

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

**«ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ  
МЕТОДАМИ МАГНИТООПТИКИ»**

Выполнил студент

405 группы:

Долгих Александр Евгеньевич

---

Научный руководитель:

ассистент, к.ф.-м.н.,

Буравцова Виктория Евгеньевна

---

Допущена к защите

Зав. кафедрой \_\_\_\_\_

МОСКВА  
2016

# Оглавление

|   |    |
|---|----|
| <b>Введение</b> .....   | 3  |
| <b>1. Литературный обзор</b> .....                                  | 4  |
| 1.1. Цель работы .....  | 10 |
| <b>2. Методы исследования</b> .....                                 | 11 |
| 2.1 Классификация магнитооптических эффектов .....                  | 11 |
| 2.2. Феноменологическое описание экваториального эффекта Керра..... | 14 |
| <b>3. Экспериментальная установка</b> .....                         | 16 |
| 3.1. Принципиальная схема установки для измерения ЭЭК.....          | 16 |
| 3.2. Ошибки измерений .....   | 18 |
| <b>4. Образцы и методы получения</b> .....                          | 19 |
| <b>5. Экспериментальные результаты и обсуждение</b> .....           | 21 |
| <b>6. Выводы</b> .....  | 24 |

## Введение

Устойчивый интерес к наноструктурам, возникший в последнее время, обусловлен возможностью значительной модификации и принципиального изменения качеств известных материалов при переходе в нанокристаллическое состояние. Созданные благодаря нанотехнологиям новые наноразмерные магнитные материалы проявляют ряд необычных свойств: гигантское магнитосопротивление (ГМС), гигантский магнитный импеданс (ГМИ) [1], аномальный эффект Холла (АЭХ) [2], сильный магнитооптический отклик [3] и аномальные оптические эффекты [4]. Все эти явления открывают огромные перспективы, как для фундаментальных исследований, так и для многообещающих возможностей их применения.

Например, нанокпозиционные материалы могут быть использованы в качестве сверхчувствительных датчиков температуры, поскольку температурная зависимость электросопротивления у них превышает чувствительность угольных и полупроводниковых термодатчиков примерно на порядок.

Несмотря на большое количество работ [5,6,7,8], до сих пор нет достаточной ясности в понимании процессов, сопровождающих структурную перестройку вещества, так как трудно предсказать свойства пленок, в которых значительную роль играют взаимодействия наночастиц между собой, с матрицей и с подложкой, при огромном влиянии размерных и поверхностных эффектов, накладываемых частицами, их границами и поверхностью пленок.

В связи с этим актуальными оказываются экспериментальные методы, позволяющие получить представление о внутренней структуре таких материалов и особенностях магнитного взаимодействия в них. Оптические и магнитооптические методы (МО) являются наиболее простыми, эффективными и информативными при исследовании наноструктур. МО методы обладают рядом достоинств: они чувствительны к наличию магнитных неоднородностей, к изменению формы размера частиц, к их объемному распределению и к появлению новых магнитных фаз.

Таким образом, детальные исследования магнитооптических свойств наноструктур, в зависимости от состава и технологии получения, необходимы для понимания общих закономерностей формирования физических свойств наноструктур. Это приведет к реализации практических задач и, в первую очередь, для конструирования материалов с заданными магнитными и МО параметрами. А также для разнообразных применений материалов в современных элементах памяти и интегральной оптики, в качестве управляемых элементов оптических трактов и магнитооптических устройств, в лазерной технике и т.д.

## 1. Литературный обзор

В 1981 году Г.Глейтер предсказал возможность создания материалов с размерами зерен менее 100 нм, которые должны обладать многими интересными и полезными дополнительными свойствами по сравнению с традиционными микроструктурными материалами [9]. Он же и независимо от него отечественный ученый И.Д.Морохов ввели в научную литературу представления о нанокристаллах [10, 11]. Позднее Глейтер ввел в научный обиход также термины нанокристаллические материалы, наноструктурные, нанофазные, нанокомпозитные и т.д. [12,13]

Терминологически наноматериалы можно определить разными способами (геометрические размеры от 1 до 100нм; доля границ раздела больше 50%; возникновение нового качества при уменьшении объема вещества или его компоненты) [14-16]. Если наноразмерные включения имеют магнитный момент, то такие структуры называются магнитными.

Гранулированными магнитными материалами называют твердые тела, содержащие ферромагнитные гранулы, размещенные в объеме немагнитной матрицы, которая может быть как изолятором, так и проводником. Гранулированные материалы имеют сложную структуру нанометрового масштаба (размеры гранул составляют от нескольких нанометров до сотен нанометров).

Изменяя размер и материал гранул, а также объемное содержание ферромагнитных включений, можно манипулировать физическими свойствами нанокомпозитов и при этом изменять их весьма значительно.

Характерной особенностью гранулированных систем является малый размер гранул, в результате чего гранула представляет собой единый монодомен. В этом случае процесс перемагничивания ферромагнетика не осложняется перемещением доменных стенок и, следовательно, частотные границы качественной работы гранулированных материалов значительно выше, чем у гомогенных материалов.

Существует две разновидности нанокомпозитов металл-диэлектрик – металлокерамическая и агрегатная (рис. 1.1). В агрегатном композите фазы могут контактировать друг с другом, делая его проводящим. В металлокерамическом композите (рис. 1.2) гранулы окружены материалом матрицы, при этом их количественное соотношение характеризуется концентрацией ферромагнитной фазы  $Z$  (ат.%). Для нанокомпозитов существует понятие перколяционного предела  $Z_{pc}$ , т.е. такого значения концентрации включений, при котором образуется конечная "сеть" из металлических гранул во всем объеме образца. Можно сказать, что перколяционная область является промежуточным состоянием при переходе нанокомпозита из электрически непроводящего

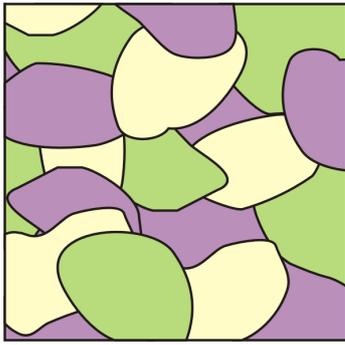


Рис. 1.1. Агрегатная конфигурация нанокompозита.

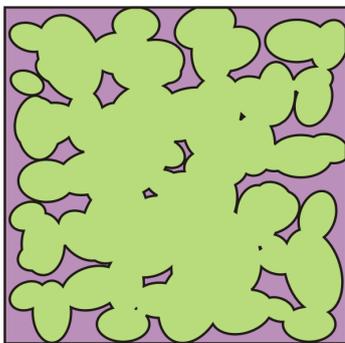
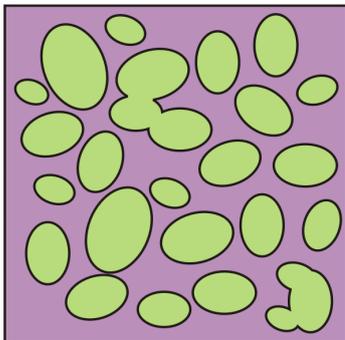
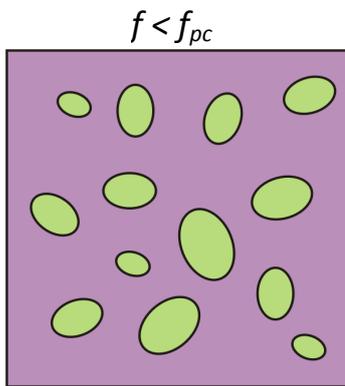


Рис. 1.2. Распределение гранул в нанокompозите в зависимости от фактора заполнения  $f$ .

в электропроводящее состояние, при котором гранулы начинают соприкасаться друг с другом. Экспериментальные и теоретические работы, посвященные магнитным свойствам композитов ферромагнитный металл – диэлектрик, показывают, что составы, находящиеся до порога перколяции, при комнатной температуре обладают суперпарамагнитными свойствами [17]. А при формировании бесконечной сетки соприкасающихся гранул создаются условия для обменного взаимодействия между атомами соседних гранул, и материал приобретает ферромагнитные свойства [18]. В области этого порога в большей степени проявляются все уникальные физические свойства, которые присущи гранулированным композитам. Таким образом, точность определения порога перколяции и формирует возможность получения комплекса уникальных физических свойств гранулированных нанокompозитов металл – диэлектрик и становится важнейшим элементом прогресса в данном научном направлении. Положение порога перколяции определяется разным способом: по пересечению концентрационных зависимостей удельного электрического сопротивления исходных и отожженных композитов [19, 20], по интегральной величине ЭДС Баркгаузена [19, 20], и из магнитооптических исследований [21, 22]. Как показали экспериментальные исследования [22, 23], вблизи порога перколяции МО отклик нанокompозита максимален.

Для большинства исследованных гранулированных пленок значение порога перколяции лежит в диапазоне концентрации магнитной фазы 40 – 60 ат.%, что несколько отличается от теоретически рассчитанных, но это несоответствие можно объяснить

тем, что в структурах наряду с гранулами малого размера присутствуют гранулы существенно большего размера [24]. Положение порога перколяции в реальных сплавах зависит от концентрации составляющих компонентов и их взаимной растворимости, от внутренней топологии, от реальной микроструктуры (размеров и формы частиц, однородности распределения частиц по размерам) и т.п. Все эти факторы влияют и на величины оптических и МО параметров, форму их спектров, и на значения магнитных и электрических характеристик нанокompозитов.

Магнитосопротивление в гранулированных композитах в современном представлении, состоит в изменении электросопротивления через непроводящий барьер, разделяющий соседние ферромагнитные гранулы под действием внешнего магнитного поля. В системе проводящий ферромагнетик – диэлектрик – проводящий ферромагнетик электрон с определенным спиновым состоянием может перейти из одной гранулы через барьер в другую с таким же спиновым состоянием. Вероятность перехода в состояние с противоположным спином близка к нулю. Ясно, что величина туннельного тока будет зависеть от относительной ориентации магнитных моментов гранул. При увеличении напряженности магнитного поля, магнитные моменты гранул ориентируются параллельно, растет туннельный ток, растет проводимость, а МС уменьшается. Это и есть гигантское магнитосопротивление, обусловленное спин-зависимым туннелированием.

Гранулированные композиционные магнитные материалы, как правило, обладают большими значениями магнитосопротивления ( $\sim 1\%$ ), это так называемое гигантское магнитосопротивление. Однако эти значения достигаются в больших полях: выше 10кЭ, что в большинстве случаев делает невозможным их применение. В то же время гранулированные тонкопленочные структуры, механизм проявления ГМС в которых также состоит в спин-зависимом туннелировании, проявляющимся в туннельных контактных переходах между двумя тонкопленочными ферромагнетиками, разделенными диэлектрической тонкой пленкой, обладают высокой чувствительностью магнитосопротивления в малых магнитных полях [20].

Одной из первых работ посвященной изучению МО свойств гранулированных сред была работа [25], в которой исследовались МО свойства поверхностных структур ультрадисперсного никеля, возникающих на поверхности немагнитных сплавов системы Ni–Al в ходе электрохимической обработки. Было показано, что МО спектры отражения от таких поверхностей существенным образом отличаются от соответствующих спектров массивного кристалла.

Результаты впервые проведенных экспериментальных исследований дисперсии оптических и магнитооптических свойств большого ряда систем аморфных сплавов на

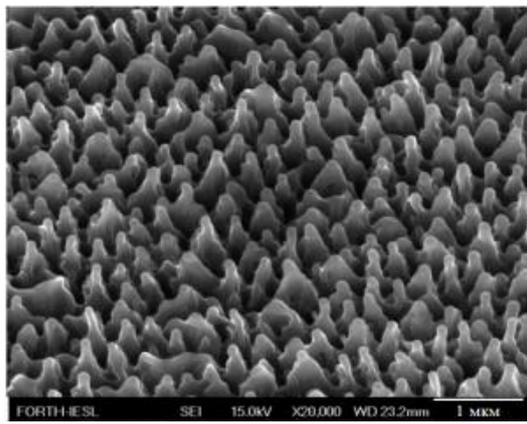
основе Fe и Co и их кристаллических аналогов приведены в [26], в которой также прослежено за изменениями электронного энергетического спектра в зависимости от композиционного состава и при структурных фазовых переходах ферромагнетика из аморфного состояния в кристаллическое.

Исследование магнитосопротивления гранулированных нанокompозитов  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$  и  $(\text{Co}_{86}\text{Ta}_{12}\text{B}_2)_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$  в [27] показало, что все композиты, обладающие гранулированной аморфной структурой, обнаруживают ГМС. Было установлено, что положение максимума ГМС обнаруживается при таком структурном состоянии, когда сплошные каналы с металлической проводимостью, пронизывающие весь объем материала, начинают разрываться и система теряет металлическую проводимость.

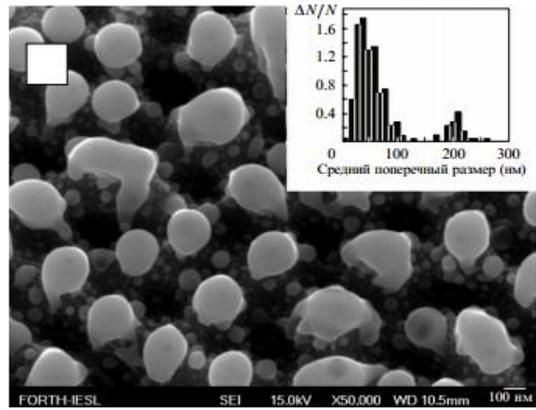
Для изучения наноструктур, образующихся на поверхности были созданы методы, позволяющие вытравливать наноструктуры с различной морфологией. Для этого часто применяют метод воздействия лазерным излучением высокой интенсивности на твердые тела, что приводит к формированию различного рельефа, характерными структурными элементами являются мелко- и крупномасштабные структуры [28]. Лазерный пучок нагревает металл до температуры плавления, вследствие чего, импульсом пучка выдавливаются участки материала, которые могут застывать в виде нанометровых неоднородностей самых разнообразных форм. В отличие от объемно-гранулированных и многослойных структур при создании поверхностно-структурированных пленок не обязательно различие материалов наночастиц и подложки.

Образование наноструктур на поверхности мишени сопровождается изменением спектра поглощения самой мишени, наблюдаются эффект гигантского комбинационного рассеяния молекул [29], повышенная гидрофобность [30]. Впервые такого рода наноструктуры были обнаружены на серебре [31] при воздействии на него в воде лазерных импульсов длительностью 350 пс. При этом сама мишень после обработки оказалась окрашенной в желтый цвет, а ее поверхность оставалась визуально гладкой. Изменение цвета поверхности, подвергнутой воздействию лазерного излучения в жидкости, зависит от числа импульсов, но не зависит от угла падения излучения и, следовательно, не связано с интерференцией.

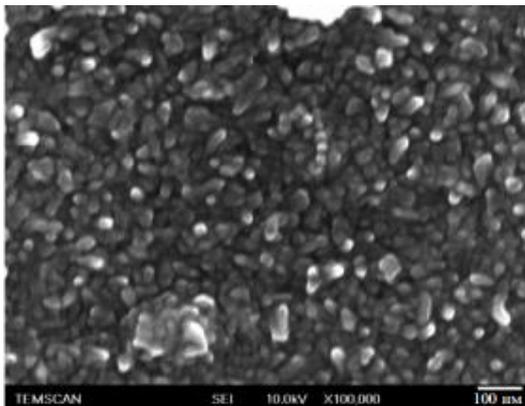
Изменяя распределение интенсивности в пучке, длительность импульса или материал мишени, можно добиться образования на поверхности подложки различных наноструктур: конусов [32], нанокластеров [33], наносфер [34] и стен длиной до 1 мкм [35]. (рис 1.3)



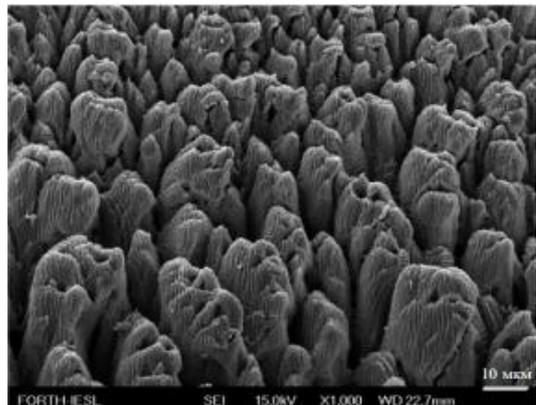
а)



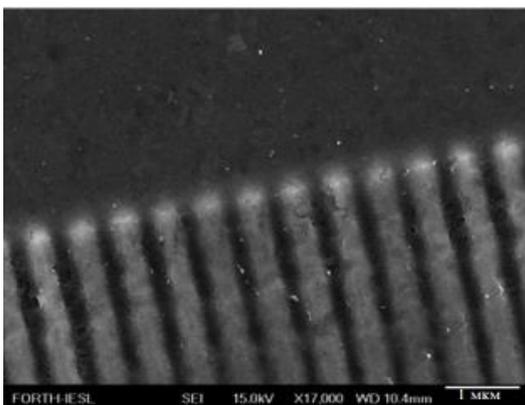
б)



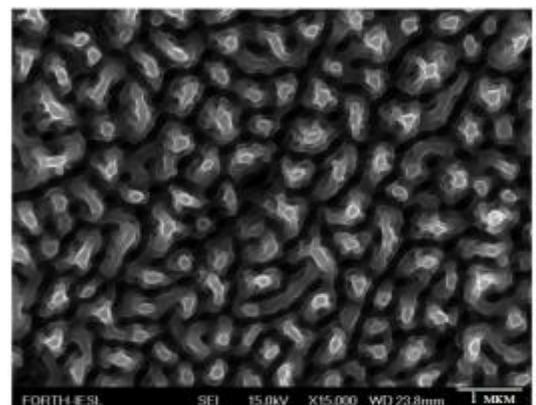
в)



г)



д)



е)

Рис.1.3. Различные виды поверхностных наноструктур [35]:

- а) конусы на поверхности титана;
- б) грибы на поверхности никеля;
- в) гранулы на поверхности никеля;
- г) столбики на поверхности титана
- д) полосы на поверхности никеля;
- е) стены на поверхности титана.

Характер образования структур зависит от состояния исходной поверхности. Было показано в [31], что наличие начального рельефа способствует формированию наноструктур. При лазерном воздействии в углублениях исходной поверхности образовывались более объемные наноструктуры. Причем при определенной плотности энергии образование структур происходило только в области начальной затравки, а на гладкой поверхности изменение рельефа не наблюдалось.

Другим методом создания поверхностных структур является метод шаблонного электроосаждения. В статье [38] представлены комплексные исследования МО откликов поверхностной наноструктуры Ni, полученной таким методом. Во время анодирования в серной кислоте на поверхности алюминиевой пленки создавались нанопоры. Затем поры заполнялись никелем с помощью электролиза NiSO<sub>4</sub>. Таким образом, на поверхности формировалась наноструктура, состоящая из ферромагнитного никеля и диэлектрика – оксида алюминия (рис.1, а).

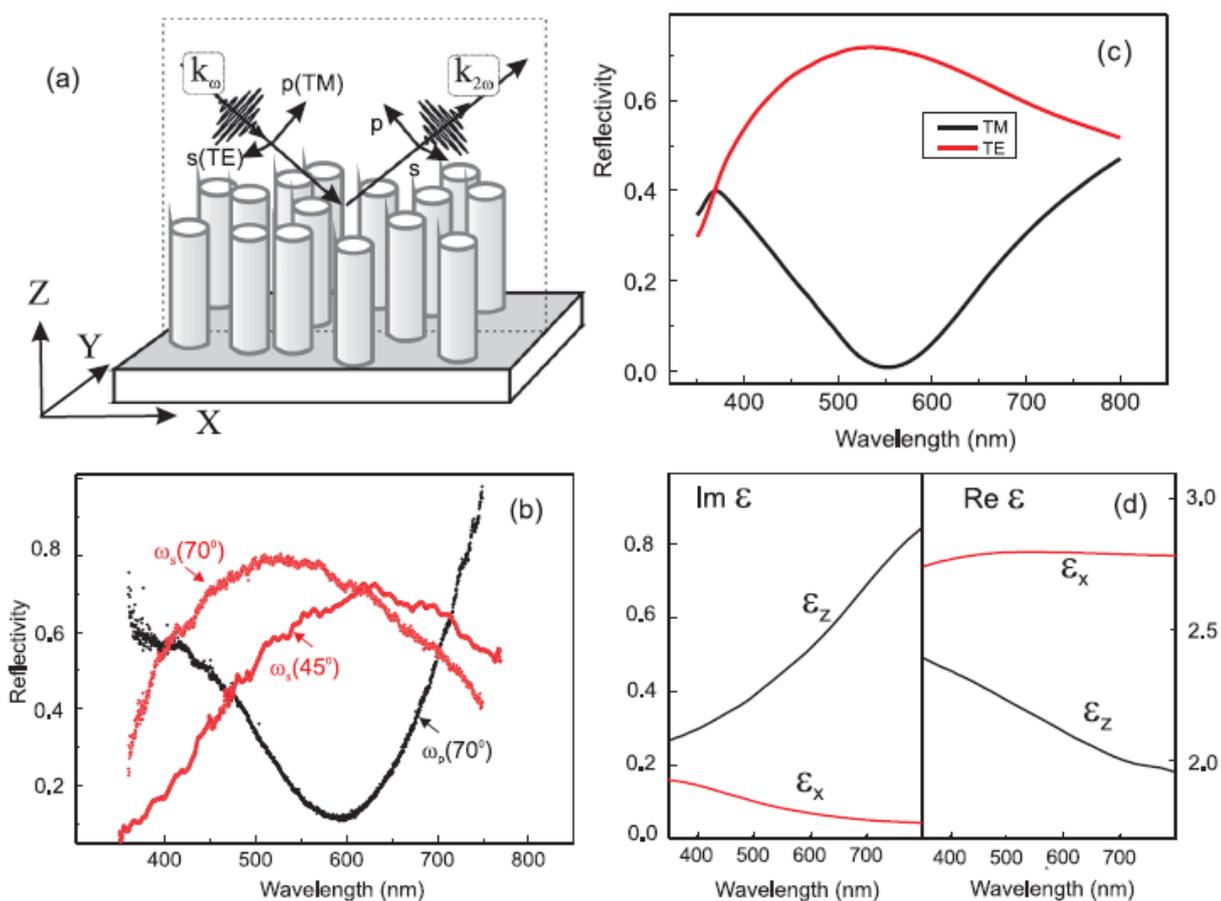


Рис.1.4 (а) Схематичный вид образца поверхностно-структурированного Ni. (б) Спектр отражения при углах падения 45° и 70°. (с) Модель спектра отражения при угле падения 70°. (д) Реальная и мнимая части диэлектрической проницаемости [38]

В этой статье рассматривалось отражение поляризованного света от поверхностно-структурированного никеля (рис.1, b), а также влияние структурирования на МО отклик, и был обнаружен ряд уникальных свойств.

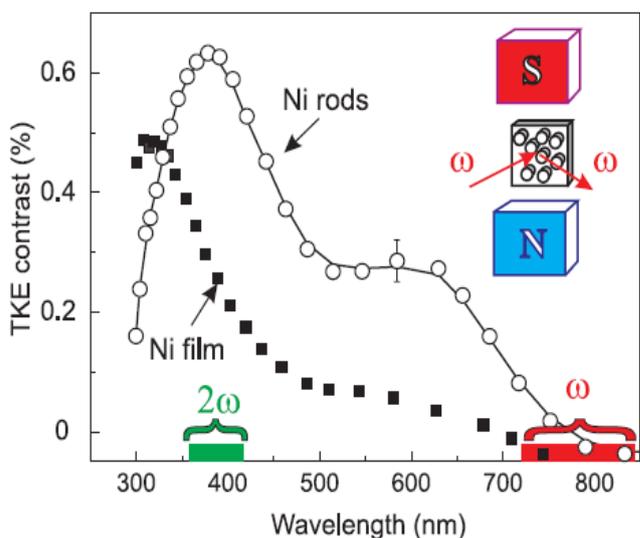


Рис.1.5 Спектр ЭЭК поверхностно-структурированного Ni (кружки) и пленки Ni той же толщины (квадраты) [38]

Установлено, что после структурирования никеля МО отклик увеличивается (рис.1.5.), что удивительно, т.к. в поверхностной наноструктуре содержание никеля в процентном соотношении меньше, чем в неструктурированном образце (столбики никеля разделены оксидом алюминия – диэлектриком). Обнаружено, что у поверхностно-структурированного никеля высокая чувствительность МО отклика к параметрам наноструктур. Авторами статьи выявлено смещение плазмонного

резонанса в область меньших энергий (от 4 эВ к 3,26 эВ).

Такие особенности поверхностных наноструктур позволяют создать материал с усиленным МО откликом в заданном диапазоне, что делает перспективными использования поверхностных наноструктур Ni в качестве хранилищ данных с высокой плотностью информации, чувствительных биологических датчиков и датчиков магнитного поля.

### 1.1. Цель работы

Целью данной работы являлось исследование МО свойств пленок поверхностно структурированного никеля, полученных методом абляции при различных технологических параметрах, в геометрии экваториального эффекта Керра. Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Изучить спектры экваториального эффекта Керра пленок, полученных при постоянном значении приложенного магнитного поля.
2. Изучить полевые зависимости экваториального эффекта Керра поверхностно-структурированных пленок.

## 2. Методы исследования

### 2.1 Классификация магнитооптических эффектов

Феноменологическое описание магнитооптических явлений в ферромагнетиках основано на том факте, что вещества, обладающие спонтанным магнитным моментом, или намагниченные внешним магнитным полем обнаруживают свойства двойного кругового и линейного двупреломления и дихроизма. При взаимодействии света с намагниченным веществом происходит либо изменение фазы, либо интенсивности, либо состояния поляризации. В некоторых случаях это происходит одновременно. Наблюдаемые при этом изменения в световой волне получили название магнитооптических эффектов [25].

Магнитооптические эффекты можно группировать по различным признакам. По характеру распространения света относительно вектора намагниченности  $\vec{M}$  можно выделить, продольные (эффект Фарадея и эффекты при полярном и меридиональном намагничивании) и поперечные (эффект Фохта и эффекты при экваториальном намагничивании); по характеру зависимости от намагниченности - квадратичные (эффект Фохта и ориентационный магнитооптический эффект) и линейные (остальные магнитооптические эффекты). Магнитооптические эффекты могут наблюдаться как на отраженном от намагниченного кристалла (эффекты Керра), так и на проходящем через ферромагнетик (эффекты Фарадея и Фохта) свете.

В проходящем свете реализуются два “классических” случая, различающиеся геометрией распространения света по отношению к направлению вектора намагниченности.

- Направление волнового вектора световой волны  $\vec{k}$  (рис. 2.1а) параллельно вектору намагниченности (геометрия Фарадея). В этом случае, во-первых, имеет место вращение плоскости поляризации линейно-поляризованного света, при этом угол фарадеевского вращения  $\sim M$ . Во-вторых, наличие поглощения в среде приводит к возникновению эллиптической поляризации.
- Направление световой волны (рис. 2.1б) перпендикулярно вектору намагниченности (геометрия Фохта). В этом случае линейно-поляризованный свет становится, во-первых, эллиптически поляризованным, причем величина эффекта  $\theta \sim M^2$ , т.е. этот эффект является четным по намагниченности. Во-вторых, имеет место магнитный линейный дихроизм, который является также эффектом второго порядка относительно намагниченности.

Чаще всего для измерения магнитных характеристик оптически прозрачных ферромагнетиков используется эффект Фарадея (ЭФ), т.к. практически эффект Фохта никогда не реализуется вследствие малости эффектов.

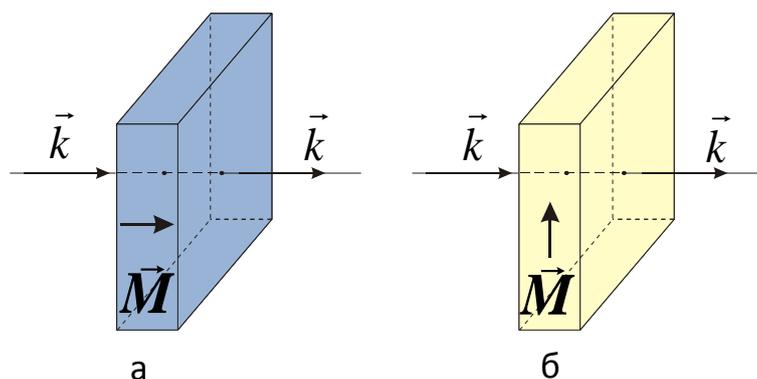


Рис.2.1. Магнитооптические эффекты прохождения:  
а) эффект Фарадея; б) эффект Фохта.

Отраженный свет используют для исследования непрозрачных образцов. В этом случае электромагнитная волна проникает в металл на глубину нескольких десятков атомных слоев, а затем, возвращаясь назад, содержит информацию, как о магнитном состоянии металла, так и о параметрах его электронной энергетической структуры. Под эффектами Керра понимают влияние намагниченности ферромагнетика на состояние поляризации или интенсивности отраженного от поверхности образца света. В зависимости от геометрии расположения поверхности ферромагнитного зеркала по отношению к плоскости падения линейно поляризованного света, а также по направлению вектора намагниченности в образце различают три основных варианта эффекта Керра:

- *Полярное намагничивание* – рис. 2.2а. Вектор намагниченности  $\vec{M}$  перпендикулярен плоскости ферромагнитного зеркала и параллелен плоскости падения света. При перемагничивании магнетика и при нормальном падении ( $\varphi = 0$ ) света наблюдается полярный эффект Керра (ПЭК), состоящий: а) во вращении плоскости поляризации; б) в появлении эллиптичности отраженного от магнетика линейно-поляризованного света.
- *Меридиональное намагничивание* – рис. 2.2б. Вектор  $\vec{M}$  параллелен и плоскости ферромагнитного зеркала, и плоскости падения света. При перемагничивании магнетика наблюдается меридиональный эффект Керра (МЭК), который выражается: а) во вращении плоскости поляризации; б) в появлении эллиптичности отраженного от магнетика линейно-поляризованного света.

- *Экваториальное намагничивание* – рис. 2.2в. Вектор  $\vec{M}$  параллелен плоскости ферромагнитного зеркала и перпендикулярен плоскости падения света. При перемагничивании наблюдается экваториальный эффект Керра (ЭЭК), выражающийся: а) в изменении интенсивности света; б) сдвиге фазы линейно-поляризованного света, отраженного магнитным кристаллом.

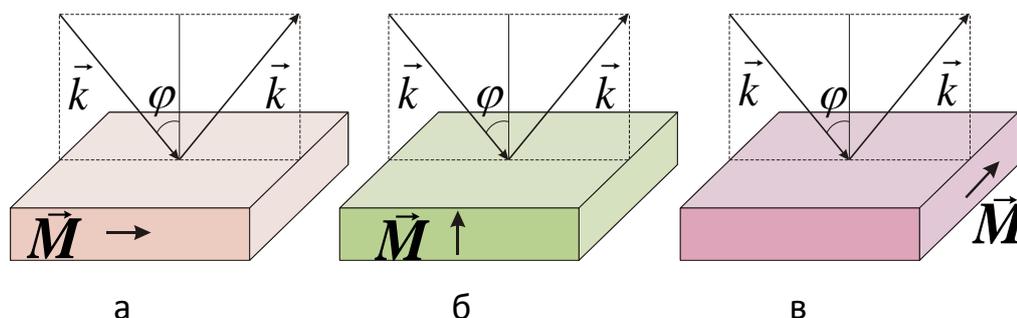


Рис. 2.2. Магнитооптические эффекты Керра: а) полярный эффект Керра, б) меридиональный эффект Керра, в) экваториальный эффект Керра.

При переходе от геометрии ЭЭК к геометрии МЭК наблюдается также квадратичное изменение интенсивности отраженного от образца света. Этот эффект, названный *ориентационным магнитооптическим эффектом*, нашел применение для изучения электронной структуры как непрозрачных, так и прозрачных ферромагнетиков.

Итак, в случае ПЭК и МЭК для обеих компонент линейно-поляризованного света, (р-волна – вектор световой волны  $\vec{e}$  лежит в плоскости падения света, s-волна поляризована перпендикулярно плоскости падения света) наблюдается вращение плоскости поляризации падающего на образец линейно-поляризованного света. В ЭЭК изменение намагниченности ферромагнетика практически (с точностью  $10^{-6}$ - $10^{-5}$ ) не приводит к влиянию на отражение s – компоненты линейно-поляризованного света, тогда как р – волна после отражения *изменяет* свою интенсивность. Последнее свойство оказалось полезным, как в экспериментальных исследованиях, так и в практических приложениях.

Отметим другие преимущества экваториального эффекта Керра. Установлено, что величина ЭЭК пропорциональна намагниченности, образец при этом намагничивается параллельно плоскости ферромагнитного зеркала и поэтому для намагничивания образца достаточно магнитных полей, сравнимых с его коэрцитивной силой. В случае ПЭК процесс намагничивания определяется величиной размагничивающего поля (образец намагничен перпендикулярно зеркалу образца), которое в этом случае велико и может достигать  $4\pi\vec{M}_s$ . При экваториальном намагничивании размагничивающее поле близко к

нулю, т.е. ЭЭК определяется целиком магнитным состоянием вещества. С помощью ПЭК можно измерить только одну характеристику материала - намагниченность насыщения. Применение же ЭЭК позволяет измерить все магнитные характеристики вещества, которые определяются из кривых намагничивания и петли гистерезиса. Все преимущества, касающиеся ЭЭК, можно было бы отнести и к МЭК. Но т.к. МЭК заключается во вращении плоскости поляризации падающего на образец света, то для его измерения необходимы два поляризатора. Применение же двух поляризационных элементов приводит к уменьшению интенсивности проходящего света, и, следовательно, к необходимости работать с меньшими детектируемыми сигналами. В ПЭК угол вращения плоскости поляризации достигает больших значений, но необходимы, как уже говорилось, большие поля для намагничивания. Но именно этот эффект используется в практических целях, в частности в узлах записи и считывания информации. Заметим также, что на величину ПЭК меньшее влияние оказывает обработка поверхности образца в силу нормального падения света. Видно, что каждый эффект имеет свои достоинства и свои недостатки. Все исследования магнитооптических свойств магнитных пленок в настоящей работе были проведены в геометрии экваториального эффекта Керра.

## 2.2. Феноменологическое описание экваториального эффекта Керра

Различные магнитооптические эффекты должны быть связаны между собой, поскольку имеют единое происхождение. В феноменологической теории ищут решения дифференциальных уравнений электромагнитного поля:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (2.1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \operatorname{div} \vec{D} = 0$$

и тензорных уравнений

$$\vec{D} = [\varepsilon] \vec{E}, \quad \vec{B} = [\mu] \vec{H} \quad (2.2)$$

Конкретные свойства материальной среды задаются в макроскопической теории магнитооптических явлений видом тензоров диэлектрической и магнитной проницаемости среды  $[\varepsilon]$  и  $[\mu]$ . Некоторые общие свойства этих тензоров для магнитоупорядоченного состояния вещества можно установить феноменологически. В

простейшем случае изотропной среды или кубического кристалла тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости представляют собой антисимметричные тензоры второго ранга с одной комплексной недиагональной компонентой. Если недиагональная компонента отлична от нуля в тензоре  $[\varepsilon]$ , то среда называется гиродиэлектрической; если - в тензоре  $[\mu]$ , то - гиромангнитной. В случае металлов среду можно считать гиродиэлектрической т.к. на оптических частотах значения магнитной проницаемости мало отличаются от единицы.

Рассмотрим случай оптически изотропного ферромагнетика. Наличие намагниченности понижает симметрию до одноосной. Тензор диэлектрической проницаемости в системе координат с осью z, направленной вдоль намагниченности можно записать в виде:

$$[\varepsilon] = \varepsilon_j \begin{pmatrix} 1 & -iQ & 0 \\ iQ & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

где  $Q = Q_1 - iQ_2$  – комплексный магнитооптический параметр, зависящий от намагниченности среды,  $\varepsilon_i = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$ ,  $\varepsilon_1 = 2nk$ ,  $\varepsilon_2 = n^2 - k^2$ , n и k – показатели преломления и поглощения среды. Совместное решение (2.1), (2.2) и (2.3) с соответствующими граничными условиями приводит к формулам, описывающим все магнитооптические эффекты. Вводя для недиагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости обозначение  $\varepsilon' = \varepsilon Q = \varepsilon'_1 - i\varepsilon'_2$ , для экваториального эффекта Керра получим следующие формулы [25]:

$$\begin{aligned} \delta_p &= a\varepsilon'_1 + b\varepsilon'_2, \\ a &= 2 \sin 2\varphi \frac{A}{A^2 + B^2}, \quad b = 2 \sin 2\varphi \frac{B}{A^2 + B^2}, \\ A &= \varepsilon_2(2\varepsilon_1 \cos^2 \varphi - 1), \quad B = (\varepsilon_2^2 - \varepsilon_1^2) \cos^2 \varphi + \varepsilon_1 - \sin^2 \varphi \end{aligned} \quad (2.4)$$

$\varphi$ - угол падения света. На основе формул (2.4) можно определить недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости  $\varepsilon'_1$  и  $\varepsilon'_2$ , если известны оптические константы ферромагнетика и значения ЭЭК для двух углов падения света. И, наоборот, зная недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости и оптические постоянные кристалла можно рассчитать величину экваториального эффекта Керра. Для других эффектов отражения соответствующие формулы можно найти в [25].

### 3. Экспериментальная установка

#### 3.1. Принципиальная схема установки для измерения ЭЭК

Динамический метод измерения ЭЭК состоит в детектировании малых изменений интенсивности отраженного света при перемагничивании образца переменным магнитным полем. Схема установки приведена на рис.3.1. Свет от источника фокусируется линзой на образце, который находится в зазоре электромагнита, создающего магнитное поле, амплитудное значение которого может достигать 2,5 кЭ. Между линзой и образцом находится поляризатор. Далее отраженный свет падает на входную щель монохроматора, выходящий параллельный пучок монохроматического излучения фокусируется на приемнике излучения, который питается от стабилизированного источника питания. Регистрируемый приемником постоянный сигнал, пропорциональный полной интенсивности отражаемого образом света, поступает на первый канал АЦП. Измерительный тракт переменного сигнала, пропорциональный изменению интенсивности отраженного света при перемагничивании образца  $\Delta R$ , включает селективный усилитель UNIPAN 232 и второй канал АЦП. Образец перемагничивается переменным полем электромагнита, частотой  $f \sim 67$  Гц. Величина магнитного поля не превышала 2,5 кЭ. Угол падения излучения  $\varphi = 70^\circ$ , температура комнатная.

Источник излучения - галогенная лампа TESLA.CHS-150 с излучением в диапазоне 0,5-4 эВ, которая питается через стабилизатор напряжения. Используется призмный двойной монохроматор ДМР-4. Для поляризации света используются поляризатор Франка-Риттера. В качестве приемников излучения используются: в инфракрасной области спектра (0,5-1,5 эВ) фотосопротивление PbS, а в видимой и ближней инфракрасной фотоэлектрический умножитель ФЭУ-106 (или ФЭУ-79). ФЭУ питается от источника постоянного тока БЛБНВЗ-05.

С помощью детектора, подключенного к селективному усилителю, регистрируется сигнал, пропорциональный глубине модуляции  $\Delta R(\omega)$ . Величина примерно на два-три порядка меньше, чем постоянная составляющая  $R(\omega)$ . Это позволяет регистрировать обе величины  $R$ , и  $\Delta R$  одновременно. Для различных частот величина ЭЭК:  $\delta(\omega) = k[\Delta R(\omega)/R(\omega)]$ , где  $k$  - калибровочный коэффициент. Такой способ измерения практически исключает влияние нестабильности работы источника света и других приборов электронной части установки.

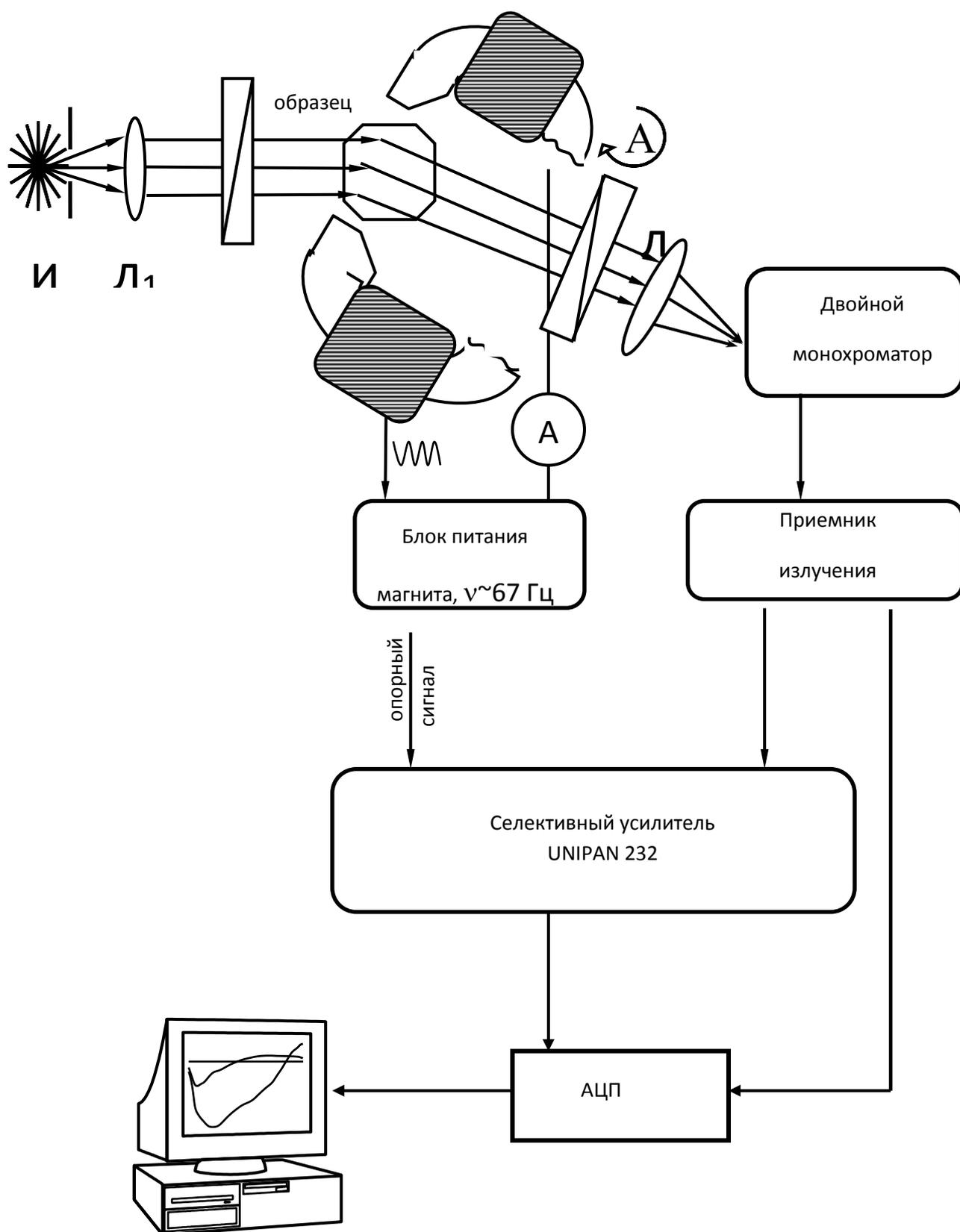


Рис.3.1. Схема установки для измерения экваториального эффекта Керра.

### **3.2. Ошибки измерений**

Источник ошибок измерений, которые влияют на величину магнитооптических эффектов, но не влияют на общий ход спектральных кривых (систематические ошибки) состоят из ошибок связанных с классом точности приборов, с неточностью их настройки, с шумами и наводками в измерительной схеме, с влиянием рассеянного света на приемники излучения и др. К систематическим ошибкам можно отнести также ошибки, связанные с неточностью определения градуировки монохроматора, неточностью выставления угла падения света на образец, и т.д. Некоторые из этих помех могут быть учтены и устранены, некоторые сведены к минимуму. В частности, менее всего контролируемые шумы и наводки сводятся к минимуму путем соответствующего расположения приборов, подводящих проводов, их экранированием и заземлением. Влияние рассеянного света наиболее сильно сказывается при измерениях в ультрафиолетовой области спектра, где падает чувствительность фотоприемника и уменьшается интенсивность источника света. Поэтому приходится повышать напряжение питания ФЭУ и тщательно затемнять оптическую часть установки. Вклад отдельных случайных ошибок в точность определения магнитооптических эффектов теоретически оценить трудно. Они могут меняться от измерения к измерению. В каждом конкретном случае их можно определить экспериментально, изучая распределение измеряемой величины. Многочисленные проверки и оценки показывают, что они не превышают 10 %. Влияние случайных ошибок сводилось к минимуму многократным повторением измерений, а так же тщательной стабилизацией источников питания фотоприемников (например, фотосопротивление питается от источника постоянного напряжения – ртутных батарей с напряжением 25 в), и источников излучения. В этом случае случайные ошибки минимальны в области наибольшей чувствительности установки и составляют 2-3 %.

#### 4. Образцы и методы получения

В данной работе исследовались поверхностные наноструктуры, полученные в лаборатории Г.А. Шафеева в ИОФ РАН им. А.М. Прохорова. Образцы были синтезированы методом лазерной абляции. В процессе создания наноструктур в месте фокусировки лазерного пучка на поверхности мишени, температура поднимается до температуры плавления никеля. Давлением фотонов вытравливаются борозды в металле, образуя, таким образом, наноструктуры вдоль борозд в виде полос. При повторном вытравливании вдоль перпендикулярного направления полосы дробятся на гранулы, поперечный размер которых достигает 100 нм. Когда лазерную абляцию проводят в воздухе, на поверхности металла, за счет высоких температур могут образовываться оксиды, создавая структуры, отличающиеся по своим свойствам от бескислородных. Жидкость на поверхности мишени подбирается таким образом, чтобы не было активного взаимодействия между её молекулами и молекулами металла. Например, никель сильно взаимодействует с водой, поэтому его лазерную абляцию производят в этаноле. При протравливании образца лазерным пучком из-за высокой температуры жидкость на его поверхности испаряется. В статье [39] было показано, что за счет давления этих паров структуры на поверхности мишени получают более выраженными, каждая отдельная структура оказывается окружена углублениями.

Варьирование времени прожига, мощности лазера, направления и скорости сканирования позволяет получать на поверхности образца гранулы различных форм и размеров. Создание некоторых исследуемых структур производилось при наличии внешнего магнитного поля, которое, предположительно, должно влиять на распределение выжигаемых наночастиц ферромагнитного металла в пространстве и, следовательно, на форму получившихся гранул.

В качестве мишеней использовались пластинки никеля толщиной 100 мкм. Перед облучением образцы механически шлифовались либо полировались до необходимого уровня шероховатости, а затем помещались на дно стеклянной кюветы, заполняемой этанолом.

Для вытравливания исследуемых пленок никеля использовался лазер с частотой импульсов 50 кГц. Кювета помещалась на управляемый компьютером стол для ее перемещения с заданной скоростью относительно лазерного пучка. Излучение лазера фокусировалось на мишень сквозь слой этанола толщиной 3 мм. Толщина линий вытравливания – 40 мкм, при частоте их следования – 26 на 1 мм. Внешнее магнитное поле создавалось девятью магнитами NdFeB. В процессе изготовления менялся один

параметр – скорость движения кюветы. Параметры исследованных образцов указаны в таблице 4.1.

Таблица 4.1.

| <b>Номер образца</b> | <b>Скорость движения кюветы</b> | <b>Внешнее поле</b> |
|----------------------|---------------------------------|---------------------|
| 1                    | 100 мм/с                        | без поля            |
| 2                    | 100 мм/с                        | с полем             |
| 3                    | 50 мм/с                         | без поля            |

## 5. Экспериментальные результаты и обсуждение

Спектры ЭЭК исследованных наноструктур на поверхности никеля были получены в диапазоне энергий световых квантов  $h\nu = 0,5 - 4$  эВ, в магнитном поле до 2 кЭ и комнатной температуре. На рисунке 5.1 представлены спектры ЭЭК для поверхностно-структурированных образцов никеля при  $H = 2$  кЭ. Видно, что форма спектров для всех образцов подобна, присутствует максимум эффекта в районе 3 – 3,5 эВ и смена знака эффекта в районе 2 – 2,5 эВ, что характерно для свидетеля — объемного неструктурированного никеля. Величина эффекта в максимуме для всех

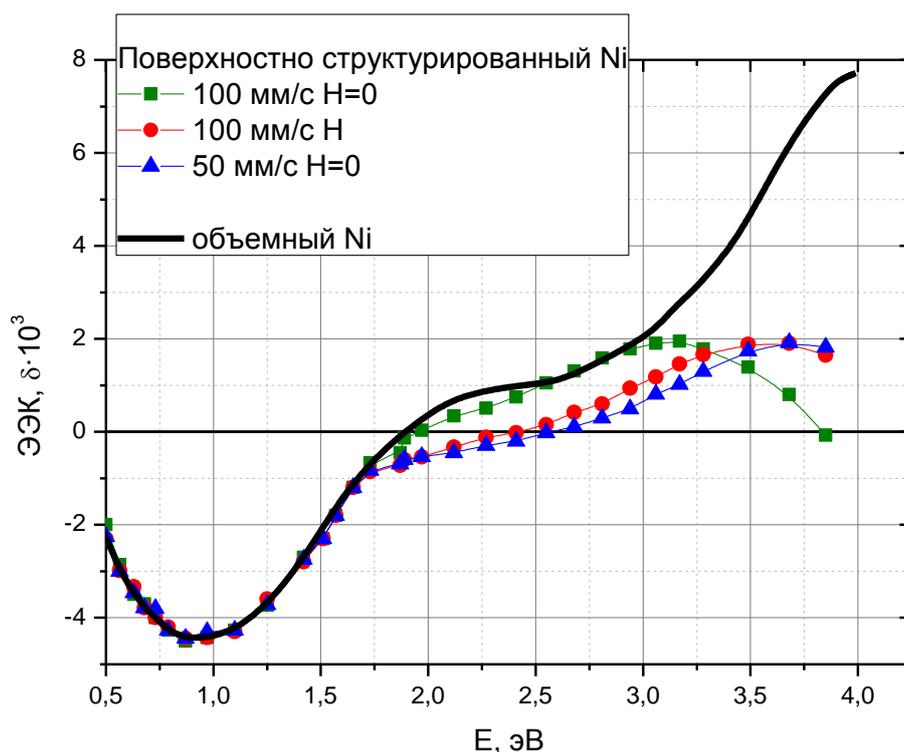


Рис.5.1 Спектральные зависимости ЭЭК поверхностно-структурированных и объемного Ni

структурированных образцов порядка  $2 \cdot 10^{-3}$ , что составляет почти треть от максимальных значений ЭЭК свидетеля. Спад эффекта для структурированных образцов наблюдается раньше (в районе 3,5 эВ), чем для свидетеля ( $h\nu > 4$  эВ). В ИК диапазоне спектры всех исследованных поверхностных структур совпадают со спектром свидетеля.

Спектр ЭЭК образца, изготовленного с большей скоростью сканирования лазера и без наложения внешнего магнитного поля, является наиболее близким к спектру объемного неструктурированного никеля. Для образца, изготовленного с той же скоростью сканирования, но в присутствии внешнего магнитного поля, наблюдается сдвиг спектра в область больших энергий световых квантов (можно отметить одинаковый сдвиг, как максимума, так и точки смены знака эффекта). Также установлено, что проявляется

наибольший сдвиг спектра в УФ область для образца, изготовленного с меньшей скоростью сканирования.

Такое поведение спектральных зависимостей указывает на то, что отклик системы формируется только наноструктурой на поверхности никеля, что подтверждается расчетом глубины скин слоя (рис. 5.2) по формуле:

$$\Delta = \sqrt{\frac{c \varepsilon_0 \rho \lambda}{\pi \mu}}$$

где  $c$  – скорость света,  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная,  $\rho = 0,087 \frac{\text{Ом} \cdot \text{мм}^2}{\text{м}}$  – удельное сопротивление никеля,  $\mu = 100 \div 600$  – относительная магнитная проницаемость Ni.

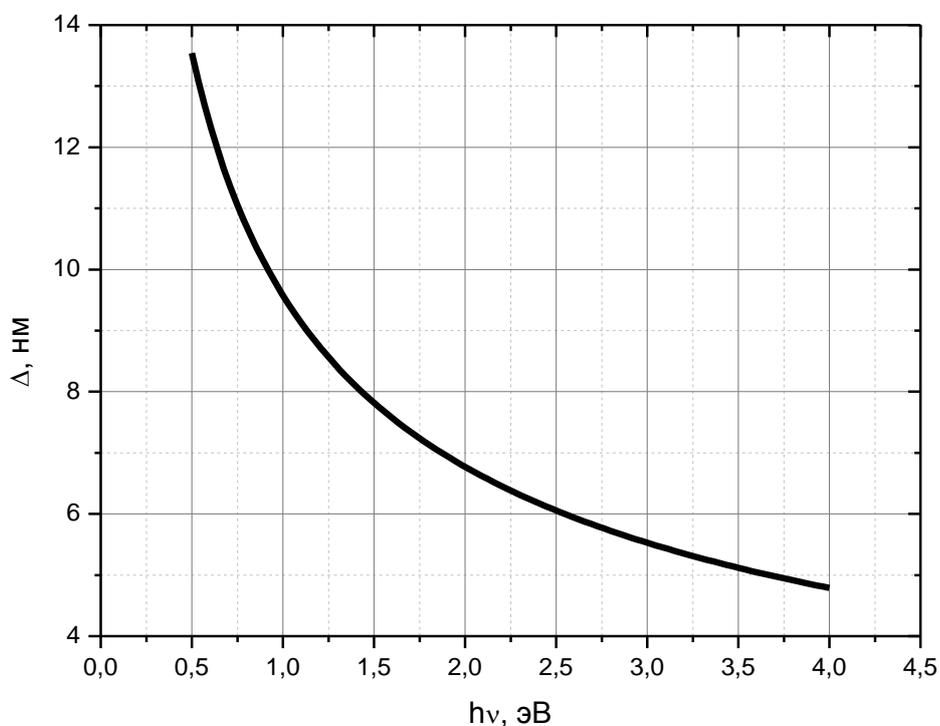


Рис. 5.2 Зависимость глубины скин слоя от длины волны для Ni

Совпадение спектров ЭЭК в ИК диапазоне (около 1-1,5 эВ) для поверхностно структурированного и неструктурированного никеля указывает что глубина скин слоя близка к размеру гранулы ~10 нм.

Сдвиг максимумов на спектрах ЭЭК в ближнем УФ можно связать со сдвигом плазмонного резонанса в структурированном Ni. Аналогичный сдвиг наблюдался для подобных структур никеля в [38] (см. рис.1.5).

Полевые зависимости ЭЭК для исследованных образцов были получены для двух длин волн (2,28 и 3,49 эВ). На рис. 5.3 представлены нормированные кривые  $\delta(H)$  (значение ЭЭК нормировано на значение эффекта в максимальном магнитном поле 2 кЭ). Обнаружено, что исследованные образцы проявляют одинаковый характер

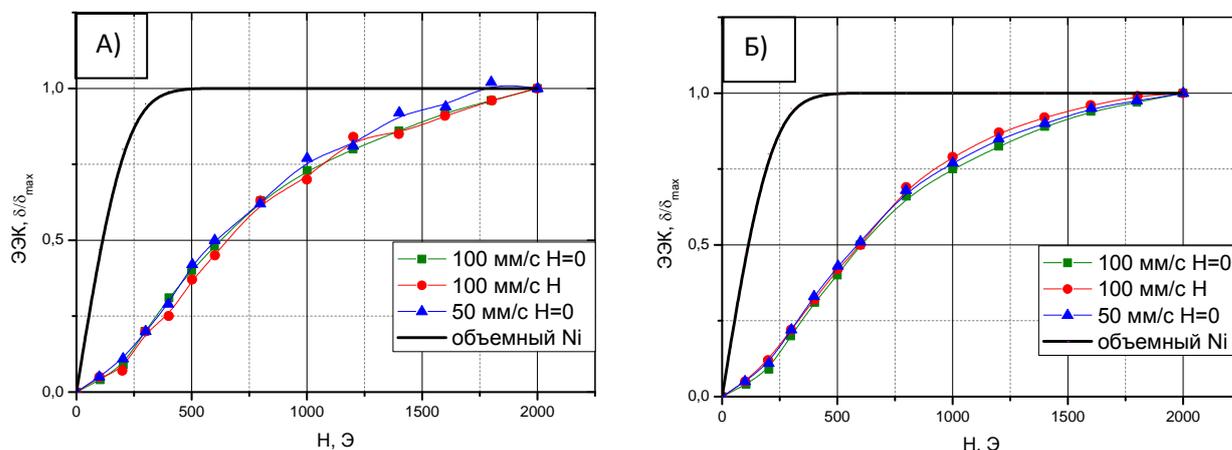


Рис.5.3. Полевые зависимости ЭЭК поверхностно-структурированных и объемного Ni при  $E=2.28\text{эВ}$  (А) и  $E=3.49\text{эВ}$  (Б)

намагничивания независимо от технологических условий получения для разных длин волн, но отличаются от  $\delta(H)$  свидетеля. Установлено, что после структурирования Ni становится магнито жестким и намагничивается в полях, больших 2 кЭ, тогда как для неструктурированного никеля насыщение наступает раньше, при  $H \sim 400$  Э.

Изолированное совпадение полевых зависимостей для различных длин волн указывает на небольшой разброс размеров этих частиц. Установлено, что скорость сканирования лазера при изготовлении наноструктур не влияет на форму и размер наночастиц на поверхности Ni, а также расстояния между ними. Были исследованы спектры во взаимно перпендикулярных ориентациях переменного поля в плоскости образца. Спектры ЭЭК для этих направлений совпадают. Что указывает на необходимость более детальных исследований.

## 6. Выводы

В области энергии световых квантов от 0,5 до 4 эВ изучены дисперсия магнитооптического экваториального эффекта Керра и полевые зависимости ЭЭК поверхностно-структурированных пленок Ni, полученных методом абляции в жидкости. Рассматривалось влияние приложения магнитного поля, а также изменения скорости выжигания структур на их магнитооптические свойства.

Установлено, что:

1. отклик системы формируется только наноструктурой на поверхности никеля;
2. сдвиг максимумов на спектрах ЭЭК в ближнем УФ можно связать со сдвигом плазмонного резонанса в структурированном Ni;
3. совпадение спектров ЭЭК в ИК диапазоне структурированного и неструктурированного Ni указывает на то, что глубина скин-слоя порядка размера частиц  $\sim 10$  нм;
4. совпадение полевых зависимостей для различных длин волн указывает на небольшой разброс размеров этих частиц;
5. скорость сканирования лазера при изготовлении наноструктур не влияет на форму и размер наночастиц на поверхности Ni, а также расстояния между ними;
6. зависимость магнитооптического отклика поверхностно структурированного Ni от наличия магнитного поля при синтезировании образцов не обнаружена.

## 7. Литература

1. Mitani S., Fujimori H., Takanashi K., Yakusiji K., Ha J.G., Takanashi S., Maekawa S., Ohnuma S., Kobayashi N., Masumoto T., Ohnuma M., Hono K., Tunnel-MR and spin electronics in metal-nonmetal granular systems//JMM.1999.V.198-199/P.179
2. Slonczewski J.C. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by tunneling barrier//Physical Review B/ 1989.V.39.N10.P/6995-7002
3. Ganshina E., Granovsky A., Dieny B., Kumaritova R., Yurasov A. Magneto-optical spectra of discontinuous multilayers Co/SiO<sub>2</sub> with tunnel magnetoresistance// Physica B 229,2001,P260-264
4. И.В. Быков, Е.А. Ганьшина, А.Б. Грановский, В.С. Гущин, Магниторефрактивный эффект в гранулированных пленках с туннельным магнитосопротивлением. // ФТТ, 42 (2000) 487.
5. Tondra M., Wang D., Daughton J. Magnetoresistive characteristics of Schottky-tunnel hot electron spin transistor //J. Vacuum Sci. Technol.1999.N5 7.
6. Васильева Н.П., Грановский А.Б., Касаткин С.И., Муравьев А.М. // . Запоминающие элементы на основе МР тонкопленочных многослойных структур// Зарубежная электронная техника. 1995.№1. с. 32-60. 8.
7. Казакевич, П. В., Воронов, В. В., Симакин, А. В., & Шафеев, Г. А. (2004). Образование наночастиц меди и латуни при лазерной абляции в жидкости.*Квантовая электроника*, 34(10), 951-956.
8. Вызулин С.А., Горобинский А.В., Калинин Ю.Е., Лебедева Е.В., Ситников А.В., Сырьев Н.Е., Трофименко И.Т., Чекрыгина Ю.И., Шипкова И.Г.. ФМР, магнитные и резистивные свойства мультислойных наноструктур (CoFeZr)<sub>x</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>1-x</sub>// Известия РАН, серия физическая. (2010), Т. 74, №10, с. 1441-1443
9. Gleiter H. Nanostructured materials: basic concepts and microstructure.// Acta mater., 2000. V.48. P.1-29.
10. Алымов М.И. Механические свойства нанокристаллических материалов. – М.: МИФИ, 2004. – 32 с.
11. Новые материалы. Под ред. Ю.С. Карабасова – М.: МИСИС, 2002 – 736 с.
12. Gleiter H. In: Deformation of Polycrystals. Proc. of 2nd RISO Symposium on Metallurgy and Materials Science (Eds. N. Hansen, T. Leffers, H. Lithold). Roskilde, RISO Nat. Lab., 1981, p. 15–21.
13. Birringer R., Gleiter H., Klein H.-P., Marquard P. Phys. Lett. B, 1984, v. 102, p. 365–369; Z. Metallkunde, 1984, Bd. 75, S. 263–267.

14. Р.А.Андриевский, А.В.Рогоуля. Наноструктурированные материалы, М., Академия, 2005
15. Андриевский, Р. А. (2002). Наноматериалы: концепция и современные проблемы. *Российский химический журнал*, 46(5), 50-56.
16. Gleiter H. Nanostructured materials: basic concepts and microstructure.// *Acta mater.*, 2000. V.48. P.1-29.
17. Калинин, Ю. Е., Ситников, А. В., Скрябина, Н. Е., Спивак, Л. В., & Шадрин, А. А. (2003). Эффект Баркгаузена и порог перколяции в нанокompозитах металл-диэлектрик с аморфной структурой. *Письма в ЖТФ*, 29(9).
18. Стогней, О. В., Калинин, Ю. Е., Ситников, А. В., Золотухин, И. В., & Слюсарев, А. В. (2001). Резистивные и магниторезистивные свойства гранулированных аморфных композитов CoFeB-SiO<sub>2</sub>. *Физика металлов и металловедение*, 91(1), 24-31.
19. И.В.Золотухин, Ю.Е.Калинин, О.В.Стогней, Новые направления физического материаловедения, Воронежский ГУ, 2000
20. О.В.Стогней, Докторская диссертация, Воронежский государственный университет (2004)
21. В.Е.Буравцова, Е.А.Ганьшина, В.С.Гущин, Ю.Е.Калинин, С.Пхонхирун, А.В.Ситников, О.В.Стогней, Н.Е.Сырьев, Гигантское магнитосопротивление и магнитооптические свойства гранулированных нанокompозитов металл-диэлектрик. // *Известия Академии Наук, серия физическая.*, 67 (2003) 918
22. Е.А.Ганьшина, М.В.Вашук, А.А.Виноградов, А.Б.Грановский, В.С.Гущин, П.Н.Щербак, Ю.Е.Калинин, А.В.Ситников, Chong-Oh Kim, Seol Gi Kim, Эволюция оптических и магнитооптических свойств нанокompозитов аморфный металл-диэлектрик. // *ЖЭТФ*, 125 (2004) 1172
23. А.Н.Виноградов, Е.А. Ганьшина, В.С.Гущин, С.Н.Козлов, Г.Н.Демидович, Магнитооптические и магнитные свойства нанокompозитов гранулированный кобальт-пористый кремний. // *Письма в ЖТФ* 89 (2001) 1384
24. А.Б. Ханикаев, А.Б. Грановский, Ж.-П. Клерк, Влияние распределение гранул по размерам и взаимодействия между гранулами по величине порога перколяции в гранулированных сплавах. // *ФТТ*, 44 (2002) 1537
25. Г.С.Кринчик, Физика магнитных явлений, М. 1985
26. Л.Валеньчик, Е.Ганьшина, В.Гущин, Д.Джураев, Г.Кринчик// *ФММ* 67 (1980) p. 1108

27. Ю.Е.Калинин, П.В.Неретин, Н.Л.Самцова, А.В.Ситников// Электрические свойства аморфных композиционных пленок. Техника машиностроения 1998, т. 17, №3, с.121-123
28. Ахманов, С. А., Емельянов, В. И., Коротеев, Н. И., & Семиногов, В. Н. УФН. 1985. Т, 147, 675-745.
29. В.И. Емельянов, Н.И. Коротеев. Эффект гигантского комбинационного рассеяния света молекулами, адсорбированными на поверхности металла// УФН. – 1981. – Т. 135 – С. 345.
30. Л.Б. Бойнович, А.М. Емельяненко. Гидрофобные материалы и покрытия: принципы создания, свойства и применение// Успехи химии. – 2008. – Т. 77. – С. 619.
31. Заведеев Е.В., Петровская А.В., Симакин А.В., Шафеев Г.А. квантовая электроника, 36 (10), 978 (2006)
32. Фролов, В. Д., Пименов, С. М., Заведеев, Е. В., Конов, В. И., Лубнин, Е. Н., & Кирпиленко, Г. Г. (2007). Новый тип упорядоченных углеродных наноструктур: наноконусы на поверхности пленок углеродно-кремниевого композита (aC:H):Si. *Поверхность: Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, (6), 10-13.
33. Суздаев И. П., Суздаев П. И. Нанокластеры и нанокластерные системы: организация, взаимодействие, свойства //Успехи химии. – 2001. – Т. 70. – №. 3. – С. 203-240.
34. Бармина, Е. В., Барбероглу, М., Зорба, В., Симакин, А. В., Стратакис, Э., Фотакис, К., & Шафеев, Г. А. (2009). Образование наноструктур на поверхности тантала при его лазерной абляции в воде. *Квантовая электроника*, 39(1), 89-93.
35. Бармина, Е. В., Стратакис, Э., Фотакис, К., & Шафеев, Г. А. (2010). Генерация наноструктур при лазерной абляции металлов в жидкостях: новые результаты. *Квантовая электроника*, 40(11), 1012-1020.
36. Коллин, С., Пардо, Ф., Аверин, С. В., Бардо, Н., & Пелар, Ж. Л. (2010). Высокоэффективные быстродействующие МПМ-фотодетекторы. *Квантовая электроника*, 40(5), 421-424.
37. S.A. Maier. Plasmonics: fundamentals and applications. – New York: Springer, 2007
38. Е.В.Бармина, С.Лау Труонг, Ф.Бозон-Вердюра, Ж.Леви, А.В.Симакин, Г.А.Шафеев, «Генерация наноструктур на поверхности никеля при лазерной абляции в жидкости и их активность в гигантском комбинационном рассеянии», *Квант. электрон.*, 40:4 (2010), 346-348

39. Krutyanskiy, V. L., Kolmychek, I. A., Gan'shina, E. A., Murzina, T. V., Evans, P., Pollard, R., Stashkevich A.A., Wurtz G.A., Zayats, A. V. (2013). Plasmonic enhancement of nonlinear magneto-optical response in nickel nanorod metamaterials. *Physical Review B*, 87(3), 035116.