.6098 – 6100.
53. Muller G. A. Doctoral thesis. Gottingen, 2003.

-
54. P. Q. J. Nederpel and J. W. D. Martens. Magneto-optical ellipsometer // *Rev. Sci. Instrum.* 1985. V. 56. A. 687 (4 pages).
55. Minden H.T. Sensitive Method for the Measurement of the Kerr Magneto-Optic Effect, *Rev. Sci. Instrum.* 1992. V.63(2). P.1798-1804.
56. Jordan S. M., Whiting J. S. S. Detecting two components of magnetization in magnetic layer structures by use of a photoelastic modulator // *Rev. Sci. Instrum.* 2009. V.67. I.12 P. 4286 – 4289.
57. А. С. Гуральник, Н. Г. Галкин, Д. Л. Горошко, В. А. Иванов, А. М. Маслов, И. В. Соппа, Т. В. Турчин, W. Park, Y. Park. Простая и эффективная установка для исследований *in situ* поверхностного магнитооптического эффекта Керра в сверхвысоком вакууме // *ПТЭ.* 2006. № 6. С.100-104.
58. Буравихин В.А., Попов В.И., Горохов В.А. Перпендикулярная анизотропия никелевых и железоникелевых тонких плёнок // *ФММ.* 1969. Т. 27. № 4. С. 606-609.
59. Lambeck M. Magneto-optical Investigations on Thin Ferromagnetic Films // *IEEE Trans. Mag.* 1968. Vol. MAG-4. No1. P. 51-54.
60. Кринчик Г. С. Метод экспериментального исследования доменных границ в ферромагнетиках // *ФММ.* 1956. Т. 3. С. 349-350.
61. Schmidt F., Rave W. and Hubert A. Enhancement of magneto- optical domain observation by digital image processing // *IEEE. Trans. Magn.* 1985. V. MAG-21. P. 1596-1598
62. Wedding J.B., Li M., and Wang G.-C. Magnetization Reversal of a Thin Polycrystalline Co Film Measured by MOKE Technique and Field-Dependent Magnetic Force Microscopy. // *J. Mag. Mag. Mater.* 1999. V. 204. P. 79-89.
63. Nahrwold G., Scholtyssek J. M., Motl-Ziegler S., Albrecht O., Merkt U., Meier G. Structural, magnetic, and transport properties of Permalloy for spintronic experiments // *J. Appl. Phys.* 2010. V. 108. A. 013907; doi:10.1063/1.3431384 (6 pages).

-
64. Gupta R., Han K.-H., Lieb K. P., Müller G. A., Schaaf P. Influence of ion implantation on the magnetic properties of thin FeCo films Zhang1 // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. A. 073911; doi:10.1063/1.1875737 (7 pages).
65. Makarov D., Tibus S., Rettner C. T., Thomson T., Terris B. D., Schrefl T., Albrecht M. Magnetic strip patterns induced by focused ion beam irradiation // J. Appl. Phys. 2008. V.103. I. 063915; DOI: 10.1063/1.2894587 (6 pages).
66. Соколов А.В. Оптические свойства металлов. – М.: Физматгиз, 1961. – 464 с.
67. Вонсовский С.В., Соколов А.В. О магнитооптических явлениях в ферромагнетиках. // ЖЭТФ. 1949. Т.19. №8. С.703-708.
68. Argyres P. N. Theory of Faraday and Kerr effects in ferromagnetics // Phys. Rev. 1955. V.97. No.2. P.334-345.
69. Червинский М.М., Глаголев С.Ф., Горбунов И.П. Магнитооптические методы и средства определения магнитных характеристик материалов. – Л.: Энергия. Ленингр. отд-ние, 1980. – 128 с.
70. Казаков В.Г. Тонкие магнитные плёнки. // Соросовский образовательный журнал. 1997. № 1. С.107-114.
71. Мищенко С.В., Дивин А.Г., Жилкин В.М., Пономарев С.В., Свириденко А.Д. Автоматизация измерений, контроля и испытаний: Учебное пособие. - Тамбов: Издательство ТГТУ, 2007. – 116 с.
72. Qui Z. Q. and Bader S. D. Surface magneto-optic Kerr effect // Rev. Sci. Instrum. 2000. V. 71. P. 1243-1255.
73. Глаголев С.Ф. Разработка и исследование образцового автоматизированного магнитополяриметра Керра / Автореф. дис. на соиск. учён. степени канд. техн. наук. – Л.: 1977 (ВНИИМ им. Д.И. Менделеева).
74. Jones R. C. New calculus for the treatment of optical systems. I-VIII // J. Opt. Soc. Amer. 1941. V. 31. No.7. P.488-493.; 1948. V.38. No.8. P.671-685.; 1956. V.46. No.2. P.126-131.

-
75. Green A., Thomas B. A simple hysteresis loop plotter using transverse Kerr-effect. // J. Sci. Instrum. 1966. V.43. No.6. P.399-400.
76. Carey R., Isaac E., Thomas B. The transverse Kerr-effect in Cobalt thin films and its application to a simple hysteresis loop plotter. // J. Brit. J. Appl. Phys. 1968. V.1. pt. D. No.7. P.945-948.
77. Буткевич В., Невзоров В. Изделия L-CARD: отечественные платы АЦП/ЦАП с сигнальным процессором // Электроника НТБ. 1999. № 3. С. 32-33.
78. Прикладная лазерная медицина. Под ред. Х.П. Берлиена, Г.И. Мюллера. – М.: Интерэкспорт, 2007. – 365 с.
79. Дьюли У. Лазерная технология и анализ материалов. Пер. с англ. – М.: Мир, 1986. – 504 с.
80. Калашников С.Г. Электричество. Учебное пособие для студентов университетов. – М.: Наука, гл. ред. физ. мат. лит., 1970. – 668 с.
81. Бачурин В.В., Ваксенбург В.Я, Дьяконов В.П. и др. Схемотехника устройств на мощных полевых транзисторах: Справочник – М.: «Радио и связь», 1994. – 280 с.
82. IR2110. Datasheet. // Официальный сайт International Rectifier. URL: <http://www.irf.com/product-info/datasheets/data/ir2110.pdf> (дата обращения: 12.04.2011).
83. Photovoltaic Isolator. Datasheet. // Официальный сайт International Rectifier. URL: <http://www.irf.com/product-info/datasheets/data/pvin.pdf> (дата обращения: 12.04.2011).
84. Титце У., Шенк К. Полупроводниковая схемотехника. – М.: Мир, 1982. – 512 с.
85. Suits J.C. Magneto-optical rotation and ellipticity measurements with a spinning analyzer. // Rev. Sci. Instrum. 1971. V.42. P.19-22.

-
86. Scholtens, D. J., Kleibeuker, J. F., Kommandeur, J. Apparatus for the Measurement of Magneto-Optical Rotation and Ellipticity // *Rev. Sci. Instrum.* 1973. V.44. P.153-157.
87. Эдельман Н.С., Сырова Н.Н. Установка для измерения эффекта Фарадея в ТМП. // В сб.: Аппаратура и методы исследования тонких магнитных пленок, Красноярск. 1982. С.137-141.
88. Stoffel A. A mechanical modulator for use with precision ellipsometer. // *Appl. Opt.* 1967. V.6. No.6. P.1279_1-1280.
89. Малаховский А.В. Одновременное измерение оптических и магнитооптических параметров. // *Оптика и спектроскопия.* 1970. Т.28. №2. С.369-374.
90. Дейкстра Э. Дисциплина программирования. – М.: Мир, 1978. – 276 с.
91. Тревис Дж. LabVIEW для всех. Пер. с англ. Клушин Н. А., – М.: ДМК Пресс, ПриборКомплект, 2005. –544 с.
92. Измерения в промышленности. Справ. изд. В 3 кн. Кн. 1. Теоретические основы. Пер. с нем./ Под ред. Профоса П. – М.: Металлургия, 1990. - 492 с. /стр. 212.
93. Беляев Б. Ф., Гущин В. Л., Иванов С. А., Тарасов А. Л. Метод измерения размеров фокусных пятен рентгеновских трубок // *Электронная техника.* Сер. 4. 1979. Вып. 6. С.56—58.
94. Gumarov G.G., Petukhov V.Yu., Zhikharev V.A., Valeev V.F., Khaibullin R.I. Investigation of Magnetic Anisotropy of Silicide Films Ion-beam Synthesized in External Magnetic Field. // *Nucl.r Instr. and Meth. in Phys. Res. B.* 2009. V.267. P.1600–1603.
95. Игнатченко В.А. Магнитная структура тонких магнитных пленок и ФМР // *ЖЭТФ.* 1968. Т.54. Вып. 1. С.303-311.

-
96. Ymry Y. Random field instability of the ordered state of continuous symmetry // Phys. Rev. Letters. 1975. V.35. No.21. P.1399-1401.
97. Изотов А.В. Исследование восприимчивости и магнитных неоднородностей тонких плёнок методом ферромагнитного резонанса / Дисс. на соиск. уч. степ. канд. физ.-мат. наук
98. Нургалиев Д.К., Ясонов П.Г. Коэрцитивный спектрометр / // Патент РФ на полезную модель. 2009. № 81805, Бюл. № 9.