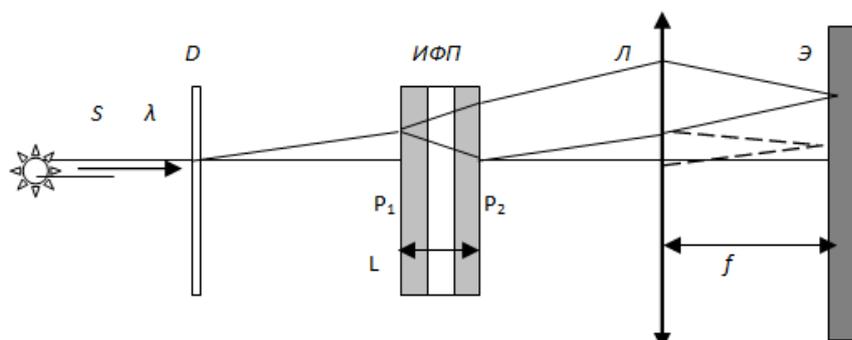


И.Е. Скалецкая, Е.К. Скалецкий,  
В.Т. Прокопенко, Е.М. Никущенко

## ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ



Санкт-Петербург

2015

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ

И.Е. Скалецкая, Е.К. Скалецкий,  
В.Т. Прокопенко, Е.М. Никущенко

ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ  
ИССЛЕДОВАНИЯ

Учебное пособие



УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Санкт-Петербург  
2015

И.Е. Скалецкая, Е.К. Скалецкий, В.Т. Прокопенко, Е.М. Никущенко

«Поляризационно-оптические методы исследования». Учебное пособие. – СПб: Университета ИТМО, 2015. – 142 с.

Учебное пособие рассчитано на бакалавров оптических специальностей высшей школы по направлениям «Техническая физика» (16.03.01), «Лазерная техника и лазерные технологии» (12.03.05).

На четвертом курсе бакалавриата по действующим Учебным планам для направления 223200 «Техническая физика» читается новая важная дисциплина «Экспериментальные методы исследования», включающая в себя как лекционный теоретический материал, так и практическую часть лабораторного практикума. В новых учебных планах данная дисциплина получила несколько иное название «Методы оптико-физических и лазерных исследований», но актуальность создания и внедрения нового лабораторного практикума с исследовательским уклоном для студентов- бакалавров остается в силе.

Рекомендовано к печати решением ученого совета ИФФ: НИУ ИТМО (протокол № 3 от 6.02.2014 г.)



УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

**Университет ИТМО** – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров, известной как проект «5 в 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского университета мирового уровня, предпринимательского по типу, ориентированного на интернационализацию всех направлений деятельности.

© Университет ИТМО, 2015

© Авторы, 2015

## Содержание

Введение	4
Лабораторная работа №1. «Эллипсометрические исследования оптических материалов»	5
Лабораторная работа №2. «Исследование оптических свойств диффузно отражающих кристаллов»	24
Лабораторная работа №3. «Исследование оптических свойств металлов»	33
Лабораторная работа №4. «Амплитудно-фазовые параметры проходящего света»	44
Лабораторная работа №5. «Капиллярная шероховатость поверхности воды»	52
Лабораторная работа №6. «Исследование длины когерентности излучения лазеров»	62
Лабораторная работа №7. «Исследование структуры излучения He-Ne лазеров интерферометром Фабри-Перо»	77
Лабораторная работа №8. «Исследование эффекта Брюстера на диэлектрическом транспоранте Ламберта»	86
Лабораторная работа №9. «Исследование показателя преломления зеркальной поверхности в поле волн Релея»	92
Лабораторная работа №10. «Акустооптический дефлектор»	99
Лабораторная работа №11. «Исследование электрооптического модулятора»	109

## Введение

Данное учебно-методическое пособие включает в себя три генетически связанных друг с другом раздела по вопросам исследования поляризованного состояния светового поля методами амплитудно-фазовой эллипсометрии этого состояния и модуляционных принципов акустооптики и электрооптики.

Эти разделы лежат в основе современной оптоэлектроники.

Целью проведения настоящего лабораторного практикума является привитие студентам кафедры твёрдотельной оптоэлектроники (ТТОЭ) навыков в исследовании полей электромагнитного излучения с целью получения необходимой информации о свойствах объектов исследования в его материальных константах для дальнейшего эффективного использования.

Данный практикум может оказаться полезным для студентов параллельных специализаций и аспирантам, интересующимся оптическими специальностями.

Лабораторные работы выполняются бригадами по два - три человека. Каждая лабораторная работа рассчитана до четырёх часов аудиторных занятий.

Перед выполнением лабораторной работой студенту необходимо провести самостоятельную внеаудиторную подготовку, используя это учебное пособие и дополнительную литературу. Перед началом лабораторной работы преподаватель проводит собеседование и допускает студента к выполнению работы.

После выполнения работы каждый студент индивидуально составляет отчет, который защищается на последующих занятиях.

В отчет должны входить следующие разделы:

1. цели и задачи лабораторной работы;
2. основные теоретические положения;
3. описание методики эксперимента и экспериментальной установки;
4. протокол экспериментальных данных;
5. анализ и метрологическая проработка данных эксперимента;
6. выводы и заключение.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №1.  
**«Эллипсометрические исследования оптических  
материалов»**

### **Вступление**

Актуальность эллипсометрического материаловедения определяется рядом факторов:

- Приборы амплитудно-фазового анализа состояния поляризации света, испытавшего взаимодействие с исследуемым материалом, на порядки чувствительнее измерений на спектро-энергетических приборах.
- Базовые методы прикладной традиционной эллипсометрии имеют классическое теоретическое и аппаратное обеспечение.
- Последнее время на кафедре ТТОЭ ИФФ ИТМО развиваются новые методы нетрадиционной интерпретации эллипсометрических измерений, которые требуют соответствующей теоретической и практической апробации.

### **1. Теоретические основы**

Явление поляризации световых волн, обнаруженное Френелем около 200 лет назад, открыло дорогу к развитию всевозможных количественных и качественных методов исследования оптических свойств и численных данных на паспортные характеристики исследуемых материалов.

Закон Малюса описывает явление гашения света в скрещенных поляризаторах, степень которого определяется эмпирическим путём, что и привело к созданию различных поляриметрических приборов.

Так, сахариметры служат для обнаружения оптической активности веществ и их концентраций ( $c$ ) в растворах. Оптически активные вещества поворачивают плоскость поляризации света на определённый угол. Тогда о концентрации  $c = k \alpha$  судят опосредованно по заранее откалиброванным коэффициентам ( $k$ ) и непосредственно измеренным углам поворота ( $\alpha$ ) плоскости поляризации  $H$  поля падающего света путём доворота анализатора до его полного гашения после прохождения объёма активного вещества.

При косом падении света на объекты исследования эти малюсовские приборы переходят в класс эллипсометров, которые служат для измерения амплитудно-фазовых ( $\psi$ - $\Delta$ ) параметров эллипса деполяризации света после взаимодействия его с материалом.

По этим параметрам судят о толщинах слоёв ( $d$ ) в приповерхностных слоях и о компонентах комплексного показателя преломления

$$m=n-ik \quad (i^2 = -1).$$

Прикладная эллипсометрия – это поляризационно-оптический раздел технической физики, в котором изучают эллиптическое в общем случае  $\psi_\varphi$ - $\Delta_\varphi$  состояние поляризации световых волн после взаимодействия их на границах раздела сред с исследуемым веществом путём определения их амплитудно-фазовых характеристик для произвольных углов падения ( $\varphi$ ) и длин волн ( $\lambda$ ).

Принципиальное преимущество этого метода перед энергетическими состоит в уникально высокой чувствительности измерений углов  $\psi(\varphi, \lambda)$ - $\Delta(\varphi, \lambda)$  в широком диапазоне до  $360^\circ$ .

Эллипсометрические параметры  $\psi$  и  $\Delta$  связаны с коэффициентами Френеля ( $r, R$ ) соотношениями:

$$\operatorname{tg} \psi \cdot e^{i\Delta} = R_p / R_s . \quad (1)$$

Выражение (1) является основным уравнением эллипсометрии (ОУЭ) и теоретически описывается физическими параметрами поляризуемости ( $\rho$ ), проницаемости ( $\epsilon, \mu$ ) и проводимости ( $\sigma$ ).

Спектрофотометрические методы относятся к классу энергетических способов контроля и диагностики оптических материалов. Для слабых по интенсивности сигналов этот метод сопряжён с большими погрешностями. Поэтому более резонными являются методы, непосредственно работающие с амплитудами и фазами волновых полей линейно поляризованного света.

В методе эллипсометрических измерений используется классическая схема скрещенных поляризаторов (P, A) при косом ( $2\varphi < 180^\circ$ ) падении света ( $\lambda=632.8$  нм) на поверхность ОИ, схематично представленная на рис.1.

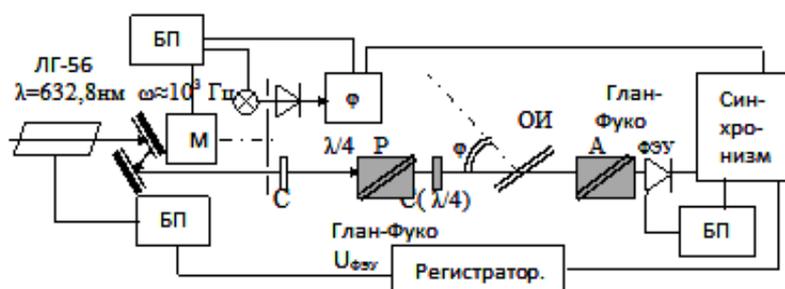


Рис. 1. Принципиальная схема работы нуль-эллипсометров.

$\lambda$  - излучатель, М – модулятор, Р – поляризатор, С – компенсатор,  
А – анализатор сигнала  $U_{\text{ФЭУ}} \rightarrow 0$ .

Модулятором (М) является простой механический низкочастотный ( $\omega$ ) прерыватель пучка, который обеспечивает синхронизацию приёма  $U_{\text{ФЭУ}} \rightarrow 0$  при работе в естественных нормальных условиях.

В качестве объектов исследования (ОИ) в эллипсометрии используют зеркальные образцы различных материалов диэлектриков, полупроводников, металлов и кристаллов, у которых поверхность обработана по высшему классу чистоты (не ниже 14-го) без шероховатостей.

Однако поверхность таких образцов имеет возникающий в процессе обработки нарушенный слой вещества, свойства которого отличаются от его объёмных, что требует метрологической проработки данных эксперимента.

Иногда подбором тщательных режимов обработки поверхности и условий измерения влияние переходных слоев на поляризационные характеристики отраженного излучения минимизируется настолько, что может удовлетворительно работать модель идеальной границы Френеля. Тогда поверхность образца можно рассматривать как плоскую границу раздела двух оптически разнородных сред типа вакуума (воздух) или специально подобранной иммерсионной жидкости, а в качестве другой среды материал исследуемого образца. В этом случае говорят, что поверхность образца является оптически чистой, а эллипсометрическая модель называется *моделью чистой поверхности*.

Одним из замечательных следствий формул Френеля применительно к диэлектрикам является следующее: если вектор  $\mathbf{E}$  лежит в плоскости падения, существует такой угол – угол Брюстера  $\varphi_{\text{Бр}}$ , при котором отраженной волны нет (Р составляющей). Действительно, если сумма углов падения и преломления такова, что  $\text{tg}(\varphi_i + \varphi_t) \rightarrow \infty$ , то есть  $\varphi_i + \varphi_t = 90^\circ$ , иначе говоря, когда направление отражения перпендикулярно направлению преломления.

Известно, что это явление описывается законом Брюстера:

$$\text{tg} \varphi_{\text{Бр}} = \frac{n_1}{n_0}, \quad \varphi_{\text{Бр}} = \text{arctg}(n_1/n_0), \quad (2)$$

где  $n_1/n_0$  – относительный показатель преломления исследуемой системы.

Из формул Френеля следует, что отражение от поверхности Р- и S-компонент поля световых волн диэлектрика в зависимости от угла падения  $\varphi_i$  имеет принципиально различный характер: S-составляющая при всех значениях угла  $\varphi_i$  ( $0 \leq \varphi_i \leq 90^\circ$ ) меняет свой знак на противополо-

ложный в то время, как Р компонента меняет знак лишь при углах больших Брюстера  $\varphi_{\text{Бр}}$ .

При угле падения  $\varphi_i = \varphi_{\text{Бр}}$  Р-компонента в отраженном свете отсутствует, свет входит внутрь образца (на этом основано изготовление отражательных поляризаторов), тогда как S-составляющая полностью отражается. Таким образом, *при угле Брюстера падающий луч расщепляется на два – отраженный и преломленный, которые распространяются по разные стороны границы раздела и взаимно перпендикулярно поляризованы.*

Прямая задача эллипсометрии состоит в том, чтобы по модельному виду ОУЭ (1) выразить параметры состояния поляризации поля световой волны для сопоставления их с экспериментом; обратная задача состоит в определении констант ОИ.

Прямая задача всегда имеет модельную аналитически строгую физико-математическую постановку выбора функции  $F(\lambda, \varphi; d, n, k) = a + ib$ .

Амплитудно-фазовые параметры  $\Psi$ - $\Delta$  характеризуют модуль и аргумент отношения отношений всех компонент напряжённости  $\mathbf{E}$  для планарных (p) и сагиттальных (s) составляющих  $\mathbf{E} = (E_p, E_s)$ .

$$\left\{ \begin{array}{l} \Psi = \arctg |F(\lambda, \varphi, n, k, d)| = \arctg \sqrt{a^2 + b^2} \\ \Delta = \arg \{F(\lambda, \varphi, n, k, d)\} = \begin{cases} \arctg(b/a), & a > 0, b \geq 0 \\ \pi + \arctg(b/a), & a < 0 \\ 2\pi + \arctg(b/a), & ab < 0 \end{cases} \end{array} \right.$$

Это отношение обобщенных коэффициентов Френеля  $R^p = E_{\text{отр}}^p / E_{\text{пад}}^p$  и  $R^s = E_{\text{отр}}^s / E_{\text{пад}}^s$  для границ раздела сред в исследуемой системе:

$F = R^p / R^s$ :

$$F = \text{tg}(\Psi) \exp\{i\Delta\} = \frac{\frac{E_{\text{отр}}^p}{E_{\text{пад}}^p}}{\frac{E_{\text{отр}}^s}{E_{\text{пад}}^s}} = \frac{\left| \frac{E_{\text{отр}}^p}{E_{\text{пад}}^p} \right|}{\left| \frac{E_{\text{отр}}^s}{E_{\text{пад}}^s} \right|} \exp\{i[\Delta_{\text{отр}}^p - \Delta_{\text{пад}}^s + \Delta_{\text{пад}}^s - \Delta_{\text{отр}}^s]\}$$

На опыте определяются азимуты поляризаторов Р и А, по которым находят  $\psi$  и  $\Delta$  вида:

$$\Psi = \frac{|A_1 - A_2|}{2} \quad (3)$$

$$\Delta = P_0 - (P_1 + P_2)$$

Непосредственно измеряемые (3) на опыте значения  $\Psi(\varphi)$  и  $\Delta(\varphi)$  обладают погрешностями, относящимися к категории неустраняемых систематических составляющих азимутальных измерений  $P$  и  $A$ , которые доходят до 15'' или 3'' (см. ПРИЛОЖЕНИЕ №2). Многократные измерения улучшают случайные погрешности, но требуют вероятностного анализа определенными гипотезами доверия к измерениям. Обычно используют критерии Стьюдента при анализе ошибок, распределенных по нормальному закону Гаусса. Существуют и личностные ошибки. Они могут привести к промахам измерений. Их корректируют соответствующими гипотезами.

Граница Френеля, разделяющая две среды, определяет и простейшую оптическую модель отражающей системы. ОУЭ для этой модели идеальной границы Френеля имеет вид:

$$F = \operatorname{tg}(\psi) \exp\{i\Delta\} = R_p / R_s = -\frac{\cos(\varphi_j + \varphi_{j-1})}{\cos(\varphi_j - \varphi_{j-1})}$$

где  $\cos(\varphi) = \sqrt{1 - \sin^2(\varphi)}$  находится через синус соответствующего угла  $\varphi$ , определяемого по ковариантной форме закона Снеллиуса

$$\sin(\varphi_{\text{прел}}) / \sin(\varphi_{\text{пад}}) = m_{\text{пад}} / m_{\text{прел}}.$$

Вторая, аналитически описываемая модель приповерхностной структуры ОИ, это – модель однородного слоя с определённой толщиной ( $d_j$ ) и сложными обобщёнными коэффициентами Френеля ( $R_p, R_s$ ):

$$\delta_m = d_m \frac{2\pi}{\lambda} m_m \cos(\varphi_m)$$

$$R_p = \frac{r_{m-1,m}^p + r_{m,m+1}^p \exp\{-2i\delta_m\}}{1 + r_{m-1,m}^p r_{m,m+1}^p \exp\{-2i\delta_m\}}$$

$$R_s = \frac{r_{m-1,m}^s + r_{m,m+1}^s \exp\{-2i\delta_m\}}{1 + r_{m-1,m}^s r_{m,m+1}^s \exp\{-2i\delta_m\}}$$

Отношение  $R_p/R_s$  определяет вид ОУЭ для однослойной модели ОИ:

$$tg(\Psi)e^{i\Delta} = \frac{\frac{r_{j-1,j}^p + r_{j,j+1}^p e^{-i\delta_j}}{1 + r_{j-1,j}^p r_{j,j+1}^p e^{-i\delta_j}}}{\frac{r_{j-1,j}^s + r_{j,j+1}^s e^{-i\delta_j}}{1 + r_{j-1,j}^s r_{j,j+1}^s e^{-i\delta_j}}}$$

Для более сложных оптических моделей ОИ существуют более сложные комплексные коэффициенты Френеля от двух и более слоёв:

$$R_p = \frac{R_{m-1,m} + R_{m,m+1} \exp\{-2i\delta_m\} + R_{m-1,m} R_{m,m+1} R_{m+1,m+2} \exp\{-2i\delta_{m+1}\} + R_{m,m+1} \exp\{-(\delta_{m-1} + \delta_m)\}}{1 + R_{m-1,m} R_{m,m+1} \exp\{-2i\delta_m\} + R_{m-1,m} R_{m,m+1} R_{m+1,m+2} \exp\{-2i\delta_{m+1}\} + R_{m,m+1} \exp\{-(\delta_{m-1} + \delta_m)\}}$$

$$R_s = \frac{R_{m-1,m} + R_{m,m+1} \exp\{-2i\delta_m\} + R_{m-1,m} R_{m,m+1} R_{m+1,m+2} \exp\{-2i\delta_{m+1}\} + R_{m,m+1} \exp\{-(\delta_{m-1} + \delta_m)\}}{1 + R_{m-1,m} R_{m,m+1} \exp\{-2i\delta_m\} + R_{m-1,m} R_{m,m+1} R_{m+1,m+2} \exp\{-2i\delta_{m+1}\} + R_{m,m+1} \exp\{-(\delta_{m-1} + \delta_m)\}}$$

Однако, резонно использовать описание обобщённых коэффициентов  $R^v$  многослойных систем с помощью цепных дробей (здесь малые литеры «r» обозначают классические коэффициенты Френеля с индексами ( $v = p, s$ )):

$$R^v(\lambda, \varphi) = r_{1,2}^v + \frac{1 - (r_{1,2}^v)^2}{r_{1,2}^v + \frac{\exp\{\delta_2\}}{r_{2,3}^v + \frac{1 - (r_{2,3}^v)^2}{r_{2,3}^v + \frac{\exp\{\delta_3\}}{\dots + \frac{\exp\{\delta_j\}}{r_{j,j+1}^v + \frac{1 - (r_{j,j+1}^v)^2}{r_{j,j+1}^v + \frac{\exp\{\delta_{j+1}\}}{\dots + \frac{\exp\{\delta_{l-1}\}}{r_{l-1,l}^v}}}}}}}}$$

С помощью этих обобщённых комплексных коэффициентов Френеля для компонент ( $v$ ) в рекуррентной форме можно эффективно проводить численное моделирование произвольных неоднородных по глубине  $n(d_j), k(d_j)$  систем модельных многослойных структур.

## 2. Описание экспериментальной установки

Детальное описание отечественного эллипсометра серии ЛЭФ-3М.1, как наиболее сложного по сравнению с ЛЭФ-2, дано в приложении №1.

Все нуль-эллипсометры этих серий действуют на основе закона Малюса. Он описывает простой характер проектирования амплитуд поля, например  $E$ , световой волны после прохождения линейного поляризатора  $P$  ( $E_p=E$ ) на выходе анализатора  $A$ , скрещенного с  $P$  (оптическими осями под углом  $\alpha$ ), по закону  $E_A=E_p \cos(\alpha)$ . Интенсивность на выходе  $J=E_A E_A=[E_p \cos(\alpha)]^2=J_p \cos^2(\alpha)$ .

При идеальном скрещивании поляризаторов возникает фон  $J_0 = \min J$  «гашения», который в других случаях может оказаться ниже из-за потерь в ОИ:  $J_0 > J_{\text{фон}}$ . Эллипсометры ручного управления дают параметры  $\Psi(\varphi)$ - $\Delta(\varphi)$  (3) самого ОИ без какого-либо влияния аппаратной функции прибора.

Объектами исследования (ОИ) для этих приборов являются любые плоские участки вещества и, в принципе, сколь угодно шероховатые зеркала, поскольку показатель экстинкции  $k=k_1+k_2$  в сумме не различает слагаемые - дисперсионную или светорассеивающие части  $k_1, k_2$ .

## 3. Объекты и задачи исследования

Цель работы:

- Ознакомление с устройством, калибровкой и работой приборов серии ЛЭФ-3М-1 (ПРИЛОЖЕНИЕ №1).
- Овладение поляризационно-оптической методикой многоугловых  $\varphi < 90^\circ$  измерений:
  - Получение первичных экспериментальных данных – азимутов поляризатора  $P(\varphi)$ , анализатора  $A(\varphi)$  и сигнала гашения приёмника излучения  $Y(\varphi)$ .
  - Вычисление вторичных данных измерений: амплитудной  $\Psi(\varphi)$  и фазовой  $\Delta(\varphi)$  функций поля отраженной от объекта поляризованной монохроматической волны.
  - Корректировка измерений  $\Psi(\varphi)$  и  $\Delta(\varphi)$  функций с использованием свойств монотонности  $P(\varphi)$  и  $A(\varphi)$  азимутов поляризаторов при многоугловых ( $\varphi$ ) измерениях.

- Оценка вещественного показателя преломления ( $n$ ) исследуемых диэлектриков путём аппроксимации амплитудной функции в окрестности псевдо-брюстеровского угла с последующим пересечением линейных аппроксимаций её крыльев в недоступной для прибора области измерений.

- Анализ возможных модельных решений обратной задачи эллипсометрии по данным прямой.

Подготовка к измерениям на лазерном эллипсофотометре ЛЭФ-3М.1 (см. приложение №1):

1). Ознакомиться со схемой прибора и уяснить назначение органов управления элементами схемы (см. группу рисунков 1.1, 1.2, 1.3 приложения №1).

2). Проверить положение ручек переключателей светового сигнала, которые должны находиться в исходных положениях, обеспечивающих работу эллипсометра со штатным источником излучения и со штатным фотоприемником с визуальной индикацией светового пучка на экране:

- ручка переключателя источника - в положении «ИВ» (горизонтально);
- ручка переключателя индикации - в положении «+» (вертикально);
- ручка переключателя приемника - в положении «ПВ» (горизонтально).

3). Включить электронный блок нажатием кнопки «СЕТЬ». При этом загорится лампа подсветки шкалы индикатора интенсивности пучка света, на предметном столике с объектом измерения появится световое пятно от лазера.

4). Расположить на предметном столике исследуемый образец так, чтобы световое пятно пучка света попало на измеряемую площадку в точке, расположенной строго на оси вращения столика. При необходимости повернуть столик вокруг своей оси или сдвинуть микровинтами в горизонтальной плоскости.

5). Установить заданный угол падения пучка на образец путем вращения маховика с ручкой в ту или иную сторону. Для удобства в этом и в последующих разделах будем обозначать угол падения  $\varphi_0$ . Угол разворота плеч ( $2\varphi_0$ ) необходимо контролировать по показаниям угломерного устройства на экране после включения лампы подсветки кнопкой «УГОЛ». Установку заданного угла  $2\varphi_0$  завершить поворотом маховика с ручкой по часовой стрелке во избежание «зависания» плеч относительно подъёмного механизма. Оценить неустранимую систематическую составляющую погрешности задания и отсчёта углов на оптических лимбах прибора и занести её в протокол измерений.

б). Отъюстировать окончательно положение отражающей поверхности образца и добиться попадания отраженного от образца светового пучка через центр диафрагмы плеча анализатора в перекрестие экрана. Для этого изменить положение отражающей поверхности образца относительно горизонта, путем покачивания верхней площадки предметного столика или путем опускания или подъема кронштейна предметного столика. Если интенсивность светового пятна на экране окажется недостаточной, увеличить её путем поворота одного из рабочих азимутов поляризаторов прибора на небольшой угол ( $10^{\circ}$ - $20^{\circ}$ ).

Поиск минимума сигнала с помощью фотоприемного устройства:

1) Добиться максимального гашения светового пятна на экране совместным вращением азимутов анализатора и поляризатора. После глубокого (на глаз) гашения переключить световой пучок на ФЭУ поворотом ручки переключателя индикации хода луча в горизонтальное положение. Ручка переключателя индикации переводится в горизонтальное положение только на время использования фотоприемного устройства с нуль-индикатором, т.е. при необходимости точного определения угловых положений рабочих азимутов эллипсометра, соответствующих минимальной интенсивности пучка света. Эта операция должна проводиться после предварительного гашения светового пучка на экране с визуальным контролем. невыполнение этого требования может привести к неоправданно большой засветке фотокатода ФЭУ и чрезмерному току, что отрицательно отразится на работоспособности устройства в целом.

2) Включить автоматическую регулировку усиления фотоприемного устройства нажатием кнопки «APY».

3) При завершении поиска минимума светового сигнала и записи показаний гашения (индикатора и APY) выключить питание ФЭУ нажатием кнопки «СБРОС», а ручку переключателя индикации установить в вертикальное положение «+».

Процедура измерений:

1. Исследуемый образец положить на предметный столик 2.

2. Вращая маховичок с ручкой по часовой стрелке, установить по экрану заданный угол падения света  $45^{\circ} < \phi < 90^{\circ}$  (шаги последовательно от грубых пристрелочных, до точных на всем диапазоне выбранных углов с детализацией измерений в окрестности угла Брюстера и на скользящих углах падения до шага  $15'$ , отмечаемых в сводной таблице данных протокола эксперимента в табл.1). Подсветка экрана осуществляется при нажатии кнопки «УГОЛ».

3. Путем поворота юстировочных винтов предметного столика добиться попадания светового пучка в трубу анализатора так, чтобы отраженный от образца световой луч попал в центр сетки зеркальной диафрагмы. Для контроля по экрану с перекрестием в центре повернуть ручку переключателя в положение ПВ.

4. Поворотом анализатора и поляризатора добиться минимальной интенсивности пучка света (гашения) на зеркальной диафрагме, контролируя уменьшение светового пятна по экрану. Здесь ручка переключателя индикации находится в вертикальном положении «+».

5. Поворотом ручки переключателя индикации из положения «+» в положение «ПВ» переключить световой пучок на фотоприемник и добиться гашения сигнала по минимуму отклонения стрелки нуля-индикатора, изменяя азимуты поляризатора и анализатора. Записать значение сигнала фотоприемника в таблицу 1.

6. Определить по экранам первую пару значений  $P_1$  и  $A_1$ , соответствующих гашению излучения на выходе эллипсометра и результаты измерения занести в таблицу 1. Для подсветки экранов нажать соответствующие кнопки «Р» и «А».

7. Произвести сброс «АРУ» кнопкой «СБРОС» и переключить режим работы прибора из фотоэлектрического в визуальный, т.е. из положения «ПВ» в положение «+».

8. Ручкой повернуть поляризатор приблизительно на  $90^\circ$  в любую сторону.

9. По экрану определить значение  $A_2$ , соответствующее гашению излучения, и  $P_2$ , в окрестности установленного, не используя нуля-индикатор, т.е. визуально по экрану.

10. Определить точные значения  $P_2$  и  $A_2$  по нуля-индикатору, добиваясь гашения сигнала на выходе фотоприемника изменением положений поляризатора и анализатора. Ручка переключателя индикации в положении «ПВ». Результаты измерения занести в таблицу 1.

11. Повторить п. 7.

12. Изменить угол падения света на образец до  $90^\circ$  и повторить измерения от п. 2.

По мере завершения измерений следует переходить к их обработке, согласовав с преподавателем рабочие формулы и статгипотезы.

#### **4. Протокол измерений**

Число углов  $\varphi$  и объёмы выборок их многократного измерения следует согласовать с преподавателем (более трёх или пяти), так же как и режим их эквидистантного задания.

Все данные табл.№1 являются неисправляемыми, а только последовательно дополняемыми корректируемыми данными протокола измерений.

Компьютерный вариант этой таблицы с обработкой данных следует дублировать в среде EXCEL.

На кафедре ТТОЭ существуют компьютерные программы для ряда оптических моделей ОИ, которые можно получить у преподавателя или составить самостоятельно.

Таблица №1. Протокол изменений  
Сводная таблица экспериментальных данных.

$\varphi \pm \delta\varphi$	$P_1 \pm \delta$	$A_1 \pm \delta$	$U \pm \delta$	$P_2 \pm \delta$	$A_2 \pm \delta$	$U \pm \delta$	$\Psi(\varphi) \pm \delta$	$\Delta(\varphi) \pm \delta$

Алгоритмы метрологической проработки погрешностей измерений и проведения эксперимента рассмотрены в ПРИЛОЖЕНИИ № 2. В наиболее ответственных случаях допустим пересмотр постановки задач исследования и многократного повторения экспериментов.

## 5. ОПИСАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЯ

Работа выполняется по методике многоугловых эллипсометрических измерений. Есть мнение об излишестве этого подхода на точность измерений, хотя никто не обосновывает выбора лучшего угла для подобных наблюдений.

Мы отмечаем здесь принципиальную сторону этого вопроса.

Конструктивно прибор позволяет варьировать угол падения света на поверхность объекта исследования в диапазоне от  $45^0$  до  $90^0$ .

Непосредственно измеряемыми величинами в эллипсометрии являются азимуты положения поляризатора (P) и анализатора (A) при самом глубоком (глобальном) гашении сигнала U на ФЭУ. По паре этих азимутов, полученных в независимых измерительных зонах гашения, по формулам (3) линейными преобразованиями определяют два амплитудно-фазовых  $\Psi(\varphi)$  и  $\Delta(\varphi)$  параметра эллипса поляризации отражённого от ОИ света.

Согласно этим формулам (3), амплитудная функция от углов падения  $\Psi(\varphi)$  должна при углах Брюстера для диэлектриков приобрести корень, т.е. азимуты  $A_{1,2}$  должны идти на сближение друг к другу. Этого всегда можно достичь, поскольку зоны измерений при добавлении  $180^\circ$  к любым азимутам, задающим полное гашение, повторяют это гашение с достаточно хорошей точностью, зависящей от совершенства оптических элементов прибора.

Фазовая функция должна воспроизводить для диэлектриков скачок от  $180^\circ$  до  $0^\circ$  (иногда до  $2\pi$ ).

Обработка экспериментальных данных протокола таблицы №1:

1. Сначала требуется построить зависимости значений азимутов  $P$  (рис. 2) и  $A$  (рис. 3) от угла падения  $\varphi$ .

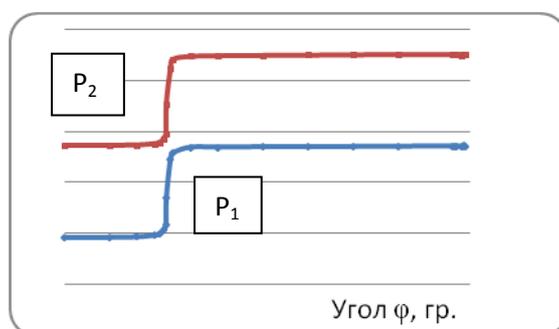
2. Рассчитать значения поляризационных углов  $\Psi$  и  $\Delta$ , по формулам (3) и вписать их в табл. №1.

3. Построить графики зависимостей  $\Psi$  (рис. 4) и  $\Delta$  (рис. 5) функций от углов падения.

На рисунке 2 представлены типовые развертки азимутов поляризатора от углов падения света на объект исследования. В окрестности угла Брюстера наблюдается характерный резкий переход  $P_{1,2}$  этих функций на подъём (или спад), но всегда с сохранением разности между ними  $|p_1 - p_2| = 90^\circ$ .

Величину этой разности легко понять из сопоставления с принципом гашения в нуль-эллипсометрах. И у эллипса деполяризации оси ортогональны.

Поляризаторы прибора ( $P$ ) при свободном вращении как раз и находят эти ортогональные азимуты.



. Рис. 2. Угловые развертки поведения азимутов  $P_{1,2}$  поляризатора

Влияние же эллиптичности, включая случай линейной поляризации с нулевым значением её стандартной эллиптичности (соотношением

амплитуд на осях эллипса), проявляется в поведении  $A_{1,2}$  другой пары анализирующих поляризаторов.

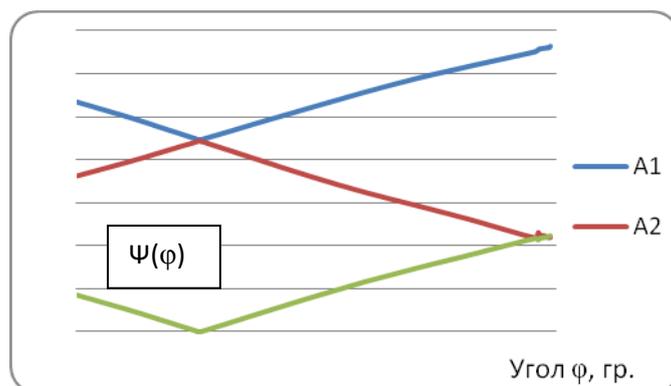


Рис.3. Угловые развертки поведения азимутов  $A_{1,2}$  анализатора.

Для диэлектриков минимум амплитудной функции  $\psi(\varphi)$  решений прямой задачи ОУЭ превращается в брюстеровский корень, что и следует ожидать (рис. 4).

4. Графически (методом линейной аппроксимации) можно определить псевдобрюстеровский угол, минимум амплитудной функции (рис.3) и оценить вещественную часть показателя преломления исследуемого диэлектрика при согласовании с преподавателем тремя способами (по Брюстеру, по методу инвариантов Френеля-Брюстера и с помощью программ ПК), далее оценить экстинкцию и другие доступные параметры системы.

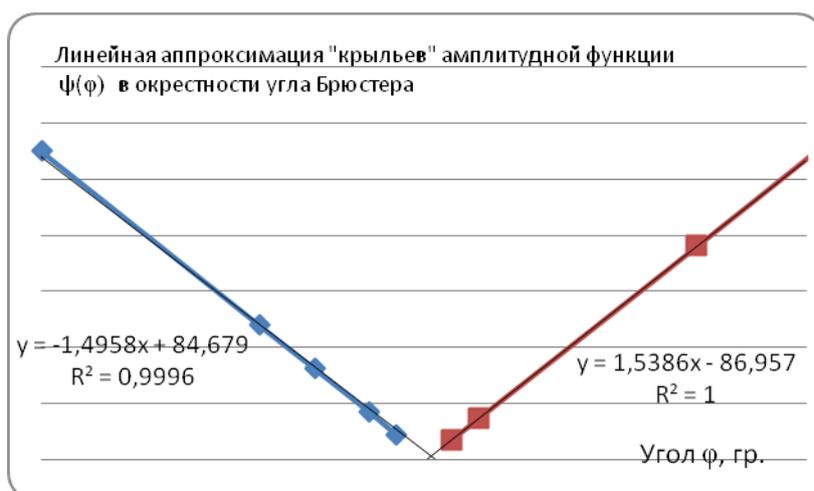


Рис.4. Линейная аппроксимация крыльев  $\psi(\varphi)$  около угла Брюстера

Решение системы линейных аппроксимаций крыльев  $\psi(\varphi)$  приходится на угол  $X_0=53.2243^0$ , для которого  $\text{tg}(X_0)=1.338$ . Это обычная техническая вода.

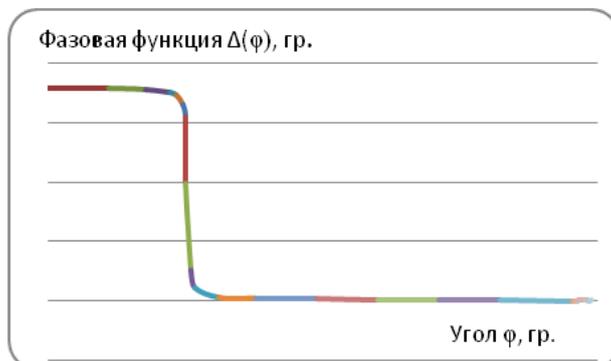


Рис. 5 Скачкообразное поведение фазовой функции  $\Delta(\varphi)$ .

Рис. 5 демонстрирует скачкообразную зависимость фазовой функции в окрестности угла псевдо-Брюстера. Он получен на основе опытных данных, представленных на рис. 2, после определения по ним калибровочного параметра измерений  $P_0$ . Такого рода скачок от  $180^0$  до  $0^0$  характерен для случая модели идеальной границы между образцом и внешней средой.

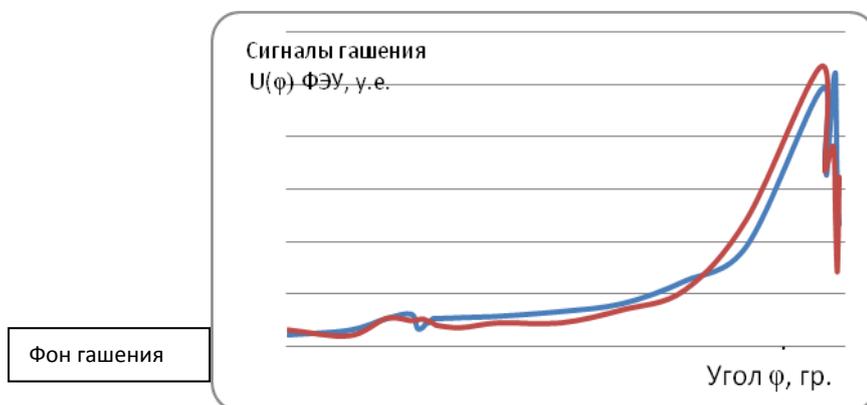


Рис.6. Реальное поведение сигналов гашения  $U(\varphi)$  от углов наблюдения.

Из представленных на рис.6 данных видно, что универсального угла наблюдений при поляризационно-оптических измерений на эллипсометрах в принципе не существует. Функция  $U(\varphi)$  несёт мощную функциональную нагрузку – она отражает наряду с зеркальным феноменом аномального отражения электромагнитного излучения Ионеды.

Рассмотрим сущность авторского метода Френеля-Брюстера для оценки показателя экстинкции, который состоит в следующем.

На основе анализа точных решений ОУЭ в модели идеальных границ Френеля установлено свойство пропорциональной зависимости минимума амплитудной функции эллипса поляризации отраженного на воздухе света от экстинкции материала подложки.

В монографии по прикладной эллипсометрии [2] введено понятие приборных инвариантов в зонной теории основных принципов работы эллипсометров. Теоретическим инвариантом считается неизменность форм законов Снеллиуса или записи коэффициентов Френеля для идеальных границ при введении комплексных показателей преломления (точнее говорят, что неизменность вида уравнения – это свойство ковариантности).

В поляризационной металлооптике [4] известны инварианты Кеттелера, служащие для оценки оптических констант по амплитудно-фазовым параметрам поля световой волны при отражении под произвольным углом от зеркальной поверхности металлов в виде точных аналитических решений обратной задачи эллипсометрии в ОУЭ (1):

$$\begin{cases} n^2 \leftrightarrow k^2 = q \\ 2nk = r \end{cases} \quad \begin{cases} n^2 = k^2 + q \\ (k^2 + q)k^2 = \left(\frac{r}{2}\right)^2 \end{cases} \quad (4)$$

с явным представлением  $g$  и  $q$  в виде:

$$q = \text{Sin}^2(\varphi) \left\{ 1 + \frac{\text{tg}^2(\varphi) [\text{Cos}^2(2\psi) - \text{Sin}^2(2\psi)\text{Sin}^2(\Delta)]}{(1 + \text{Sin}(2\psi)\text{Cos}(\Delta))^2} \right\},$$

$$r = \text{Sin}^2(\varphi) \left\{ \frac{\text{tg}^2(\varphi)\text{Sin}(4\psi)\text{Sin}(\Delta)}{(1 + \text{Sin}(2\psi)\text{Cos}(\Delta))^2} \right\}.$$

В 1875 году Кеттелер обнаружил и в дальнейшем использовал параметры правых частей (4) в амплитудно-фазовой металлооптике как инварианты от углов падения.

На рис.7 представлены результаты точного расчёта этих инвариантов Кеттелера  $I_1 = q$  и  $I_2 = r$  для стекла ( $n=1,5$ ) с металлическим поглощением ( $k= 1$ ) при всевозможных углах падения ( $\lambda = 632.8$  нм).

Из данных рис. 7 видно, что подобные «инварианты» с большим трудом можно отнести разве лишь к классу кусочно-постоянных величин в зоне малых углов и углов Брюстера.

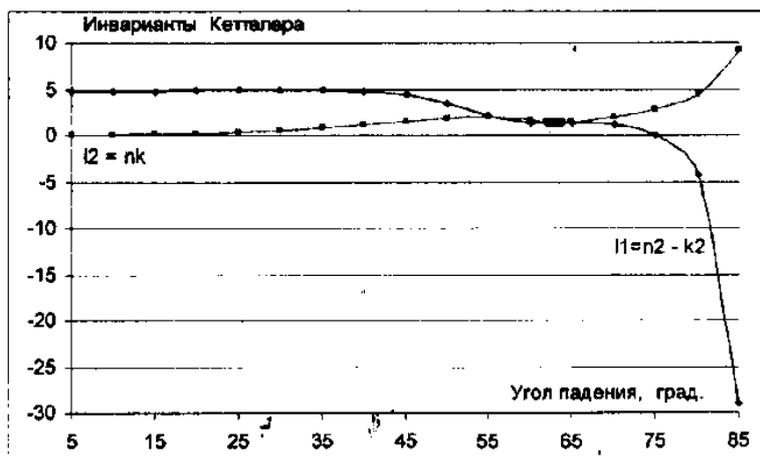


Рис. 7. Инварианты Кеттелера для поглощающего вещества ( $n = 1.5$ ,  $k = 1$ ).

Опыт работы с образцами оптических стёкол К-8, обработанных по высшему классу сверх глубокой шлифовки-полировки поверхности, т.е. до идеальной границы Френеля. Однако результат остаётся тем же, как и при машинном моделировании угловой зависимости констант (рис. 8 и 9).

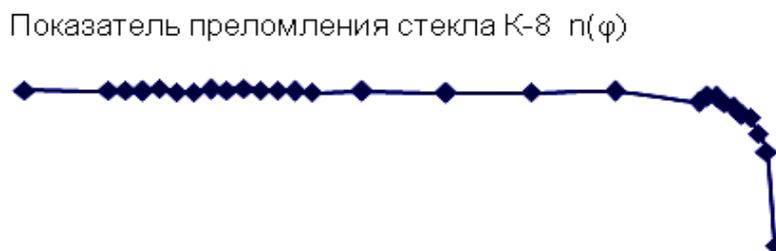


Рис.8. Экспериментальное поведение  $n(\varphi)$  оптического стекла К-8.

Представленные на рис. 8, 9 решения обратной задачи эллипсометрии в среднем отражают основные тенденции свойств френелевских решений задачи Друде со всеми возможными алгоритмами их корректировок.



Рис.9. Экспериментальные значения показателя экстинкции для К-8.

Рассматривая свойства конформного отображения решений прямой задачи  $\Psi$  и  $\Delta$  для ОУЭ на аддитивные решения  $k = k_\lambda + k_\phi$  его обратной задачи при  $n=1,5$  в семействе различных  $k$  от 0,0001 до 1 (см. рис. 10), убеждаемся, что выполняется тенденция подъёма и сдвига амплитудной функции  $\Psi(\varphi)$ .

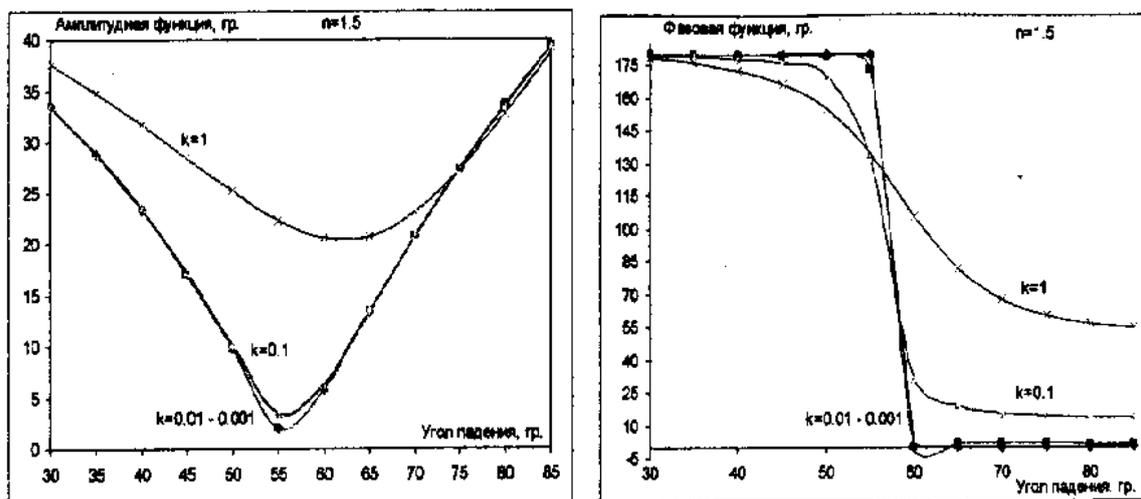


Рис. 10. Семейство расчетных параметров  $\Psi(\varphi)$ ,  $\Delta(\varphi)$  для  $n = 1.5$  при  $k$  от 0,0001 до 1.

Установлено, что амплитудная функция  $\Psi(\varphi_{Br})$  в минимуме монотонно растет с ростом показателя поглощения (экстинкции)  $k$ , а фазовая монотонно убывает от  $180^\circ$ , меняя только характер кривизны в углах псевдо Брюстера.

Детальный анализ этих тенденций выполнен для водной поверхности с раствором ПАВ ( $n=1.3$ ) на воздухе. На рис.11 представлена программная выборка значений минимума амплитудной  $\Psi(\varphi_{min})$  функции на соответствующих углах  $\varphi_{min}$  в зависимости от пробного значения аргумента экстинкции.

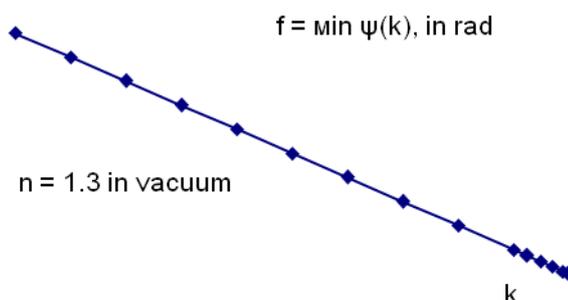


Рис.11. Поведение минимума  $\min\Psi(\varphi_{min})$  для модели идеальной границы.

На рис. 11 демонстрируется расчётная зависимость между аргументом экстинкции и высотой подъёма амплитудной функции в минимуме. Она линейная, значит коэффициент пропорциональности является постоянным и может считаться физическим инвариантом в этой модели Френеля.

На рис. 12 для рассмотренного на рис. 11 френелевского ОИ показано поведение этого инварианта  $C = \min \Psi / k$  для всевозможных показателей  $k$ .

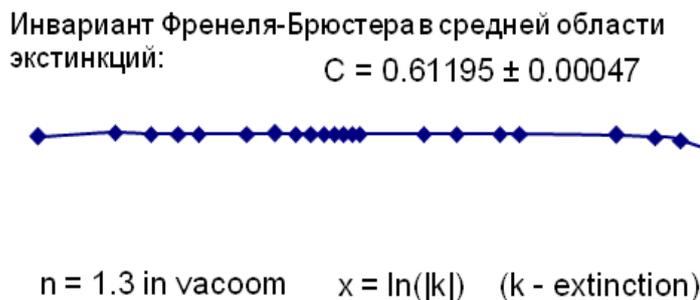


Рис.12. Инвариант Френеля-Брюстера для водного зеркала ( $n=1.3$ ) на воздухе.

Поскольку инвариант  $C = \min \Psi / k$  берётся отношением к параметру экстинкции, то при  $k \rightarrow 0$  значение  $C$  может неустойчиво устремиться к  $\infty$ . Завал справа на этом рис. 12 имеет совсем другую физическую причину, связанную с явлением аномального отражения (АО) на скользящих углах.

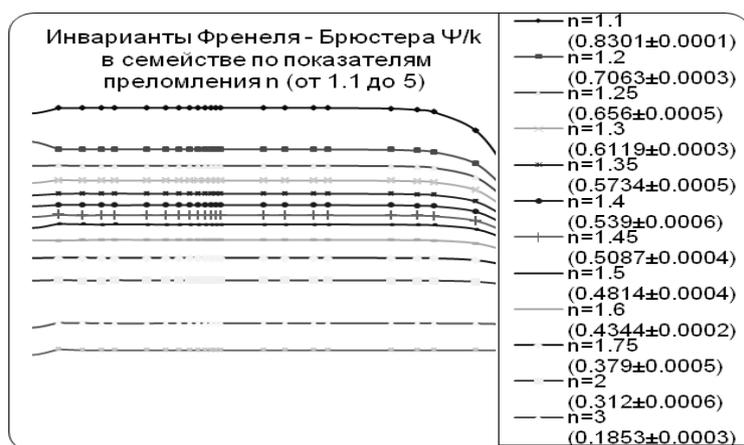


Рис.13. Общие для  $n$  и  $k$  инварианты Френеля-Брюстера на воздухе.

На рис. 13 представлено полное семейство значений инвариантов Френеля-Брюстера, рассчитанное для всевозможных реалистичных значений показателя преломления  $1 < n < 5$  (вещественной компоненты  $n$  комплексного в общем случае показателя преломления).

Из представленных на рис. 13 данных видно, что область устойчивости растёт с ростом  $n$ .

На основании этих расчетов в дополнение к металлооптическим инвариантам Кеттелера добавляется новый класс эллипсометрических инвариантов  $C = \Psi(\varphi_{\text{мин}}) / k = \text{const}(n)$  для всех веществ от диэлектрических (слабо поглощающих) материалов до полупроводников.

Эти константы названы инвариантами Френеля – Брюстера.

### Литература

1. Алексеев С.А., Прокопенко В.А.Т., Скалецкий Е.К., Туркбоев Б.А., Орлова Е.Е. , Майорова О.В. Введение в прикладную эллипсометрию. Часть 1. /С-Пб, ИТМО, 2005, – 196 с.
2. Скалецкая И.Е. Введение в прикладную эллипсометрию. Часть 2. /С-Пб, ИТМО, 2007, – 172 с.
3. А.В.Ржанов, А.И.Семенов и др. Основы эллипсометрии. /Новосибирск: Наука, 1978.
4. А.Васичек. Теория отражения света поглощающим слоем, нанесенным на металл. //ОиС, т. 11, № 2, с.242, 1961.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №2.  
**«Исследование оптических свойств  
диффузно отражающих кристаллов»**

**Введение**

Поляризационно-оптические исследования свойств кристаллов с изобретением трёх координатного гониометрического столика Фёдорова широко вошли в измерительную практику материаловедения.

В настоящее время наиболее актуальными становятся задачи анализа свойств непрозрачных кристаллов с сильно развитой шероховатостью граней методами не традиционной эллипсометрии.

На рентгеновских гониометрах шамотные структуры обыкновенного кирпича «легко» изучаются, а вот показатели преломления – нет. Тем не менее, и в оптическом диапазоне исследований эти измерения доступны.

Цель лабораторной работы состоит в экспериментальном изучении студентами оптических свойств взаимодействия кристаллических веществ с линейно поляризованным лазерным излучением, и в качестве контрольного приложения – нахождение компонент комплексного показателя преломления нитрида бора (BN) методом Френеля-Брюстера по данным эллипсометрических измерений.

При подготовке к данной работе студенты должны изучить теоретический материал ЛРН№10 и кафедральной методички [1] по прикладной эллипсометрии и получить основные представления об изучаемом явлении. Учитывая это, методические указания работы содержат ограниченный задел теории, необходимый для выполнения лабораторной работы.

Перед работой студентам надлежит ознакомиться со схемой прибора ЛЭФ-3М.1 по приложению №1 этого сборника лабораторных работ, порядком работы на эллипсометре, проведении эксперимента и обработки данных по расчётным формулам методов нетрадиционной эллипсометрии, развиваемых на кафедре ТТОЭ ИТМО.

Применение метода Френеля-Брюстера актуально тогда, когда не существует более корректной модели описания оптической системы, известной в базах эллипсометрических методов обработки измерений. Искусственные особо прочные кристаллы BN как раз и относятся к этой группе диффузно отражающих материалов, поскольку выполнить зеркальную полировку его граней практически невозможно (см. рис. 1).

## 1. Теоретические основы

Пиротехнический искусственный кристалл нитрида бора BN, благодаря свойствам термомеханической прочности и химической стойкости, является уникальным материалом космических технологий. Его физико-химические свойства за исключением оптических хорошо изучены [2]. Эти сверхпрочные кристаллы обладают опаловым (сильно поглощающим) белёсым цветом и сильно развитой шероховатостью хорошо рассеивающих свет рабочих граней, обработка которых обычно производится столь же прочными порошками кристаллов карбида кремния. Пробоподготовка их образцов, представленных на рис. 1, сложна, и такие образцы не годятся для стандартных оптических измерений, например, по методу Крамерса-Кронига.

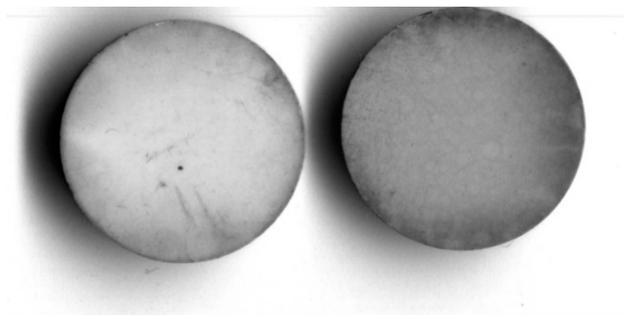


Рис.1. Образцы BN после ф/х исследований.

Нитрид бора является слоистым гексагональным кристаллом с ярко выраженной анизотропией всех физико-химических и оптических свойств. Это чрезвычайно прочный и тугоплавкий (до  $3000^{\circ}\text{C}$ ) материал с расчётной плотностью  $2.27 \text{ (г/см}^3\text{)}$ .

Входящий в состав этих кристаллов бор является пятым легким элементом (см. лаб. раб.№3) с атомной орбиталью  $\text{AO(B)} = 1s^2 2s^2 2p^1$ . Второй элемент того же периода азот имеет  $\text{AO(N)} = 1s^2 2s^2 2p^3$ . Их линейная комбинация описывает молекулярные связывающие ( $\pi, \sigma$ ) и разрыхляющие ( $\pi^*, \sigma^*$ ) гибридные  $sp^2$  молекулярные орбитали  $\text{MO(BN)} = \text{ЛКАO(N,B)}$ , представленные на энергетической диаграмме рис.2.

Вся тройка валентных s- электронов бора (B) вовлечена в  $\sigma$  – связи, тогда как  $2p_z$  АО(B) свободны и направлены ортогонально ( $\perp$ ) слоям.

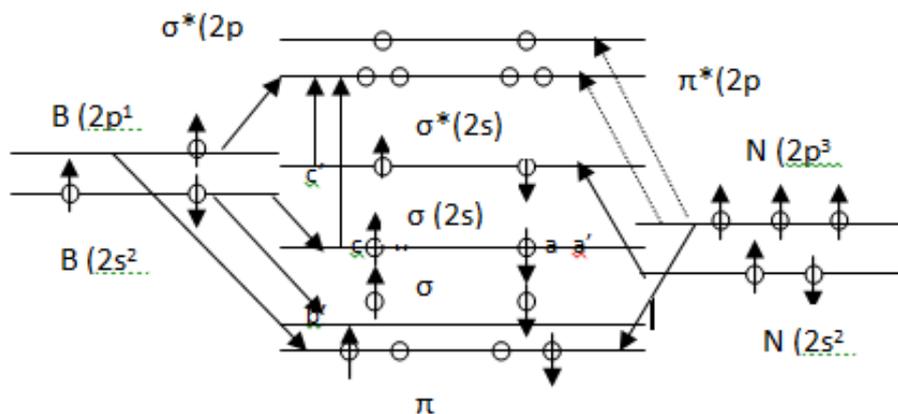


Рис.2. Формирование MO(BN) из АО(B) и АО(N).

Три валентных электрона азота также вовлечены в эту  $\sigma$  связь, а остающаяся пара  $p_z$  электронов азота свободны и направлены ортогонально ( $\perp$ ) слоям, образуя  $\pi$  MO.

Гибридизация внешних атомных орбиталей бора и азота приводит к тригональной слоистой (плоской) внутренней сингонии кристалла BN, схематично изображённой на рис. 3:

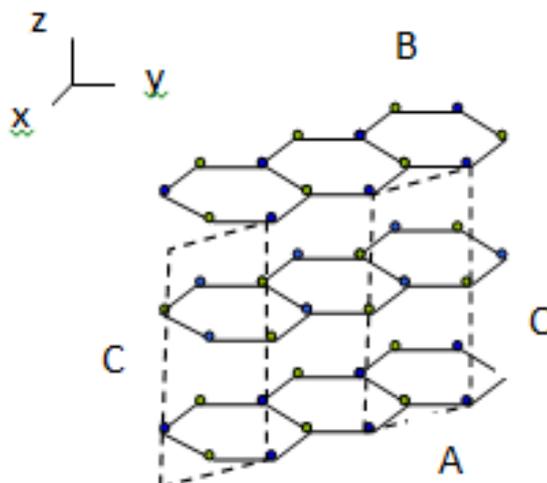


Рис.3. Формирование решётки кристаллов BN ( $A = 2.504 \text{ \AA}$ ,  $C = 6.615 \text{ \AA}$ ).

В этих слоях действует тригональная  $\sigma$ -связь валентных электронов бора, т.е.  $2s^1 2p^2$  – гибридизация АО(B).

Внутри слоёв BN связь – ковалентная (гибридная) с примесью ионной и электростатической [2]. Из внутренних  $1s$  состояний (B) реальны только переходы в  $2p$ .

Между слоями действуют  $\pi$  MO(BN), составленные из свободных  $2p^3$  электронов АО(N) и  $2p^1$  АО(B) их  $z$ -компонентами, что значительно удлиняет ребро решётки C из-за трансляции чередования узлов -N-B-N-.

Таким образом, оптическая ось кристалла, отвечающая его асимметрии, должна располагаться в плоскости (x, y) ортогонально слоям.

Комплексный показатель преломления кристалла  $N$  в виде отношения скоростей света вакуума ( $c$ ) к скорости в среде ( $v$ ) с электрической и магнитной проницаемостями ( $\epsilon$ ,  $\mu$ ) обычно записывается через показатели преломления ( $n$ ) и экстинкции ( $k$ ) в виде:

$$\frac{c}{v} = c\sqrt{\epsilon\mu} = n - ik = 1 + \frac{2\pi}{K^2} Nf_0$$

$$Nf_0 = e^2 \sum_{(j)} \frac{N_j}{(\omega_j^2 - \omega)^2 m_e - i \frac{2e^2 \omega^2}{3c^2}}$$

Здесь  $K$  – волновое число,  $e$  – элементарный заряд электрона,  $i^2 = -1$ . При высокочастотных внешних полях ( $\omega \rightarrow \infty$ ) сила всех осцилляторов  $Nf_0 < 0$  и модуль комплексного показателя его преломления становится дробным ( $< 1$ ), в результате чего для рентгеновских лучей вакуум представляется оптически более плотной средой, чем какое-либо вещество. Следовательно, для них может наблюдаться явление полного внешнего отражения (ПВО) обычной геометрической оптики на скользящих траекториях (где решётка кажется почти сплошной, как и для длинноволнового излучения в видимом диапазоне). При низких частотах ( $\omega \rightarrow 0$ ) сила осцилляторов максимальна.

Спектры поглощения для  $NB$  поляризационно зависимы. Колебания  $\mathbf{E}$ -вектора, параллельного оптической оси (перпендикулярно слоистости) дают более высокую интенсивность, чем для перпендикулярных к ним компонент.

При попадании лучей между слоями (когда вектор  $\mathbf{E}$  расположен перпендикулярно оптической оси) возникает повышенное аномальное отражение, известное под названием эффекта Ионеды [3].

Отражённые лучи нарушают закон зеркального отражения и по угловому положению и по интенсивности сигнала гашения  $U(\varphi)$  на ФЭУ.

Зеркальные линии ожидаются для двух углов  $\varphi_{\text{пад}} = 77^\circ$  и  $80^\circ$ . Аномально отражённые лучи выходят под меньшими углами скольжения (большими углами отражения) и имеют сложную зависимость интенсивности от энергии излучения и наклона падения. При скольжении шероховатость поверхности как бы не видна за счёт экранирования её мелких фрагментов, и аномальные пики выглядят слабее зеркальных, и наоборот.

Т.о., явление АО во многом обязано степени шероховатости границы раздела сред, что и сделало этот метод в рентгенооптике средством контроля качества шлифовки-полировки материалов.

BN – слабо поглощающий СВЧ излучение анизотропный кристалл.

Его диэлектрическая проницаемость в МГц диапазоне равна 4 для пиролитического BN и 5.12 для прессованных образцов. После нагревания выше  $600^{\circ}\text{C}$  диэлектрическая проницаемость BN линейно растёт ( $1/6500 \text{ гр}^{-1}$ ).

При криогенных температурах высокочастотные потери в сотни раз ниже, чем при обычных, а при нагревании выше  $1000^{\circ}\text{C}$  активно возрастают.

Поскольку  $\epsilon = n^2$ , постольку ожидаемый порядок величины показателя преломления BN составляет значение близкое к 2.

## 2. Описание экспериментальной установки

На рис.4 схематично показан план реализации двойных угловых развёрток и в плоскости падения  $45 < \varphi < 90^{\circ}$ , и по конусу вокруг нормали в точке падения светового луча на произвольную грань объекта  $0 < \theta < 360^{\circ}$ , используемых в оптике при исследовании кристаллов. На схеме показана и траектория сканирования по произвольной линии (l).

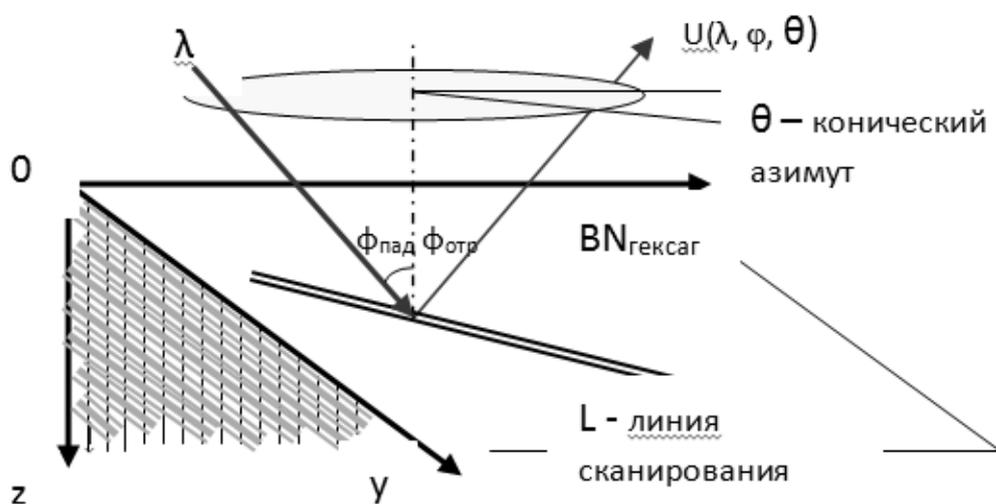


Рис 4. Схема измерений (угловое и линейное сканирование) на гранях BN.

Традиционные элементы эллипсометрических приборов ( $\lambda$ ,  $P$ ,  $A$ ,  $S$ , ФЭУ) на схеме рис. 4 не показаны. С принципом работы ЛЭФ-ЗМ.1 нужно познакомиться в приложении №1.

Эллипсометр по азимутам  $P$  и  $A$  позволяет найти амплитудно-фазовые параметры  $\psi$ - $\Delta$  эллипса деполяризации отражённого света, по

которым, в свою очередь, судят о свойствах и материальных константах объекта (BN). Конические развёртки дают информацию о свойствах анизотропии материала.

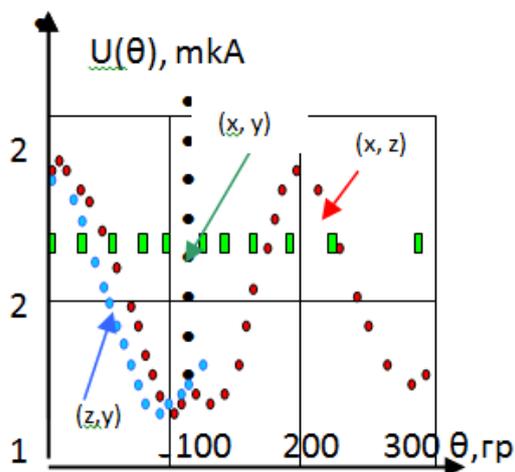


Рис.5. Коническое сканирование.

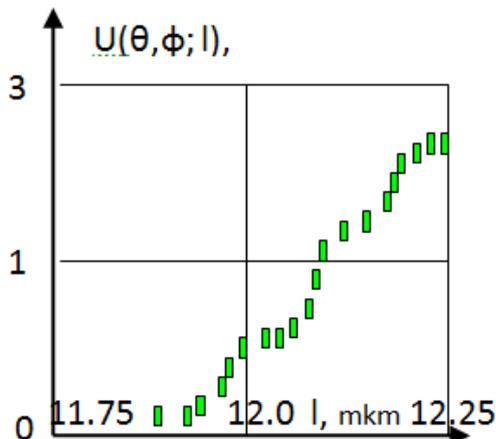


Рис.6. Линейное сканирование.

Рис. 5 показывает, что по сравнению с плоскостями  $(x,z)$  и  $(y,z)$ , где ФЭУ регистрирует на конусе  $(\theta)$  переменные гармонические изменения сигнала, на грани  $(x, y)$  этих биений нет, т.е. это грань отражения обыкновенного луча. Его показатель преломления может быть оценён из  $\varphi$  развёртки. Рис.6 показывает поверхностную неоднородность граней при их линейном сканировании.

Линейное сканирование поверхности несёт информацию о размерах поверхностных зон неоднородностей материала исследуемого вещества.

### 3. Задачи и объекты исследования

Эллипсометрия диффузно отражающих зеркал относится к слабо развитому направлению физической оптики, поэтому основная задача этого исследования состояла в установлении принципиальной возможности определения амплитудно-фазовых характеристик поля, отражённой от диффузного транспаранта поляризованной световой волны ( $\lambda=632.8\text{nm}$ ) и оценки по ним оптических констант кристалла BN.

Спектроугловое исследование материала методом сканирования по углам падения-отражения является трудоёмким, но обычным в эллипсометрии методом измерения оптических параметров любых приповерхностных структур, описываемых обобщёнными коэффициентами Френеля для соответствующих геометрических границ слоёв в веществе. ОИ следует получить у преподавателя или лаборанта.

Углы псевдо Брюстера в рентгеновском диапазоне излучений не обнаруживаются на фоне доминирующих дифракционных эффектов Брэгга-Вульфа. При этом аналогичные рентгенооптическим спектры АО на скользящих лучах уверенно существуют и легко воспроизводятся, что и требуется получить на эксперименте.

Таким образом, необходимо освоить эллипсометрические измерения на приборах серии ЛЭФ отечественного производства и воспроизвести основные нижеследующие тестовые результаты подобных эллипсометрических измерений:

- выполнить конические развёртки для идентификации граней ОИ,
- выполнить развёртки по углам падения на этих гранях и по Брюстеру оценить  $n = \text{tg}(\varphi_{\min})$ ,
- определить высоту  $\min \psi(\varphi_{\min})$  и по инвариантным константам Френеля-Брюстера (см. приложение) аппроксимировать показатели поглощения ОИ ( $k$ ):  $\min \psi(\varphi_{\min})/k = \text{const}(n)$ .

Семейство  $\text{const}(n)$  для известных значений  $n$  табулировано и кратко рассмотрено в приложении к настоящей работе.

#### 4. Протокол тестовых результатов исследования

Спектры АО в оптическом диапазоне для BN представлены на рис.7.

Реальные спектры АО для кристаллов BN на рис. 7 имеют весьма сложный вид на скользящих углах после  $55^\circ$ . Линий оказывается много больше, чем теоретически ожидается и интенсивность их много сильнее в окрестности углов псевдо Брюстера ( $60^\circ$ ).

По-видимому, наложились все возможные формфакторы конструирования этих индикатрис рассеяния информацией о дефектах нарушения конгруэнтности BN, термофлуктуаций при их кристаллизации, блочности, разупорядочивания решётки, точечных дефектах, аморфизации и т.д.

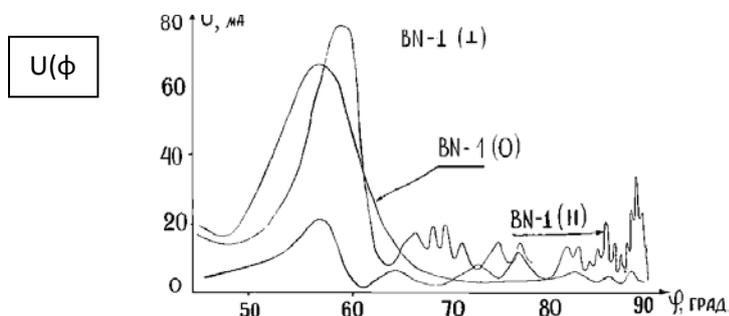


Рис.7. Спектры аномального (по Ионедде) отражения для кристаллов BN.

Выбрав максимальный сигнал АО ( $U_{АО}$ ), можем провести интегральную оценку обобщённой степени шероховатости ( $R_z$ ) для BN

$$U_{АО} = - 13.88 R_z^2 - 7.77 R_z + 104.33.$$

Оказывается эти образцы (рис.1) могут быть отнесены к 6 классу шероховатости по  $R_z$ .

На каждой грани производились измерения по параметрам, схематично показанным на рис. 3, 4.

На рис.8 представлены измерения амплитудной функции  $\Psi(\varphi)$  в градусном представлении на трёх взаимно перпендикулярных гранях, условно обозначенных (0, || и  $\perp$ ) для двух, отличающихся плотностью «варки», образцов кристаллов BN.

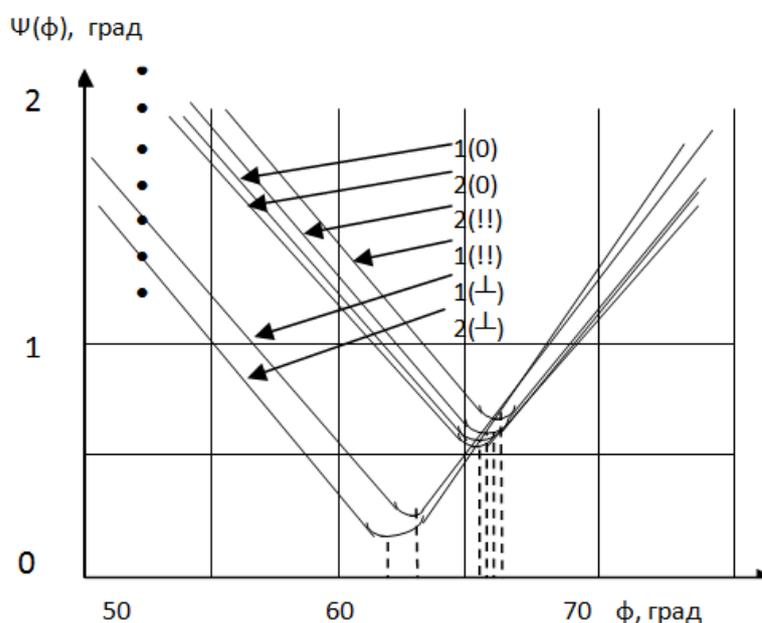


Рис 8. Угловой спектр  $\psi(\varphi)$  отражённого от граней BN света.

Из представленных на рис. 8 данных следует, что образцы с номерами 1 и 2, хотя и близки по положениям минимумов амплитудных функций, но значимо (не только цветом рис.1) отличаются друг от друга численными значениями углов псевдо Брюстера:

$$n = \operatorname{tg}(\varphi_{\text{квази-Брюстера}}) \quad (1)$$

Точность оценок по формуле (1) зависит исключительно от погрешности  $\Delta\varphi$  угла Брюстера:

$$\Delta n = (1 + n^2)\Delta\varphi \quad (2)$$

Внутри групп (1 или 2) этих образцов значительно сильнее отличие экстремумов этих граней, помеченных как взаимно перпендикулярные

друг другу и к третьей грани слоистости кристаллов NB. При этом сохраняется статистическая близость «О» и «||» граней, которые можно отождествить с носителями обыкновенных лучей.

Микрометрическое сканирование по произвольной линии (рис.6) на поверхности грани (x,y) показывает существование поверхностных неоднородностей с линейными размерами до 0.1 мкм, т.е. 1000 Å, что, по видимому, объясняет и опаловый белёсый цвет этих кристаллов и класс их шероховатости.

В таблице №1 представлены результаты измерения показателей преломления (1) по данным эллипсометрических измерений рис.8, а также их погрешности (2).

Таблица № 1.

Определение показателей преломления BN по формуле (1), а  $\Delta n$  по (2).

Образец	Угол $\varphi_{Бр}$	$n = \text{tg}(\varphi_{Бр})$	$\Delta n$	$ n_o - n_e $
2( $\perp$ )	$57^{\circ}40'$	1.58	0.018	0.165
1( $\perp$ )	$58^{\circ}$	1.60		
2(//)	$60^{\circ}15'$	1.7496	0.018	0.167
1(//)	$60^{\circ}30'$	1.7675		

Поскольку из рис. 8 видно, что углы псевдо Брюстера для двух кристаллографических граней BN совпадают и больше, чем для третьей грани, постольку следует вывод о том, что кристаллы NB являются положительными одноосными кристаллами.

Показатели экстинкции для обыкновенного  $k_o$  и необыкновенного  $k_e$  лучей примерно оценены:  $k_o = 0,06$ ,  $k_e = 0,18$ .

### Литература

1. Алексеев С.А., Прокопенко В.А.Т., Скалецкий Е.К., Туркбоев Б.А., Орлова Е.Е. , Майорова О.В. Введение в прикладную эллипсометрию. Часть1. /С-Пб, ИТМО, 2005, – 196 с.
2. Шарупин Б.Н. Структура и свойства пиронитрида бора.//Сб. материалов». /Л.: ГИБХ, 1976, с. 66-101.
3. Yonede Y. Nomalous surface reflaction of X-rays //Phys.Rev., 1963, v.131, n.5, p.2010-2017.

### ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №3. «Исследование оптических свойств металлов»

#### Введение

Металлы обладают способностью максимального отражения света почти до 100 %.

Первые зеркала у модниц были из полированной меди или медной посуды, начищенной до блеска. Исаак Ньютон в молодости не гнушался такой рутинной работы и стал великим оптиком.

Отражательная способность ряда металлов в начале видимого диапазона длин волн показана на рис. 1.

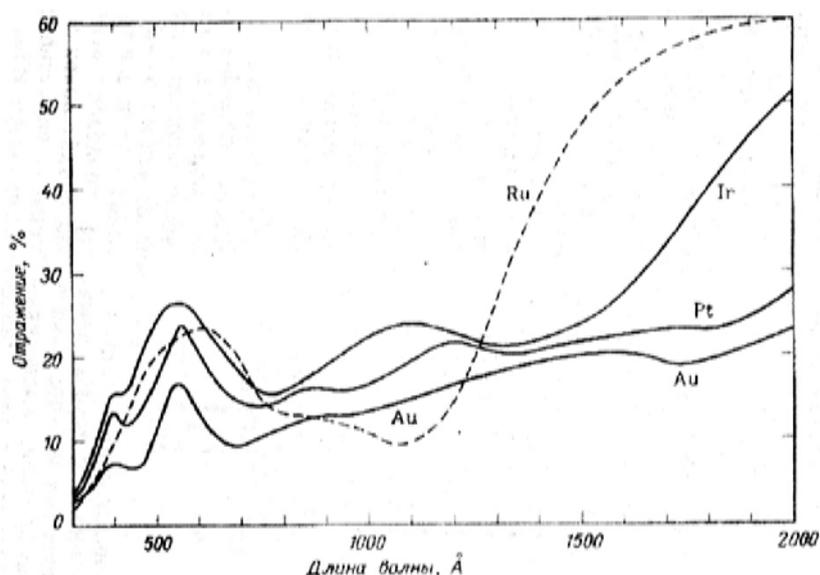


Рис.1. Зависимость коэффициента отражения некоторых металлов.

При попадании электромагнитной волны на проводящую поверхность возникает ток, поле которого стремится компенсировать её воздействие, что приводит к полному отражению света. Оказывается закон сохранения полного действия в механически замкнутой и энергетически изолированной системе важнее закона сохранения энергии для полевых материальных субстанций.

Тонкие до долей миллиметра плёнки металлов прозрачны и хорошо пропускают видимый свет. На рис. 2 показаны графики пропускания ряда веществ толщиной 80 – 160 нм на интервалах 35 – 70 нм в ближней ИК, видимой и УФ областях длин волн.

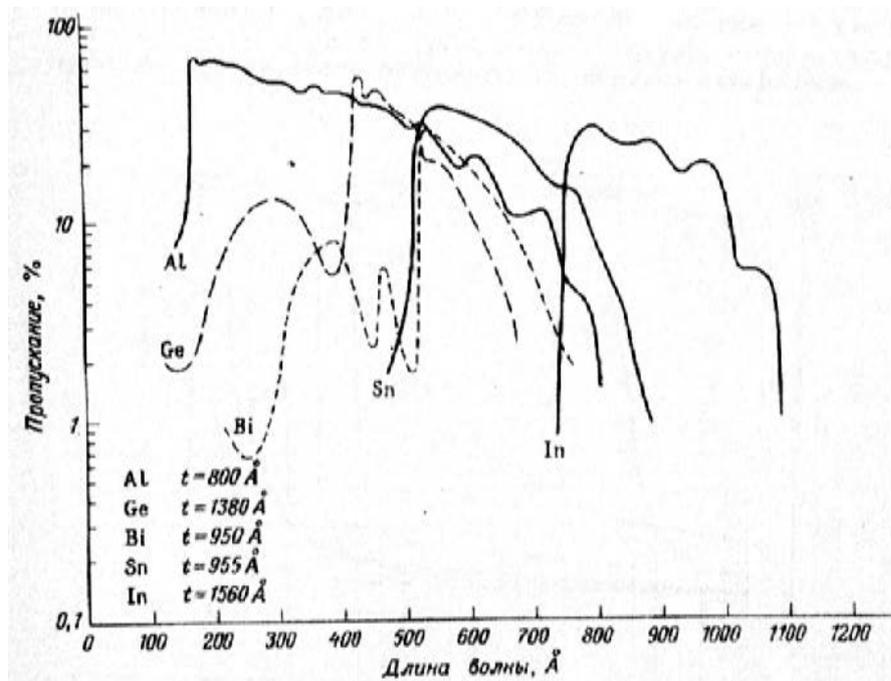


Рис.2. Пропускание ряда металлических плёнок толщиной  $t$  (в ангстремах).

Для сравнения на рис. 3 показана область прозрачности воды с выделенной видимой областью.

Но совершенно неожиданным выступает проявление свойства угловой зависимости показателей погонного  $\alpha(\varphi)$  поглощения всевозможных веществ и металлов, представленных на рис. 4 по данным различных справочных первоисточников.

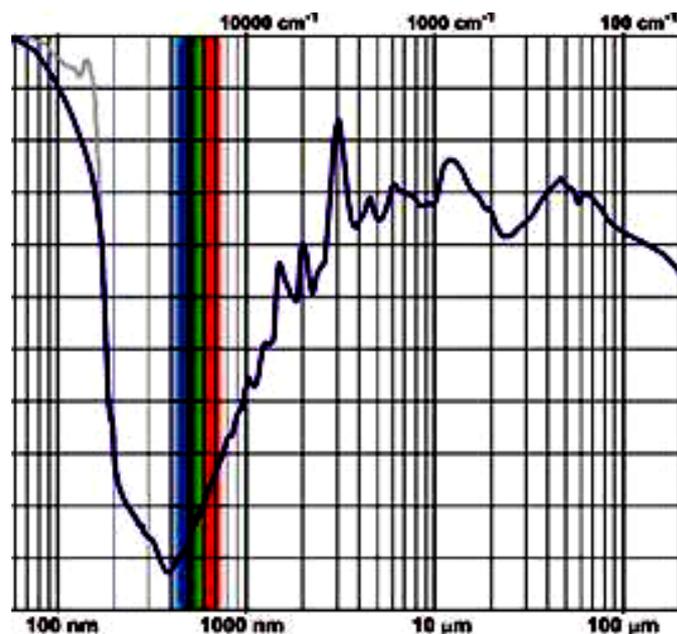


Рис.3. Область спектральной прозрачности воды.

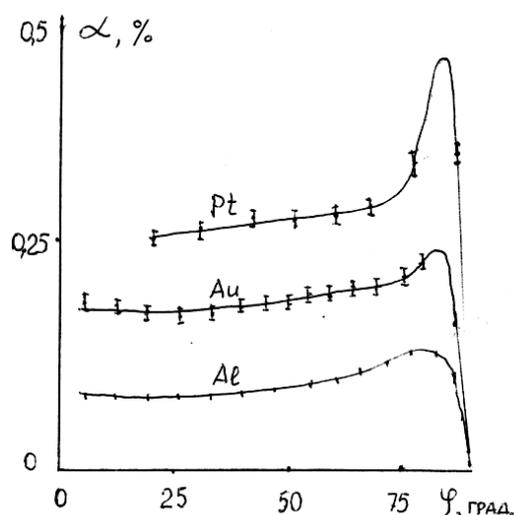


Рис.4. Угловая зависимость показателей поглощения ряда металлов от угла наблюдения.

Проверка последнего свойства аномального отражения световых волн от металлических зеркал является основополагающей задачей лабораторных исследований студентов при проведении экспериментов на эллипсометрах.

### 1. Теоретические основы

Доля проникающего в металл света создает токи проводимости с необратимыми потерями джоулевой теплоты. Чем выше проводимость металла (меньше резистентность, выше омические токи и тепловые потери), тем меньшая доля падающего света, проникая в металл, пропускается им.

Остаётся по закону сохранения энергии рассмотреть баланс падающей, поглощённой и отражённой частей. Существуют две крайних возможности: либо без отражения (чёрное тело), либо, наоборот. В идеальном проводнике с бесконечной проводимостью, потери на джоулеву теплоту вообще отсутствуют из-за нулевого сопротивления, так что свет здесь отражается полностью.

Металлам повезло – они не всё поглощающее солнце, хотя так же блестячи и спектрально подкрашены. Металлы это высоко (почти 100%) отражающие белый свет вещества.

В периодической таблице веществ металлы занимают значительное место в группах I, II, III: одновалентных щелочных элементов (6), двухвалентных так называемых щелочноземельных (6) и элементов вставных декад (30), трёхвалентных амфотерных (4) и две большие группы редких земель лантаноидов и актиноидов ( $2 \times 14 = 28$ ). Итого, около

$28+4+30+12=74$  металлов из 105 элементов это около  $\frac{3}{4}$  всей периодической таблицы. Их основное свойство – способность к окислению, т.е. отдаче своих слабо связанных с ядром электронов из внешних атомных (АО) в молекулярные (МО), оболочки, рассмотренные в ЛРН№3, вплоть до кристаллов. Удалённые от ядра электроны внешних АО создают в решётке металлов псевдо свободный электронный газ, определяющий такие физические свойства как тепло- и электропроводность, пластичность и пр.

Большинство металлов химически активны. Так, водные растворы основных окислов в первой группе являются щелочами. Поэтому, например, натрий на воздухе не хранится, и его оптические свойства следует изучать разве лишь в керосине или вакуумно напылённом виде на прозрачную подложку с внешней защитой. Окислы второй группы, гашённые в воде, дают извести и меловые соли даже со слабой угольной кислотой ( $\text{CaCO}_3$ , например). В чистом виде оптически исследовать кальций трудно. Есть и благородные (химически не активные) металлы групп золота, платины и др. Алюминий защищён тонкой плёнкой окисла, что усложняет его оптическую модель. Чистая медь на воздухе быстро окисляется, краснеет, зеленеет, так что оптикам работать с металлами очень трудно.

Алюминиевые и медные зеркала высокой чистоты обработки поверхности делают алмазным точением в условиях высокого вакуума, но в открытом виде чистый металл покрывается окислом.

Отражение монохроматического света от поверхности металла, как и его распространение в поглощающей среде, описываются материальными и дифференциальными уравнениями Максвелла, в которых диэлектрическая проницаемость  $\mathcal{E}(\omega)$  комплексна. Ее мнимая часть ответственна за поглощение света, т. е. описывает джоулевы потери. Законы отражения и преломления остаются в силе и для поглощающих сред, включая металлы, если входящий в них показатель преломления  $m$  считать комплексным:  $m = \sqrt{\mathcal{E}} = n - i\kappa$ . В сильно поглощающих средах и металлах мнимая часть  $\kappa$  преобладает над вещественной компонентой  $n$ . Минус соответствует правильному ослаблению волн.

Комплексность показателя преломления выражает экспоненциальное затухание волны внутри металла. При падении плоской волны нормально на поверхность металла под углом  $\varphi = 0$  волна внутри металла будет неоднородной. Следовательно, плоскость равных амплитуд, параллельная поверхности металла, будет составлять с плоскостью равных фаз некоторый угол. Отражённые от поверхности металла волны,

поляризованные в плоскости падения и перпендикулярно к ней, имеют разность фаз, поэтому плоско-поляризованный свет при отражении уже эллиптически поляризован.

Коэффициент отражения  $R$  волн, поляризованных в плоскости падения, у металлов, в отличие от диэлектриков, очень высокий, но при определённом угле спадает к минимуму.

Для чистых металлов при низкой температуре в длинноволновой области спектра длина свободного пробега электронов возрастает. При этом затухание волны перестаёт описываться экспоненциальным законом Бугера, оставаясь очень сильным (аномальный скин-эффект). В этом случае комплексный показатель преломления теряет смысл и связь между падающей и преломлённой волнами усложняется. Свойства отражённого света в радио и СВЧ диапазонах полностью определяются поверхностным импедансом  $Z$ , с которым и связывают эффективные значения  $m$ :

$$n - i\kappa = 4\pi/cZ. \quad (1)$$

Составляющие (1) находят методами эллипсометрии, некоторая часть которых представлена в таблице №1.

Однако в области УФ около 300 нм (см. рис.1) поглощение мало, пропускание велико (рис.2), и оптические свойства металлов приближаются к полупроводниковым и диэлектрическим веществам.

Валентные электроны влияют на оптические свойства металла только, когда они участвуют во внутреннем *фотоэффекте*, что происходит при  $h\omega > \Delta E$  ( $\Delta E$  - энергетическая щель между основным и возбуждённым состояниями электронов). Возбуждение электронов приводит к аномальной дисперсии волн и к полосе поглощения с максимумом вблизи частоты резонансного поглощения. Благодаря сильному электрон-электронному и электрон-ионному взаимодействию полосы поглощения в металле значительно шире, чем в диэлектрике. Обычно у металлов наблюдается несколько полос, расположенных, главным образом, в видимой и ближней ультрафиолетовой [1] областях спектра. Однако для ряда поливалентных металлов наблюдаются полосы и в инфракрасной области спектра. При частотах  $\omega > \omega_p$ , где  $\omega_p$  - плазменная частота валентных электронов, в металле возбуждаются плазменные колебания электронов. Они и приводят к появлению прозрачности.

При частотах больших, чем в УФ (рентгеновская область), оптические свойства определяются электронами внутренних оболочек, и металлы по своим свойствам соответствуют диэлектрикам.

Последовательный теоретический расчет оптических характеристик металлов  $n(\omega)$  и  $\kappa(\omega)$  возможен только в рамках квантовой теории дисперсии [2]. Таблица №1.

Оптические характеристики некоторых металлов

Вещество	Длина волны (в мкм) $\lambda_1=0.5893$		Длина волны (в мкм) $\lambda_2 = 5.0$	
	$n_1$	$\kappa_1$	$n_2$	$\kappa_2$
Na	0,05	2.61		
Cu	1.06	2.7	3.1	32.8
Ag	0.11	2.94	2.4	34
Au	0.5	2.04	3.3	35.2
Zn			3.8	26.2
Al	0.5	4.59	6.7	37.6
In			9.8	32.2
Sn	0.78	3.58	8.5	28.5
Pb	1.7	3.5	9	24.8
Ti	2.1	2.82	3.4	9.4
Nb	3.15	3.73	4.25	23.9
W	3.31	2.96	3.48	21.2
Fe	1.46	3.13	4.2	12.5
Co	1.56	3.43	4.3	14.6
Ni	1.54	3.1	4.95	18.5
Pt	1.76	3.59	7.6	20.2
V	2.65	3.33	6.6	17.5
Mo	3.15	3.73	4.25	23.9

В классической электронной теории металлов по формулам Друде - Зинера:

$$\left. \begin{matrix} n(\omega) \\ \kappa(\omega) \end{matrix} \right\} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \left[ \left( y \frac{y}{\omega} \right)^2 - \left( y - \varepsilon_\infty \right)^2 \right]^{1/2} \mp \left( y - \varepsilon_\infty \right) \right\}^{1/2}, \quad (1)$$

где  $y = \omega_p^2 / (\omega^2 + \gamma^2)$ , вычитание второго радикала для  $n$ , сложение для  $\kappa$ , остальные величины см рис.5.

В ВЧ-области ( $\gamma < \omega \ll \omega_p$ ) охватывающей для хорошо отражающих металлов ближний и средний ИК-диапазон до 10 мкм, оптические характеристики определяются преимущественно не диссипативным затуханием света в электронной плазме металла (область II, рис. 5).

Следуя формулам Друдде [3], оптические константы рекомендуется искать по соотношениям:

$$n^2 = s^2 \sin(2Q) / 2 \operatorname{tg}(\chi / 2),$$

$$\varepsilon = n \operatorname{tg}(\chi / 2);$$

здесь рабочие переменные связаны соотношениями:

$$s = \operatorname{tg}(\psi) \sin(\varphi) \operatorname{tg}(\varphi),$$

$$\operatorname{tg}(Q) = \sin(\Delta) \operatorname{tg}(2\psi),$$

$$\operatorname{tg}(\chi) = s^2 \sin(2Q) / (s^2 \cos(2Q) + \sin^2(\varphi))$$

В рабочих формулах этого алгоритма используются три экспериментально определяемых величины:  $\varphi$  – угол падения,

$\Delta$  – фазовый параметр состояния поляризации отражённого света,

$\psi$  – амплитудный параметр состояния поляризации отражённого света.

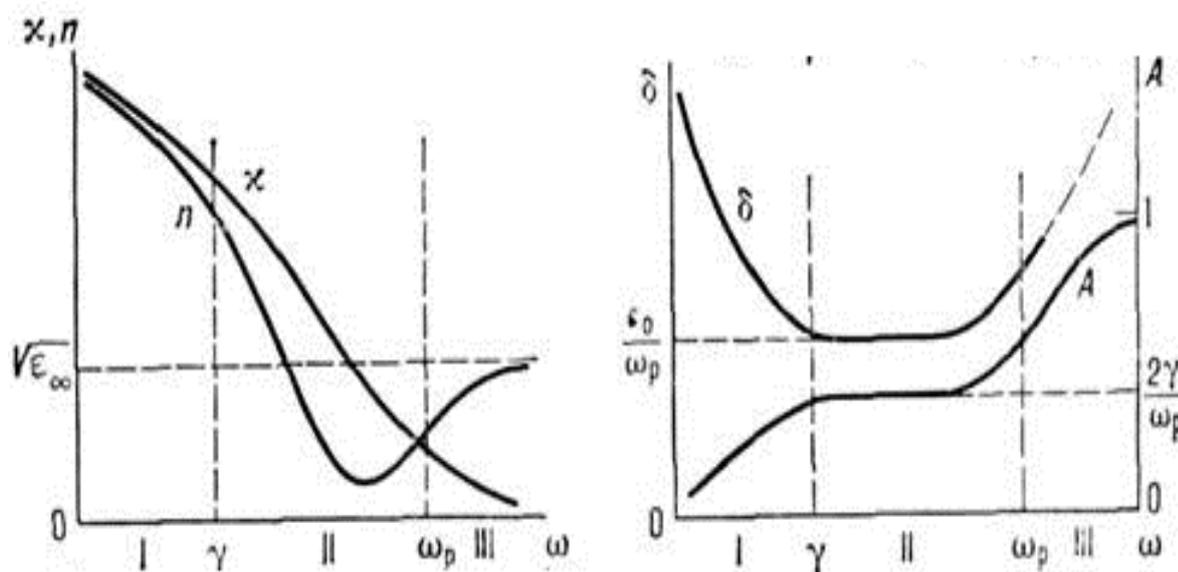


Рис. 5. Спектральные зависимости оптических характеристик металла  $n, \varepsilon, \delta, A$  по теории нормального скин-эффекта: I - область соотношений Хагена - Рубенса; II- область релаксации (средний и ближний ИК-диапазон); III- область прозрачности (УФ-диапазон). По оси абсцисс - логарифмический масштаб частоты.

## 2. Описание экспериментальной установки

Эллипсометрические приборы ручного управления позволяют с высокой точностью  $\pm 30''$  в  $45^\circ$  интервале визуальных отсчётов на лимбах Свиташова устанавливать углы падения  $\varphi$  света до  $90^\circ$ .

С той же погрешностью измеряются азимуты ориентации поляризатора (Р) и анализатора (А), работающие на гашение по закону Малюса при косом падении света на зеркальный объект исследования (ОИ) между ними в интервалах  $360^\circ$ . Гашение происходит в узком интервале нескольких минут и имеет несколько ловушек ситуаций гашения (такова аппаратная функция прибора). Следовательно, экспериментатор должен найти глобальный из всех возможных минимумов гашения. Поэтому сигнал ФЭУ в эллипсометрах традиционно не является измерительным, а только индикатором фона при гашении света в скрещенных поляризаторах Р и А.

В наших измерениях сигналу гашения на ФЭУ  $U_{\text{ФЭУ}}(\varphi)$  уделяется особое внимание как энергетической индикатрисе экстинкции рассеяния. Это позволит снимать спектры аномального отражения (АО), как показано на рис. 4.

На рис.6 представлена принципиальная схема нуля-эллипсометров. Современные приборы по сравнению с временами Друде исключают ошибки аппаратных функций, связанные с жёстким заданием азимутов Р, благодаря одновременному вращению поляризаторов при поиске минимума  $U_{\text{ФЭУ}}(\varphi)$ , что позволяет амплитудно-фазовые  $\psi(\varphi)$ ,  $\Delta(\varphi)$  параметры состояния поляризации света, определяемые через азимуты Р и А, считать связанными только со взаимодействием света с ОИ.

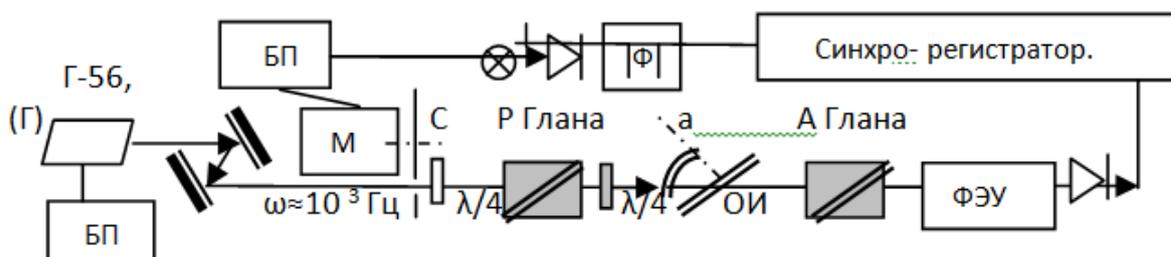


Рис.6. Принципиальная схема работы нуля-эллипсометра типа ЛЭФ-3М.1.

Главными элементами оптической схемы прибора являются:

Г – гелий-неоновый лазер ( $\lambda=632,8$  нм),

М – механический модулятор, Р, А – поляризаторы Глана-Фуко,

С – четверть-волновой компенсатор, БП – блоки питания.

Значение углов  $\alpha = \alpha^0 + \alpha'/60 + \alpha''/3600$  в градусной мере. Перевод в радианы обычный -  $\alpha\pi/180$ . Значение  $\pi$  резонно калькулировать по формуле  $\pi = 4 \arctg(1.0)$ .

В приборах серии ЛЭФ-3М-1 используется полихроматический компенсатор для видимого диапазона световых волн и ряд  $\lambda/4$  пластин из кристаллов кварца, служащих для исключения поляризации лазерного излучения источника Г за счёт однородного распределения световой энергии в пучках поляризованных по кругу лучей.

Оптическая ось прибора (ОО) от входной диафрагмы источника Г до выходной на ФЭУ физически представляет собой 3-х мерно изломанный световой луч значительной длины (около 1000 мм), несмотря на кажущуюся миниатюрность эллипсометра. В центре этого луча размещается ОИ. При диафрагме на ФЭУ порядка 0.5 мм расходимость лучей от ОИ будет не выше  $0.5/500 = 10^{-3}$  одного миллирадиана, что соизмеримо с собственной расходимостью лазерного генератора. Следовательно, ОО проходит в центре его лучей и состоит из совмещённых (то же 3-х мерно изломанных) полуосей двух механических плеч падения и отражения эллипсометра.

### **3. Задачи и объекты исследования**

Для самостоятельных исследований объекты могут быть выбраны и по ньютоновски тщательно подготовлены студентами самостоятельно. Так же самостоятельно студенты знакомятся с устройством и принципами работы и обработки данных эллипсометра ЛЭФ-3М.1 (см. приложение №1 и №3).

Однако следует познакомиться с представленными ниже тестовыми измерениями и попытаться их воспроизвести и сопоставить.

### **4. Протокол тестовых измерений**

В лабораторной работе №5, посвящённой исследованию капиллярной шероховатости жидких зеркал на рис.3 показаны спектры АО напыления хрома на сапфировых зеркалах.

Тестовые измерения отражения лазерного света от медного зеркала, обработанного методом алмазного точения, рассмотрены ниже на рис. 7.

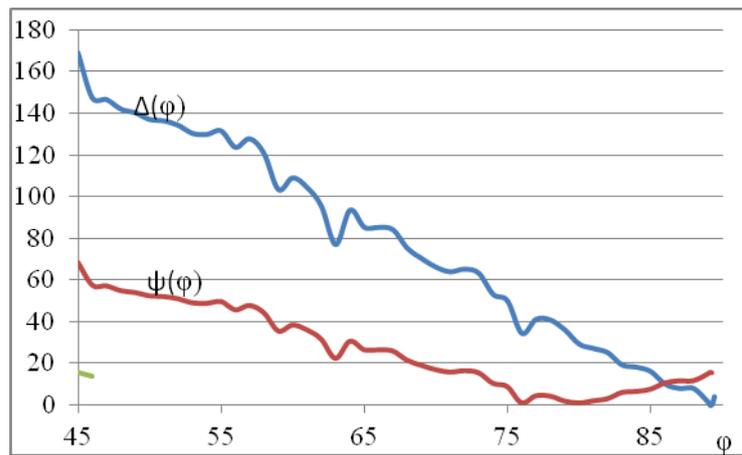


Рис.7 Амплитудно-фазовые параметры окисленного медного зеркала.

Пробные тестовые измерения медного зеркала, полученного методом алмазного точения с многолетним окислением на воздухе, показывают, что существует диэлектрическая плёнка окислов меди, угол Брюстера которой приходится на область  $80^{\circ}$ .

### 5.Описание результатов тестовых исследований

Пробные измерения выполнены грубо, и требуется их пересмотр. Однако видно, что минимум амплитудной функции расположен очень (диэлектрически) низко. Здесь  $\text{tg}(80^{\circ})=5,67$ . По данным табл. №1 чистая медь должна иметь значение показателя преломления чуть больше 1. Эти интересные своей противоречивостью результаты как задача нетрадиционной метрологии (см. приложение №2).

На рис. 8 представлены данные ранних измерений чистого зеркала меди на воздухе после суточного многочасового окисления поверхности.

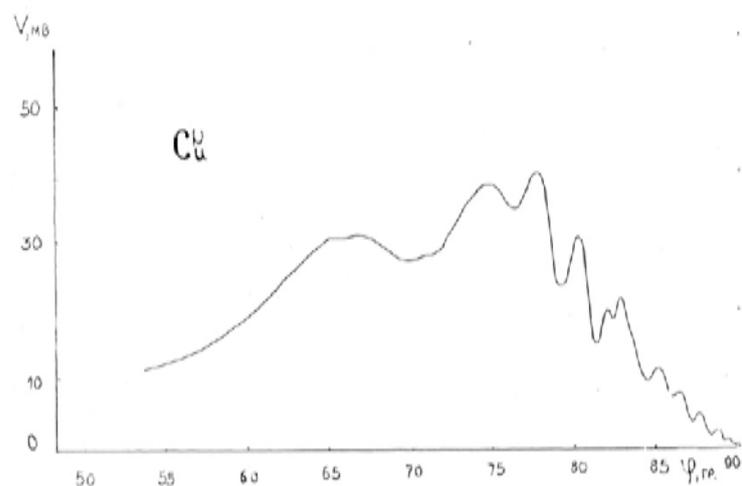


Рис.8. Спектр АО медного зеркала после суточного окисления на воздухе.

Рис. 8 демонстрирует реальный спектр аномального отражения меди.

Однако, резонно повторить и его, измеряя оптические параметры старого медного зеркала, поверхность которого была бы освежена методами простого химического восстановления меди из его окислов.

При всей уникальности поляризационно-оптических измерений в материаловедении металлическим зеркалам повезло мало. Несвершенство таких исследований в УФН ещё полвека назад обсуждал Гинзбург [2], но с тех пор мало что изменилось из-за специфических сложностей работы с металлами. Результаты измерений остаются и противоречивыми и невоспроизводимыми. Тем больший интерес к себе вызывает металлооптика. На рис.9 собраны справочные данные по значениям показателя преломления некоторых металлов при разных углах наблюдения, но проявление эффекта АО в этих данных выражено слабо как монотонный рост.

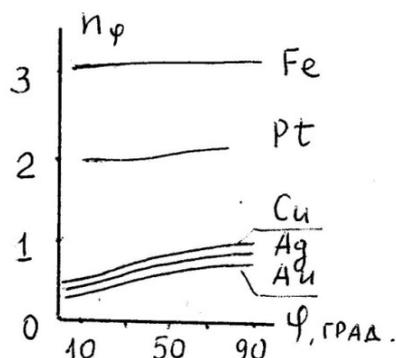


Рис.9. Зависимость показателя преломления металлов от углов наблюдения.

Таким образом, работа со справочными материалами требует повышенного внимания и вызывает большой интерес в сочетании с эллипсометрическими измерениями.

Модными выступают современные колориметрические исследования металлов и их термостимулированных окислов.

### Литература

1. Алексеев С.А., Прокопенко В.Т., Яськов А.Д. Экспериментальная оптика полупроводников. /С-Пб, Политехника, 1994, -248 с.
2. Гинзбург В. Л., Мотулевич Г. П., Оптические свойства металлов /УФН, 1955, т. 55, в. 4, с. 489
3. P.Drude. Wied. Ann. 64,161, (1898).

## «Амплитудно-фазовые параметры проходящего света»

### Введение

Анализ литературных источников показывает, что эллипсометрическое материаловедение в проходящем свете (на просвет) слабо представлено, но продолжает вызывать большой практический интерес. Например, лидарные исследования в объёме жидких сред (морей и океанов) с поляризованным излучением требует корректных и адекватных методик амплитудно-фазовой эллипсометрии. То же относится к астрономическим исследованиям газовых внешних и внутренних (земных) сред.

При теоретическом ознакомлении с содержанием основного уравнения эллипсометрии (ОУЭ) на просвет для идеальной границы Френеля обычно возникает определённое разочарование из-за его кажущейся простоты и тривиальности. Однако, если ОУЭ для описания отражения адекватно отражает эффект Брюстера, согласно которому пропадают планарно поляризованные волны и амплитудная функция приобретает корень для отношения коэффициентов Френеля, то в среде преломления, наоборот, корень в стандартной записи ОУЭ отсутствует. Это требует пересмотра вида ОУЭ на просвет, где сагиттальные волны под границей пропадают из-за отражения во вне, но обеспечивался бы корень для искомого ОУЭ.

### 1. Теоретические основы

Рассмотрим компьютерное моделирование решений основного уравнения эллипсометрии Друде для проходящего границу Френеля света.

Аналогично традиционному описанию ОУЭ Друде для отражения света в виде функции  $F$  отношения « $r$ » к « $s$ » коэффициентов Френеля при его косом падении, рассмотрим комплексное ( $i^2=-1$ ) уравнение вида:  $F = |F| \exp\{i\Delta\}$ .

Амплитудный  $|F| = \operatorname{tg}\Psi$  и фазовый  $\Delta$  параметры состояния деполаризации света, проходящего диэлектрик в отсутствии поглощения  $k=0$ , не отражает явление Брюстера о его 100% поляризации. Тем не менее, экстремальное поведение  $\Psi(\theta)$  восстанавливается, но наоборот не на минимум, а на максимум при комплексном описании ( $k \neq 0$ ).

Коэффициенты Френеля для проходящего поглощающего вещества  $m=n-ik$  света при косом падении ( $0 < \theta < 90^\circ$ ; индексы 1, 2 нумеруют среды со стороны падения) имеют вид:

$$\tau^{(p)} = \frac{2m_1 \cos \vartheta_1}{m_2 \cos \vartheta_1 + m_1 \cos \vartheta_2} = \frac{2 \sin(\vartheta_2) \cos(\vartheta_2)}{\sin(\vartheta_1 + \vartheta_2) \cos(\vartheta_1 - \vartheta_2)},$$

$$\tau^{(s)} = \frac{2m_1 \cos \vartheta_1}{m_1 \cos \vartheta_1 + m_2 \cos \vartheta_2} = \frac{2 \sin(\vartheta_2) \cos(\vartheta_2)}{\sin(\vartheta_1 + \vartheta_2)},$$

$$m_1 \sin(\vartheta_1) = m_2 \sin(\vartheta_2) = \dots = \text{const} \quad \text{Снеллиуса.}$$

Уравнение Друде для основного уравнения эллипсометрии (ОУЭ)  $F(\theta)$  имеет вид:

$$F = \frac{\tau^{(p)}}{\tau^{(s)}} = \frac{m_1 \cos \vartheta_1 + m_2 \cos \vartheta_2}{m_2 \cos \vartheta_1 + m_1 \cos \vartheta_2} = \frac{1}{\cos(\vartheta_1 - \vartheta_2)} =$$

$$= |F| e^{i \arg(F)} = \text{tg}(\Psi(\vartheta)) \exp\{i\Delta(\vartheta)\}.$$

Для не поглощающих диэлектриков при  $k = 0$  решение прямой задачи ОУЭ имеет вид (см. рис.1) вещественной функции

$$|F| = \text{tg}(\Psi(\theta)) = \sec(\theta_1 - \theta_2) = \sec[\theta_1 - \arcsin(n_1 \sin \theta_1 / n_2)]$$

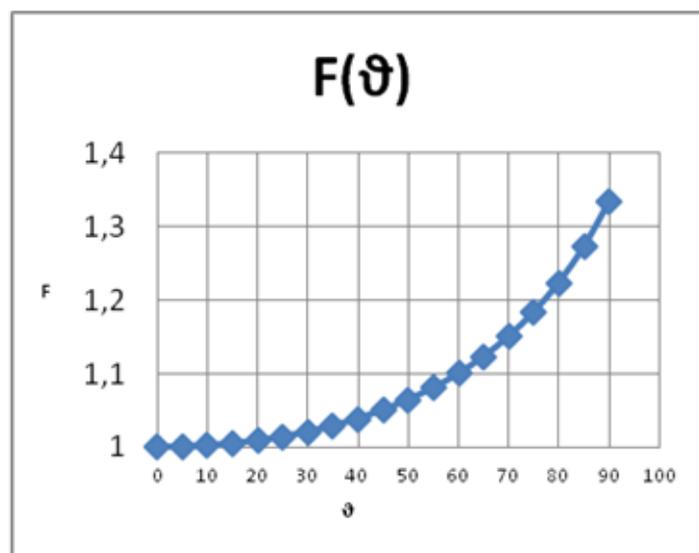


Рис. 1. Вещественное решение прямой задачи ОУЭ Друде для проходящего света.

Представленные на рис. 1 данные показывают, что вещественное решение ОУЭ не имеет корня, как и самого эффекта Брюстера (экстремального поведения амплитудной функции  $\Psi(\theta)$  нет – она только монотонно возрастает). Расчеты здесь выполнены для воды [1]  $n_2=1,33333333(3)$  на воздухе  $n_1=1,0000765$ .

Рассмотрим так же и комплексные преобразования ОУЭ сред воздух/вода:

$$F = \frac{m_1 \cos \vartheta_1 + m_2 \cos \vartheta_2}{m_2 \cos \vartheta_1 + m_1 \cos \vartheta_2} = |F| e^{i \arg(F)} = \operatorname{tg}(\Psi(\vartheta)) \exp\{i\Delta(\vartheta)\}. \quad (1)$$

Здесь  $m_1=n_1-ik_1$  и  $m_2=n_2-ik_2$ , где  $n_1=1,0000765$ ,  $k_1=10^{-9}$ ,  $n_2=1.3333(3)$  и  $k_2=2,9 \cdot 10^{-9}$ .

$$\begin{aligned} & \text{Поскольку } \cos^2(\theta_2) = 1 - \sin^2(\theta_2) = 1 - \sin^2(\theta_1) \{ [n_1 - ik_1] / [n_2 - ik_2] \}^2 = \\ & = 1 - \sin^2(\theta_1) \{ [n_1 - ik_1] [n_2 + ik_2] / [n_2^2 + k_2^2] \}^2 = \\ & = 1 - \sin^2(\theta_1) / [n_2^2 + k_2^2]^2 \{ [n_1 - ik_1] [n_2 + ik_2] \}^2 = \\ & = 1 - \sin^2(\theta_1) / [n_2^2 + k_2^2]^2 \{ [n_1 n_2 + k_1 k_2] + i [n_1 k_2 - n_2 k_1] \}^2 = \\ & = 1 - \sin^2(\theta_1) / [n_2^2 + k_2^2]^2 \{ [n_1 n_2 + k_1 k_2]^2 + i 2 [n_1 k_2 - n_2 k_1] [n_1 n_2 + k_1 k_2] - [n_1 k_2 - n_2 k_1]^2 \} \\ & = \\ & = 1 - \sin^2(\theta_1) / [n_2^2 + k_2^2]^2 \{ [n_1 n_2]^2 + [k_1 k_2]^2 + 2 [n_1 n_2] [k_1 k_2] - [n_1 k_2]^2 - [n_2 k_1]^2 + 2 n_1 k_2 n_2 k_1 \} + \\ & + i 2 \sin^2(\theta_1) / [n_2^2 + k_2^2]^2 (n_1 n_2 + k_1 k_2) (n_2 k_1 - n_1 k_2) = a + ib = |\cos^2(\theta_2)| \exp\{i \arg(a, b)\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{где } a &= 1 - \sin^2(\theta_1) / [n_2^2 + k_2^2]^2 \{ [n_1 n_2]^2 + [k_1 k_2]^2 + 4 [n_1 n_2] [k_1 k_2] - [n_1 k_2]^2 - [n_2 k_1]^2 \}, \\ b &= 2 \sin^2(\theta_1) / [n_2^2 + k_2^2]^2 (n_1 n_2 + k_1 k_2) (n_2 k_1 - n_1 k_2), \\ |\cos^2(\theta_2)| &= (a^2 + b^2)^{1/2}. \end{aligned}$$

Следовательно,

$$\cos(\theta_2) = |\cos(\theta_2)| \exp\{i \arg(\cos^2(\theta_2)) / 2\} = A + i B,$$

причём

$$\begin{aligned} |\cos(\theta_2)| &= (a^2 + b^2)^{1/4}, \\ \arg(\cos(\theta_2)) &= \arg(\cos^2(\theta_2)) / 2 \end{aligned}$$

зависит от четверти местоположения составляющих  $a$ ,  $b$

$$A = (a^2 + b^2)^{1/4} \cos(\arg(\cos^2(\theta_2)) / 2),$$

$$B = (a^2 + b^2)^{1/4} \sin(\arg(\cos^2(\theta_2)) / 2).$$

Таким образом, ОУЭ Друде на просвет в стандартной форме имеет вид:

$$F = \frac{\{[n_1 - ik_1]\cos(\theta_1) + [n_2 - ik_2](A + iB)\}}{\{[n_2 - ik_2]\cos(\theta_1) + [n_1 - ik_1](A + iB)\}} =$$

$$= \frac{\{n_1\cos(\theta_1) + An_2 + Bk_2 + i[n_2B - Ak_2 - k_1\cos(\theta_1)]\}}{\{n_2\cos(\theta_1) + An_1 + Bk_1 + i[Bn_1 - k_1A - k_2\cos(\theta_1)]\}}.$$

$$F = (c+id)/(p+iq) = [(c^2+d^2)/(p^2+q^2)]^{1/2} \exp\{i[\arg(c+id) - \arg(p+iq)]\}:$$

$$c = n_1\cos(\theta_1) + An_2 + Bk_2,$$

$$d = n_2B - Ak_2 - k_1\cos(\theta_1),$$

$$p = n_2\cos(\theta_1) + An_1 + Bk_1,$$

$$q = Bn_1 - k_1A - k_2\cos(\theta_1).$$

Вариант решений прямой задачи эллипсометрии для проходящего света имеет вид:

$$\Psi(\theta) = \arctg|F| = \arctg[(c^2+d^2)/(p^2+q^2)]^{1/2},$$

$$\Delta(\theta) = \arg(c+id) - \arg(p+iq).$$

В разделе протоколов результата машинного эксперимента представлены табулограммы решений прямой задачи ОУЭ Друде на просвет для воды. На рис. 2 и рис. 3 представлены графики этих модельных численных решений.

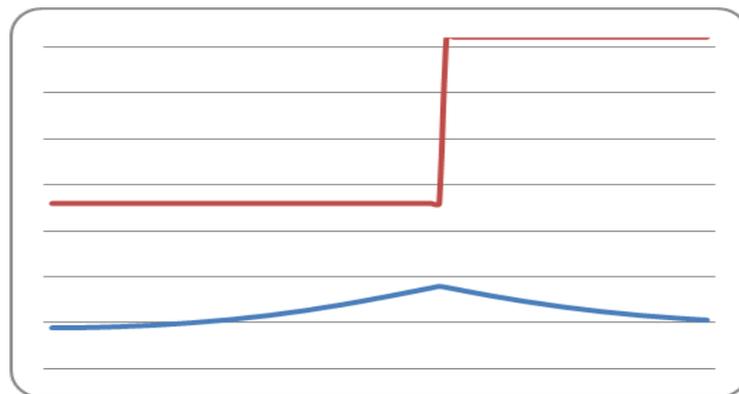


Рис.2.  $\Psi$ - $\Delta$  функции ОУЭ (1).

Несмотря на, казалось бы, ничтожно малые показатели экстинкций амплитудная функция от углов падения на рис. 2 возвращает свойство экстремума, но не минимального, а максимального поведения (до  $90^\circ$ ).

На рис.3 так же показано сопряжённое решение  $\tilde{\psi} = 90^\circ - \psi$ , которое отражает желаемое поведение уменьшения от  $45^\circ$  до нуля с последующим ростом.

Из представленных данных видно, что комплексное решение ОУЭ восстанавливает эффект Брюстера (обратное экстремальное поведение амплитудной функции  $\Psi(\theta)$ ). Расчеты выполнены для воды [1]  $m_2 = 1,33333333(3) - i 2,9 \cdot 10^{-9}$  на воздухе  $m_1 = 1,0000765 - i \cdot 10^{-9}$ .

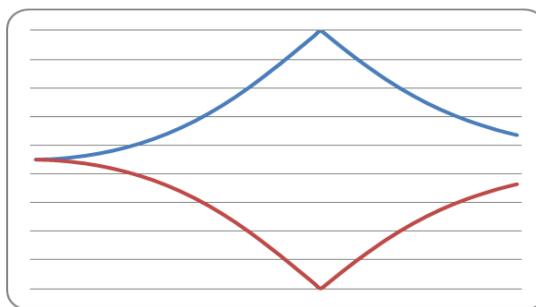


Рис.3. Бинарные формы сопряжённых функций  $\Psi(\theta)$ .

Причём угол Брюстера для воды по экстремумам  $\Psi$ -функции приходится на значение  $53^\circ$ . Значение  $\text{tg}(53^\circ) = 1,327 \approx 1,33$  с грубой точностью задания угла удовлетворительно соответствует воде.

## 2. Описание экспериментальной установки

Принципиальная схема поляризационно-оптических измерений материальных констант прозрачных веществ в проходящем свете представлена на рис. 4.

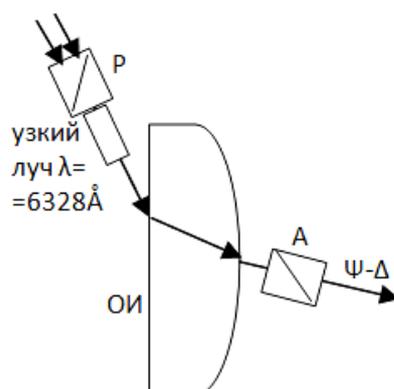


Рис.4. Объект исследования на просвет.

На рис. 4 показаны кристаллы  $P$ ,  $A$  – соответственно линейные поляризатор и анализатор. Лазер, компенсатор, фотоприёмник и др. элементы эллипсометров здесь не показаны. Объект измерения выполнен в виде плосковыпуклой линзы, свет из которой должен выходить перпендикулярно её сферической части. Главное в этой схеме состоит в формировании на входе ОИ узкого пучка коллимированных лучей, нормально пересекающих полусферу на выходе. Последняя может быть выполнена в виде тонкой стеклянной чаши (пиалы), в которую можно помещать для исследования жидкости с открытым входом горизонтальной ориентации.

### 3. Задачи и объекты исследования

Исследовать на просвет кристаллические образцы затруднительно, хотя и возможно с использованием иммерсионных жидкостей в мини полусферах в контакте на выходе.

Затруднительно работать с газообразными веществами, их герметизацией и введением света через подвижный цилиндр с прозрачным нормально к лучу ориентированным стеклянным тонким входом.

Перед материаловедением стоит стандартная обратная задача Друде, известная в эллипсометрии (см. модельные алгоритмы в приложении №3): по экспериментально измеренным амплитудно-фазовым параметрам  $\psi(\theta)$ - $\Delta(\theta)$  косого падения найти оптические константы системы.

### 5. Протокол результатов компьютерного эксперимента

**Табулограммарешений** прямой задачи эллипсометрии на просвет в воде.

$\theta$ , гр.	$\Psi(\theta)$ , гр.	$90 - \Psi$	$\Delta(\theta)$ , гр.
1	45,0134	44,9866	180,0000000000270
5	45,3353	44,6647	180,00000000007
10	46,3548	43,6452	180,00000000028
15	48,0987	41,9013	180,00000000066
20	50,6320	39,3680	180,0000000125
25	54,0369	35,9631	180,0000000214
30	58,3986	31,6014	180,0000000349
35	63,7740	26,2260	180,0000001
40	70,1441	19,8559	180,0000001
45	77,3572	12,6428	180,0000002
46	78,8759	11,1241	180,0000002
47	80,4127	9,5873	180,0000003
48	81,9642	8,0358	180,0000003
49	83,5266	6,4734	180,0000004
50	85,0961	4,9039	180,0000005

51	86,6689	3,3311	180,0000008
52	88,2410	1,7590	180,0000016
53	89,8085	0,1915	180,0000151
54	88,6325	1,3675	359,9999978
55	87,0857	2,9143	359,999999
56	85,5548	4,4452	359,9999993
57	84,0430	5,9570	359,9999995
58	82,5538	7,4462	359,9999996
59	81,0899	8,9101	359,9999996
60	79,6540	10,3460	359,9999997
65	72,9694	17,0306	359,9999998
70	67,2237	22,7763	359,9999999
75	62,4537	27,5463	359,9999998842
80	58,5933	31,4067	359,9999999042
85	55,5265	34,4735	359,9999999198
86	54,9968	35,0032	359,9999999225
87	54,4926	35,5074	359,9999999252
88	54,0129	35,9871	359,9999999278
89	53,5565	36,4435	359,9999999303

## 5. Описание результатов исследования

Результаты машинного исследования решений прямой задачи эллипсометрии на просвет поражают тем, что при предельном переходе комплексных коэффициентов Френеля к вещественной форме решения ОУЭ не совпадают.

Задание на независимые измерения:

Во-первых, необходимо собрать элементы второго подвижного приёмного плеча для эллипсометра ЛЭФ-3М на основе теодолитного лимба, кристалла (А) анализатора в его центре и фотоприёмника.

Во-вторых, необходимо установить это плечо для ручной наводки на проходящий свет и пеленговать азимуты гашения для определения ам-

плитудно-фазовых параметров проходящего света под строго определёнными углами.

В среде EXCEL ввести данные протокола измерений и выполнить все графические построения соответствующего программного анализа.

Появление обратного экстремума логически правомерно, поскольку сингулярность от принятого в ОУЭ деления на ноль в тангенциальном представлении как раз и стремится к  $90^0$  при угле Брюстера. Однако дополнительные исследования так же правомочны.

## **Литература**

И.Е.Скалецкая. Введение в прикладную эллипсометрию. Ч.2. /С-Пб, НУИТМО, 2007, - 172 с.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5

### «Капиллярная шероховатость поверхности воды»

#### Введение

Физические измерения оптических параметров зеркальных поверхностей жидкой ртути, воды и других веществ при комнатных температурах наводят на мысль о их значительной шероховатости. Об аномальных свойствах воды много пишут и в научно-технической литературе. Она оказывается не замерзает и при сверх низких температурах [1], проявляя скачковую подвижность своих структурных агрегатов типа нанотрубок, способных объяснить механизмы шероховатости жидких зеркал.

На языке статистической термодинамики эти явления относят к группе флуктуационной капиллярности. Металлы «дышат» бамперными выбросами типа усов на поверхности при рассмотрении её с помощью электронного микроскопа. Чистое серебро даже распадается волокнами на границе со сверхвысоким вакуумом.

Физика поверхности таит ещё много природных секретов, которые следует раскрывать и, в первую очередь, с помощью поляризационно оптических экспериментальных исследований. В работе предлагается управлять размерами шероховатости поверхности, непосредственно возбуждая их ультразвуком.

Действительно, поверхность - это гетерофазная граница раздела физических сред, обогащённая энтропийными (структурными) и энергетическими флуктуациями их объёмных значений. Например, в объёме гомофазная решётка вблизи поверхности деформируется из-за различия действующих в ней сил. Следовательно, приповерхностная плотность вещества отличается от объёмных значений, равно как и связанные с нею параметры поляризуемости или показателей оптической плотности (преломления и экстинкции – светоослабления). Последнее наиболее существенно зависит от энергетических ловушек поверхности. На рис.1 показаны расчётные агрегации молекул воды.

Обычно показатели преломления ( $n$ ) зеркальной поверхности диэлектриков считаются эквивалентными их объёмным значениям в соответствии с законом Брюстера (при углах  $\varphi = \varphi_{\text{Бр}}$ ):

$$n = \operatorname{tg}(\varphi_{\text{Бр}}), \quad (1)$$
$$dn = d[\sin(\varphi)/\cos(\varphi)] = d\varphi/[1 + \operatorname{tg}^2(\varphi)] = (1 + n^2)\Delta\varphi = \Delta n.$$

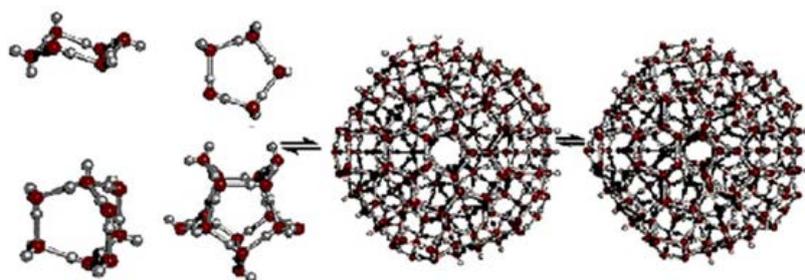


Рис. 1. Схемы цепочек молекул воды и их агрегаций.

Из рассмотренных соотношений следует, что неточность эксперимента (1) прямо связана с угловой расходимостью  $\Delta\varphi$  лучей из-за рассеяния света.

### 1. Теоретические основы

Явление аномального отражения рентгеновских лучей, открытое Ионедой [2], в оптическом диапазоне длин волн позволило выполнить аналогичные наблюдения аномального рассеяния при скользящих лучах световых пучков. На рис. 2 показана эволюция сигналов гашения в 0-эллипсометре.

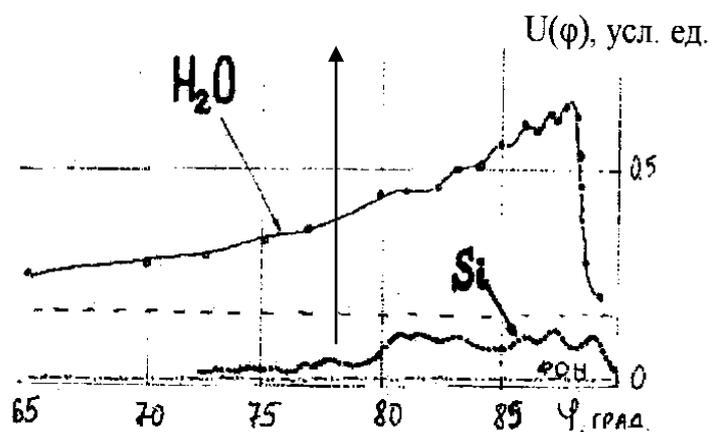


Рис.2. Сигнал  $U_{\text{фэу}}$  гашения света в скрещенных поляризаторах ЛЭФ от углов  $\varphi$ .

Представленные на рис. 2 экспериментальные функции сигналов гашения поляризованного света получены на разных приборах ЛЭФ-2, что видно по различию уровней фона их ФЭУ. На приборе НПО «ЭЛЕКТРОН» использовалась авторская насадка «Кульбит» Л.В.Лапушкиной в виде призмы ПВО, на порядки повышающая чувствительность фотоприёма. Однако, даже при совмещении фонов, видно значительно большее рассеяние от зеркала воды, чем от полированной пластины кремния.

На рис. 3 приводятся данные АО света от плёнок напыления хрома в разные моменты времени на гладкую поверхность кристаллов сапфира.

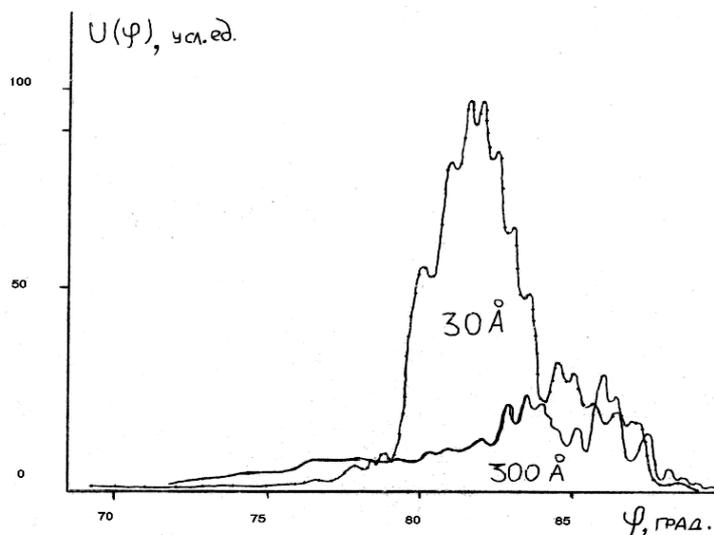


Рис.3. Спектр аномальной «непогашаемой» части  $U_{\text{ФЭУ}}(\varphi_{\text{пад/отр}})$  светового поля He-Ne лазера.

Из данных рис. 3 видно, что тонкие слои хрома сильно рассеивают свет в силу стартовой неоднородности покрытия 3 нм островками, постепенно переходящими в гомогенную 30 нм (по толщине) зеркальную фазу. Пики АО гомогенных фаз (см. рис. 2) локализируются в области  $85^\circ$  падения лучей. Топология островков стартового покрытия сапфира хромом в электронном микроскопе имеет вид случайно расположенных мелкодисперсных зеркал.

Связь линейных размеров слоя (толщины  $d$ ) с показателем экстинкции или светоослабления ( $k$ ) для воды и четырёххлористого углерода графически представлены на рис.4.

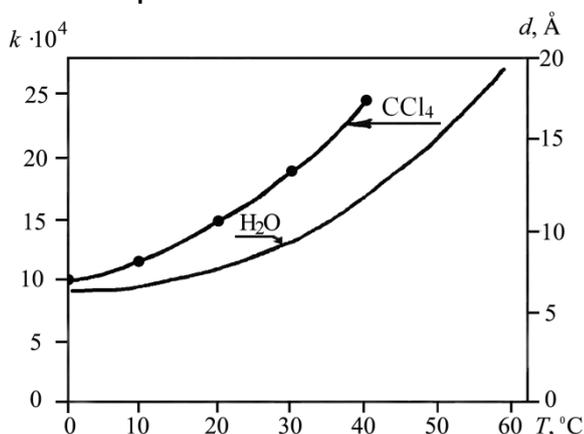


Рис.4. Зависимость светоослабления в жидкостях при нагревании и увеличении толщины слоя.

Эллипс деполяризации отражённого света описывается амплитудно-фазовыми параметрами  $\Psi(\varphi)$ - $\Delta(\varphi)$ , измеряемыми при углах падения-отражения  $\varphi$  на эллипсометрах- фотометрах, например ЛЭФ-2 или ЛЭФ-3М. Эти параметры входят в основное уравнение эллипсометрии (ОУЭ) вида [3]:

$$\operatorname{tg}(\Psi) \exp\{i\Delta\} = \frac{R_P}{R_S} = \frac{|E_P^{OTP} / E_P^{ПАД}|}{|E_S^{OTP} / E_S^{ПАД}|} e^{i[\operatorname{arctg}(E_P^{OTP}) + \operatorname{arctg}(E_S^{ПАД}) - \operatorname{arctg}(E_P^{ПАД}) - \operatorname{arctg}(E_S^{OTP})]} \quad (2)$$

Для идеальной границы (2) выражается через комплексный показатель преломления  $m = n - ik$  вида:

$$R = \frac{[m \operatorname{Cos}(\varphi) - \operatorname{Cos}(\varphi_\tau)][\operatorname{Cos}(\varphi) + m \operatorname{Cos}(\varphi_\tau)]}{[m \operatorname{Cos}(\varphi) + \operatorname{Cos}(\varphi_\tau)][\operatorname{Cos}(\varphi) - m \operatorname{Cos}(\varphi_\tau)]} = |R| \exp\{i\Delta\}. \quad (3)$$

Согласно закону Снеллиуса в ковариантной форме

$$\operatorname{Sin}(\varphi_\tau) = \frac{\operatorname{Sin}(\varphi)}{m}.$$

легко находятся все тригонометрические функции, так например,

$$\operatorname{Cos}(\varphi_\tau) = \frac{1}{m} \sqrt{m^2 - \operatorname{Sin}^2(\varphi)}$$

и ОУЭ (3) может быть представлено в двойном виде:

$$R = \frac{1 - P}{1 + P} = \frac{Q - 1}{Q + 1},$$

где комплексные функции  $PQ = 1$  являются взаимно обратными друг другу:

$$\left\{ \begin{array}{l} P = \operatorname{Ctg}(\varphi) \sqrt{m^2 \operatorname{Cos}^2(\varphi) - 1} \Rightarrow \lim P(\varphi) = \begin{cases} 0, & \text{если } \varphi \rightarrow 90^\circ \\ \infty, & \text{если } \varphi \rightarrow 0^\circ \end{cases} \\ Q = \frac{\operatorname{Sin}^2(\varphi)}{\operatorname{Cos}(\varphi) \sqrt{m^2 - \operatorname{Sin}^2(\varphi)}} \Rightarrow \lim Q(\varphi) = \begin{cases} 0, & \text{если } \varphi \rightarrow 0^\circ \\ \infty, & \text{если } \varphi \rightarrow 90^\circ \end{cases} \end{array} \right.$$

Из асимптотик  $P$  и  $Q$  следует асимптотическое поведение  $R$ :

$$R \Rightarrow \begin{cases} -1 & \text{при } \varphi \rightarrow 0^\circ \\ +1 & \text{при } \varphi \rightarrow 90^\circ \end{cases}$$

На длине волны  $\lambda=632.8$  нм, например, вода имеет показатель преломления  $n= 4/3=1,333(3)$  и поглощения (см. рис.5), определяемый через коэффициент погонного поглощения  $\alpha$ :

$$k_{\text{дисп}} = \frac{\lambda}{4\pi} \alpha \approx 0.00304(6.328/12.56)10^{-5} = 1.5 \cdot 10^{-8}.$$

Следовательно, наиболее чувствительные методы поляризационно-оптической диагностики материалов должны обладать точностью до 9, 10 знаков показателей преломления после запятой.

Т.о., задачи лабораторной работы состоят в том, чтобы используя ультразвуковой контроль ЛРН№ 10 «Исследование акустооптического дефлектора» создать поле шероховатости волн Релея и оценить показатели преломления среды обратным решением задачи Друде для ОУЭ.

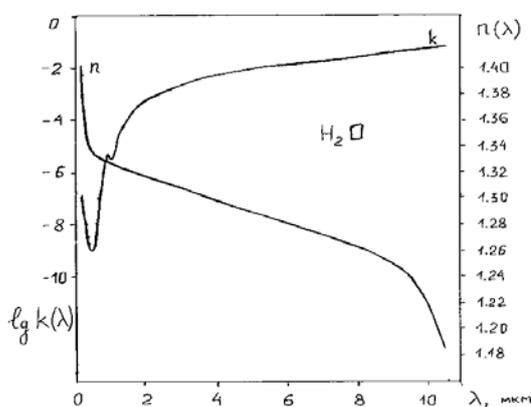


Рис.5. Спектры компонент комплексного показателя преломления воды.

## 2. Описание экспериментальной установки

Схемы приборов эллипсометрического типа и генератора волн Релея представлена на рис. 6. Эллипсометр на этом рисунке представлен He-Ne лазером, линейными кристаллами поляризатора (P) и анализатора (A) по азимутам которых ( $0^0 < P, A < 360^0$ ) определяются амплитудные  $\Psi(\varphi)$  и фазовые  $\Delta(\varphi)$  параметры поля отражения от исследуемой поверхности при падении света под углами  $\varphi < 90^0$  и четверть волнового кругового поляризатора-компенсатора  $\lambda/4$  ( $\lambda=632.8$  нм).

Акусто-оптическая аппаратура на рис.6 представлена высокочастотным СВЧ генератором, ультразвуковым вибратором на кристалле  $\text{LiNbO}_3$  и селективным вольтметром сигналов ФЭУ.

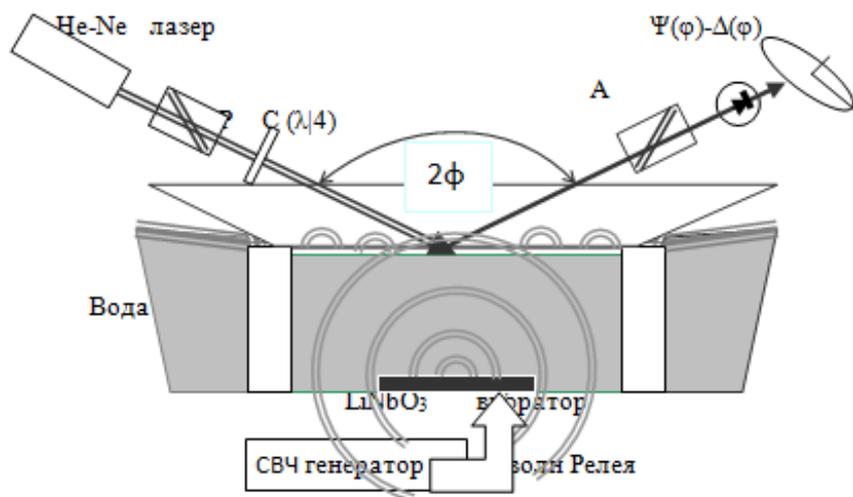


Рис. 6. Измерительная схема оптических констант зеркал среды.

### 3. Задачи и объекты исследования

Непосредственно измеряемыми величинами в нуль-эллипсометрии являются азимуты положения поляризатора (P) и анализатора (A) при самом глубоком (глобальном) гашении сигнала U на ФЭУ. По паре этих азимутов, полученных в независимых измерительных зонах гашения ( $U \rightarrow 0$ ), простыми линейными преобразованиями, косвенно определяют амплитудно-фазовые характеристики  $\Psi(\varphi)$  и  $\Delta(\varphi)$  эллипса деполяризации отражённого от объекта исследования света:

$$\Psi = \frac{|A_1 - A_2|}{2} \quad (4)$$

$$\Delta = P_0 - (P_1 + P_2)$$

Согласно этим формулам (4), амплитудная функция от углов падения  $\Psi(\varphi)$  должна при углах Брюстера для идеальных диэлектриков стать равной нулю, т.е. азимуты  $A_{1,2}$  должны стремиться друг к другу. Это всегда можно достичь, поскольку зоны измерений при добавлении  $180^\circ$  к любым азимутам, задающим полное гашение, повторяют это гашение с хорошей точностью, зависящей от совершенства оптических элементов прибора.

Фазовая функция  $\Delta$  в (4) за счёт корректного подбора юстировочной константы  $P_0$  определяет для диэлектриков скачок от  $180^\circ$  до  $0^\circ$  или до  $360^\circ$ .

Сигнал гашения U, к сожалению, не стабилен и широко варьируется.

Специфика измерений жидких сред состоит в том, что их зеркальная поверхность всегда горизонтальна, тогда как вертикальная ось прибора

(линия в) нет, так как жёстко связана с основанием (базой) прибора, которая сама не всегда строго горизонтально ориентирована (см. рис.7).

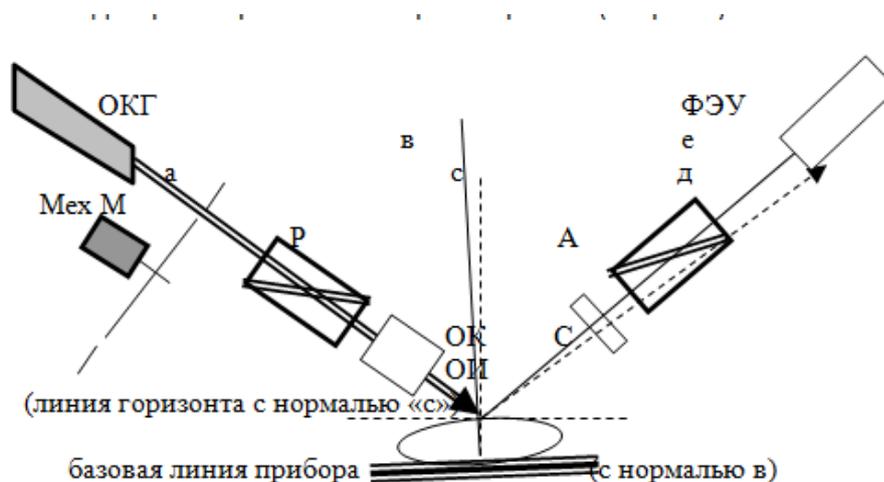


Рис.7. Схема скрещенных поляризаторов при косом падении света на ОИ. ОКГ – источник когерентного монохроматического излучения ( $\lambda=632.8$  нм); М – низкочастотный модулятор-прерыватель светового пучка 1мм; П, А – кристаллические поляризаторы Глана-Томсона; С – компенсатор  $\lambda/4$ ; а, д – реальные лучи падения и отражения на горизонтальном участке ОИ; в – базовая линия симметрии между плечами падения и регистрации ФЭУ; ОИ – объект исследования (зеркальная поверхность чистой воды). ОК – расположение возможного коллиматора тонких пучков.

В таблице № 1 приводятся данные эллипсометрических измерений на чистой воде.

На рис. 8 представлена графическая иллюстрация данных таблицы №1.

Здесь по поведению амплитудной функции графическим способом находим угол Брюстера и оцениваем показатель преломления  $n = \operatorname{tg}(53.13^\circ) = 1.333328$ , который с большой точностью воспроизводит значение  $n = 4/3$ , хотя сами измерения по модели идеальных границ Френеля широко варьируются с третьего знака после запятой.

#### 4. Протокол измерений

Таблица №1.

$\Psi(\varphi) - \Delta(\varphi)$ ,  $U_{\text{фэу}}$  и оптические константы приповерхностных структур.

$\varphi$ , град.	$\Psi(\varphi)$ , град.	$\Delta(\varphi)$ , град.	$U_{\text{фэу}}$ , мВ	Идеальная граница	
				n	k
50	5,166667	176,2667	0,15	1.33546	0.01064
52,5	1,083333	162,85	0,16	1.33354	0.00961
53	0,383333	127,3167	0,1625	1.33388	0.00906
53,1667	0,3	92,13333	0,165	1.33538	0.00895
53,25	0,383333	57,9	0,1665	1.333004	0.009654
53,5	0,66666	15,2	0,1675	1.33208	0.00517
60	11,01667	2,666667	0,18	1.33148	0.01047
65	18,23333	0,85	0,2	1.33511	0.00789
70	24,81667	0,483333	0,23	1.33556	0.00669
75	30,66667	0,316667	0,24	1.3347	0.00543
77,5	33,33333	0,216667	0,25	1.33416	0.00543
80	35,83333	0,15	0,26	1.33495	0.00481
82,5	38,21667	0,083333	0,31	1.33617	0.00362
85	40,53333	0,05	0,32	1.3355	0.00329
87,5	42,78333	0,04	0,36	1.33511	0.00529
88	43,21667	0,03	0,37	1.3389	0.00498
88,5	43,58333	0,02	0,31	1.37499	0.004578
88,75	43,88333	0,01	0,25	1.34058	0.002659

Этот факт высокой точности оценки вещественной части показателя преломления до пяти знаков после запятой по методу Брюстера можно объяснить хорошей статистикой измерений (18 точек) вблизи угла Брюстера  $\varphi_{\text{бр}} = 53.13^\circ$ , при котором сами эллипсометрические измерения в принципе проводить невозможно из-за потери s- луча светового поля. При этом статистический закон увеличения точности при многократных измерениях  $1/\sqrt{18}$ , более чем вчетверо, улучшает точность однократных измерений, разброс которых начинается с третьего знака после запятой.

При использовании модели идеальных границ Френеля для зеркально гладкой поверхности чистой воды получается, что среднее групповое значение показателя преломления для углов от  $80^\circ$  до  $90^\circ$  проявляет тенденцию к завышению их значений и как бы характеризует аномальную поляризуемость воды в верхнем слое сил поверхностного натяжения, который захватывают скользящие по поверхности лучи света.

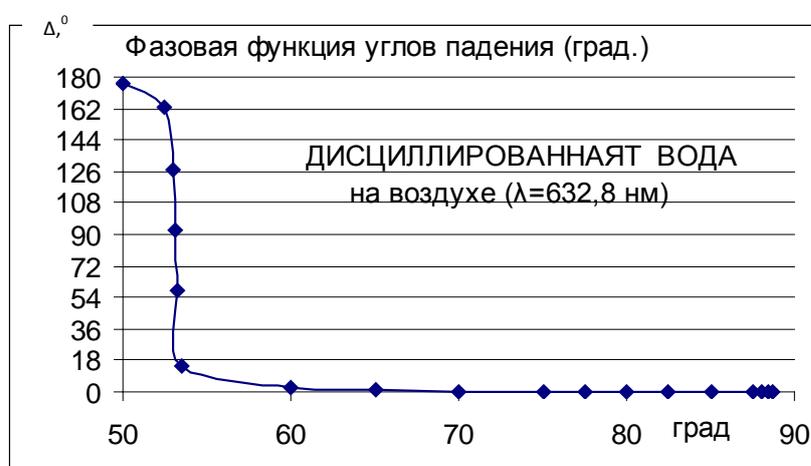
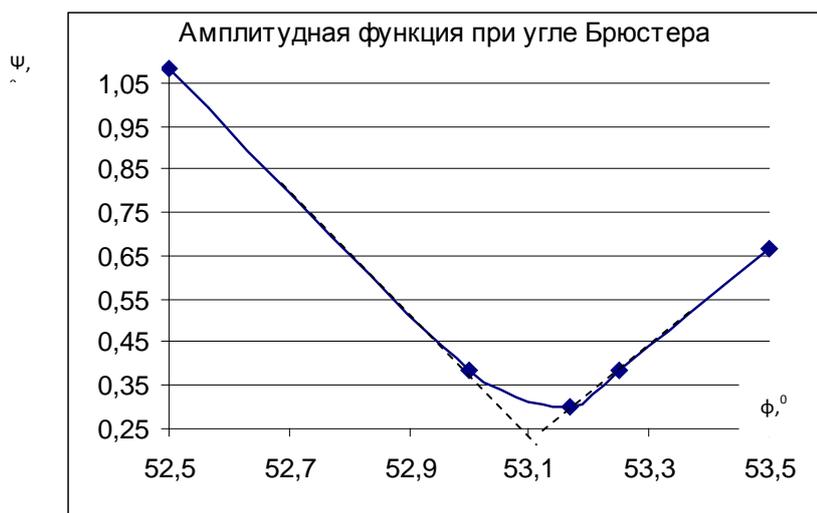


Рис.8. Амплитудно-фазовые функции эллипса поляризации

## 5. Описание результатов исследования

Рекомендуется в качестве объекта исследования выбрать техническую водопроводную воду. Результаты сравнить с данными таблицы №2.

Таблице №2.

Эллипсометрические измерения технической и дистиллированной воды.

Угол $\phi$ гр.	Амплитудная $\Psi$		Фазовая $\Delta(\phi)$		Показат. преломл. $n(\phi)$		Показатель поглощ. $k(\phi)$	
	Технич.	Дистил.	Технич.	Дистил.	Технич.	Дистил.	Технич.	Дистиллят
50.0	5.12	5.10	186.46	183.44	1.3298	1.3307	0.0185	0.0102
53.12	0.34	0.18	279.24	267.52	1.3278	1.328	0.0016	0.00086
55.00	3.00		3		1.3358		0.0172	
60.0	10.54	11.01	357.08	2.40	1.3349	1.3319	0.0614	0.01446
70.0	24.52	25.00	359.06	0.39	1.3336	1.329	0.0137	0.0009
80.0	35.46	35.50	359.44	0.09	1.3359	1.3346	0.0084	0.00046
85.0	40.30	40.32	359.57	0.03	1.3399	1.3355	0.0099	0.00033

Далее следует подключить СВЧ генерацию на поверхности воды и установить связь параметров толщины приповерхностных слоёв с амплитудой возбуждаемых волн Релея.

Из представленных в таблице №2 экспериментальных данных для фазовой функции следует, что техническая вода должна обладать значительным по толщине эффективным приповерхностным слоем, поскольку после угла Брюстера фаза не падает до нуля, а растёт до  $360^\circ$  (эмпирический признак слоёв большой толщины). Аналогичное колоколообразное поведение фазовой функции, измеренной для однократно дистиллированной воды вблизи брюстеровского скачка, говорит о феномене внутреннего отражения от газового (воздушного) слоя.

Чистая вода на поверхности раздела фаз (на воздухе) должна обладать значительными по толщине переходными приповерхностными слоями  $d_0$  в силу аномально высокой электрической поляризуемости её молекул и реального присутствия газовых накоплений.

Следовательно, в первом приближении оптическая модель зеркала воды может представлять собой некий однородный слой ( $d_0$ ) с известным средним для него значением показателя  $n_0$  преломления или эффективным значением, которые можно оценить по амплитудно-фазовым параметрам ( $\Psi$ - $\Delta$ ) эллипса поляризации отражённого монохроматического света путём решения соответствующего модельного уравнения для оптической системы ОУЭ.

## Литература

1. В. Островерхов, Г.Вэйчанас, Р. Ш. Юен. Лазерные лучи ловят молекулы воды за хвост.  
// <http://www.membrana.ru/articles/global/2005/03/22/183600.html>, 22-03-2005, membrana (staff@membrana.ru)
2. Yonede Y. Nomalous surface reflaction of X-rays // Phys.Rev., 1963, v.131, n.5, p.2010-2017.
3. 1. Алексеев С.А., Прокопенко В.А.Т., Скалецкий Е.К., Туркбоев Б.А., Орлова Е.Е., Майорова О.В. Введение в прикладную эллипсометрию. Часть 1. /С-Пб, ИТМО, 2005, – 196 с.

## «Исследование длины когерентности излучения лазеров»

### Введение

В литературе [1] описан способ измерения длины когерентности лазерного излучения в условиях учебной лаборатории.

Измерение длины волны и ширины спектра лазерного излучения производят с помощью многолучевого высокочувствительного интерферометра Фабри – Перо [2].

Цель лабораторной работы состоит в исследовании длин когерентности излучения газовых и полупроводниковых лазеров, но на простом интерферометре Майкельсона.

В рабочей схеме рассматриваемого способа интерферометрии по Майкельсону (рис. 1) используется гелий-неоновый лазер ЛГН-105.

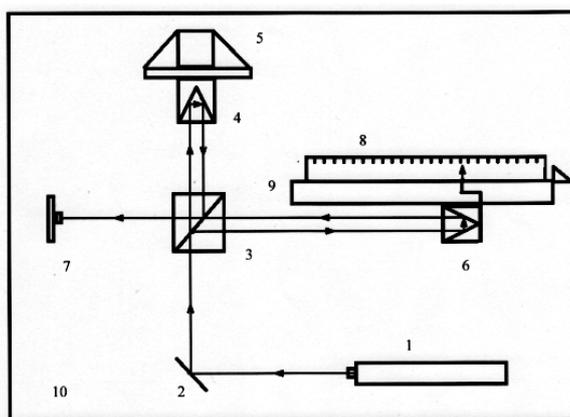


Рис.1. Схема установки для измерения длины когерентности.

При использовании точечного источника его располагают в фокусе конденсорной системы линз, после которой свет идёт параллельным пучком с плоским фронтом вплоть до регистрации фотоприёмника 7.

Геометрическая разность хода ( $d$ ) в интерферометре равна расстоянию между зеркалами. Сама интерференция наблюдается в виде полос или окружностей равного наклона. При подвижке зеркал или изменении оптической разности хода ( $dn$ , для воздуха  $n=1$ ) в центре картины будут проявляться минимумы или максимумы освещённости согласно соотношениям интерференции ( $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ):

$$d = (2m+1) \lambda/2 \text{ – минимум освещённости,} \quad (1)$$

$$d = (2m) \lambda/2 = m\lambda \text{ – максимум освещённости.}$$

Принципы действия ОКГ (лазера), включающего в себя активную среду, средства оптической накачки и резонатор, состоит в следующем.

Средство накачки излучает свет который, попадая в активную среду, приводит к возбуждению верхние аномально заторможенные для излучения энергетические уровни атомов. Происходит инверсия населенности этих энергетических уровней, в результате которой возникает излучательная рекомбинация, когда электроны переходят с высокоэнергетических орбиталей на орбиты с меньшей энергией, испуская при этом однотипные фотоны когерентного излучения.

Эта спонтанная часть излучения несколько раз проходит в резонаторе через рабочую активную среду, взаимодействуя с ждущими возбужденными атомами излучая фотоны одной частоты, длины волны, поляризации и амплитуды.

Длина резонатора устанавливает ограничения на длину волны света, так что в нём может укладываться целое число полуволн излучения лазера.

Из-за того, что у возбуждённого атома время жизни аномально велико, свет успевает провзаимодействовать с ним так, что вынужденное излучение начинает преобладать над спонтанным.

Лазеры по типу активной среды делятся на твердотельные, газовые и жидкостные. Они могут работать как в режиме свободной генерации, так и в импульсном режиме излучения.

## **1. Теоретические основы**

Когерентность источников излучения делится на три вида – пространственную, временную и спиновую.

Пространственная определяют устойчивую картину интерференции волн, вышедших в одно и то же время из соответствующих точек, а временная, наоборот, из одной точки, но в разное время.

Физическое содержание этих понятий состоит в следующем.

Лазеры обладают большой длиной когерентности до нескольких километров. Это обусловлено наличием резонатора, обеспечивающим положительную обратную связь в вынужденном излучении.

Атомы вещества испускают цуги волн, каждые из которых могут различаться и по длинам волн, и по поляризации, фазам и амплитудам. Время когерентности – это продолжительность цуга. Длина когерентности – это максимальная длина цуга волн, при которой интерференция еще наблюдается.

Принято считать, что интерференция наблюдается, если интенсивность максимумов картины вдвое меньше, чем если бы эту картину создавал идеально когерентный источник (ИКИ).

Физический смысл понятия ИКИ не очевиден. В классической задаче Френеля о встрече волн от мнимых источников, образованных от одного точечного с известной амплитудой ( $A$ ), частотой  $\omega=2\pi f$  и начальной фазой ( $\beta$ ), прошедшие разные расстояния  $r_1(t)$  и  $r_2(t)$  со скоростью ( $v$ ) до точки встречи в момент времени  $t$ , и происходит наложение – интерференция.

Рассмотрим сложение двух колебаний  $x=x_1+x_2$ , где упомянутые колебания начинают работать с запаздыванием  $t-t_1$  и  $t-t_2$  при  $t_1=r_1/v$  и  $t_2=r_2/v$ , что описывается законами тригонометрии:

$$X(t)=A\cos[\omega(t-r_1/v)+\beta_1] + A\cos[\omega(t-r_2/v)+\beta_2]= \\ =A\{\cos\alpha+\cos\gamma\}=2A\cos[(\alpha+\gamma)/2]\cos[(\alpha-\gamma)/2],$$

где  $\alpha = \omega(t-r_1/v)+\beta_1$  и  $\gamma = \omega(t-r_2/v)+\beta_2$ .

При введении обозначения  $\Delta r = r_2 - r_1$  для геометрической разности хода полу сумма и полу разность соответствующих аргументов имеют вид:

$$(\alpha+\gamma)/2 = \omega t - \omega(r_1+r_2)/(2v) + (\beta_1+\beta_2)/2 \approx \omega(t-r/v) + \text{const}, \\ (\alpha-\gamma) = \omega(r_2-r_1)/v + (\beta_1-\beta_2) = 2\pi\Delta r/\lambda + (\beta_1-\beta_2).$$

Т.о., сумма колебаний оказывается такой же гармоникой со средним запаздыванием и фазой:

$$X(t) = B\cos[\omega(t-r/v)+\beta],$$

со сложной амплитудой

$$B = 2A\cos[\pi\Delta r/\lambda + (\beta_1-\beta_2)/2] \approx 2A\cos(\pi\Delta r/\lambda + 0). \quad (2)$$

В (2) амплитуда  $B = 0$ , если  $\Delta r = (2m+1)\lambda/2$  (гашение) и, наоборот, при целых  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  она принимает наибольшее значение  $B=2A$  при  $\Delta r = m\lambda$ , что объясняет вид уравнений интерференции (1).

Картина распределения интенсивностей будет стационарной, независимой от времени ( $t$ ), если не будет меняться во времени ни разность  $\beta_1-\beta_2$ , ни полусумма фаз  $(\beta_1+\beta_2)/2 = \text{const}$ .

В общем случае ИКИ амплитуда ( $0 \leq B \leq 2A$ ) и интенсивность ( $0 \leq B^2 \leq 4A^2$ ) произвольны до 2, 4 раз в сравнении с источниками, когерентность которых состоит в равенстве частот, амплитуд и временной стабильности фазовых соотношений в стационарных полях интерференции с интенсивностью  $J$  вида:

$$J = \langle E^2 \rangle = \int_0^{\tau} E^2(t) dt / \tau = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2E_{10}E_{20} \int_0^{\tau} \cos[\varphi_2(t) - \varphi_1(t)] dt / \tau. \quad (3)$$

Наличие фазы у колебаний классического осциллятора электромагнитного поля объясняет явление когерентности излучения. Для квантовых осцилляторов существует известное соотношение неопределенностей между координатой и импульсом  $\Delta q \Delta p < \hbar/2$ , которое в случае волны приводит к неопределенности между амплитудой и фазой колебаний, не позволяющей точно задать фазу. Это создает концептуальные трудности в описании явления когерентности света в квантовой механике.

Р. Глаубер решил эту проблему, введя (1963 г.) понятие и термин “когерентное состояние осциллятора” электромагнитного поля показав, что оно при этом близко к классическому.

У электромагнитного поля аналогами координат осциллятора являются напряженности электрического и магнитного полей, квантовые флуктуации которых по Глауберу минимальны, как и фазы колебаний с наименьшей возможной неопределенностью (глауберовские состояния).

Математический формализм когерентных состояний в значительной мере был известен по работам В.А.Фока. Гауссовские пакеты механического осциллятора в квантовой механике, по форме идентичные глауберовским когерентным состояниям, но в координатном представлении, в конце 20 годов рассматривались в трудах Э. Шредингера, Е. Кеннарда и ряда других авторов.

Рассмотрим некоторую молекулярную систему. Оператор энергии этой системы обозначим через  $H$ . Стационарные (собственные) состояния  $\psi_k$  с энергиями  $E_k$  находятся из решения уравнения

$$H \psi_k = E_k \psi_k$$

Система может находиться в состоянии линейной суперпозиции стационарных состояний

$$\Psi = \sum_k c_k \psi_k$$

Измеряемой величиной является квадрат модуля этой волновой функции

$$|\psi|^2 = \sum_k |c_k|^2 |\psi_k|^2 + \sum_n \sum_k c_n^* c_k \psi_n^* \psi_k.$$

Первое слагаемое в правой части отражает населенности  $|c_k|^2$  стационарных состояний.

Второе слагаемое этого выражения показывает, что вклады разных стационарных состояний в наблюдаемую величину коррелируют или, иначе говоря, интерферируют. Это интерференционное слагаемое со временем изменяется в форме осциллирующих решений нестационарного уравнения Шредингера, не влияя на рассмотренную плотность вероятности пространственного распределения электронов.

Следовательно, именно за счет перекрестных произведений интерференционная картина изменяется со временем. Величины же вида  $c_n^* c_k$  ( $n \neq k$ ) характеризуют когерентность состояния системы подобно (3).

Можно сформулировать условия, при которых возникает спиновая когерентность.

1. Процесс должен быть не адиабатическим с точки зрения спинов. Это означает, что за время движения атомов вдоль координаты реакции на расстояние порядка 0.1 нм, т.е. время порядка  $10^{-12}$  с, магнитные взаимодействия не должны успеть заметно изменить состояние спинов.

2. Гамильтонианы системы в начале и в конце химического акта не должны коммутировать. Отсюда следует вывод о не обязательном образовании радикальных пар в элементарной химической реакции со спиновой когерентностью.

Таким образом, при выполнении приведенных условий эффекты химической поляризации ядерных и электронных спинов могут проявляться автоматически.

Например, предположим, дан ансамбль молекул. Пусть импульс света вызывает распад молекул на два диамагнитных фрагмента. Спин-гамильтонианы ядерных спинов в исходной молекуле и во фрагментах, вообще говоря, не должны коммутировать. Следовательно, в спектрах ядерного магнитного резонанса фрагментов распада должна наблюдаться возможность химической поляризации спинов, которая экспериментально ещё плохо исследована.

Может проявляться когерентность вращательных, колебательных и электронных состояний.

Когерентность характерным образом обнаруживается в спектроскопии. Так, квантовые биения интенсивности линий во время-разрешенных спектрах электронного парамагнитного резонанса позволяют изучить тонкие детали элементарного химического акта.

Это открывает важную возможность – когерентный контроль химических реакций.

Методы спиновой химии, основанные на изучении магнитных и спиновых эффектов, стали весьма информативными методами исследования молекулярной динамики элементарных химических актов. На основе магнитных и спиновых эффектов созданы исключительно чувствительные методы регистрации спектров магнитного резонанса промежуточных парамагнитных частиц в ходе актов химического превращения.

Магнитные и спиновые эффекты могут найти применение в технологии. Магнитный изотопный эффект может найти применение для разделения изотопов тяжелых элементов.

Заслуживает всяческого внимания исследование влияния магнитных полей на биохимические реакции. Полученные в этой области результаты важны для магнитобиологии.

## 2. Описание экспериментальной установки

На рис. 1 была представлена принципиальная схема установки для измерения длины когерентности.



Рис.2 Лабораторный макет экспериментальной установки.

Установка состоит (см. рис. 1) из оптического стола (10), расположенного на резиновых валиках для уменьшения влияние на результаты измерений индустриальных помех (вибраций).

На оптическом столе располагается лазер ЛГН-105 (1) с длиной волны излучения  $\lambda=632.8$  нм. Его лучи, отражаясь от зеркала (2), попадают на светоделительный кубик (3), в котором один луч проходит его без отражения и попадает на модулятор (5), с приставленным к нему уголковым отражателем (4) (триппель-призма), отражаясь от которого луч возвращается обратно на кубик,

50 % которого идёт на фотоприемник (7). На рис.3 показан делительный куб и триппель-призма.

Другой луч, отразившись на 50 % от полупрозрачного зеркала внутри кубика, попадает на уголкового отражателя (6), установленный на длинном винте (9) со шкалой (8). Отражаясь от этой призмы (6) луч возвращается обратно на кубик, проходит его без отражения и так же попадает на фотоприёмник (7). Винт с ленточной резьбой имеет точный ход на длине 25 см, что позволяет выполнять прецизионные измерения перемещений призмы (6) на отсчётной шкале (8).

На фотографии установки (рис. 2) видно, что с фотодиода (7), работающего в диодном режиме с напряжением 9 В, сигнал подаётся на усилитель (13), где он усиливается в 30 крат раз, после чего попадает на второй канал осциллографа 225.

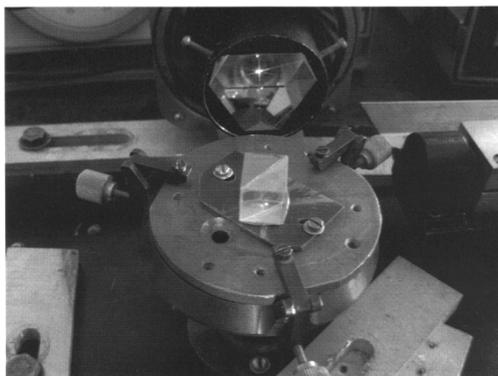


Рис.3. Вид на триппель-призму и делительный кубик.

На первый канал осциллографа для синхронизации подаётся сигнал 140 Гц от генератора сигналов (12) низкой частоты ГЗ-102. Сигнал так же подаётся на модулятор, выполненный на основе звукового динамика 1ГД6 (5).

### **3. Задачи и объекты исследования**

Рис. 4. даёт представление о соотношении между спектром генерации лазера и спектральной характеристикой сканирующего интерферометра (т. е. его спектром пропускания).

Изменение расстояния между зеркалами сканирующего интерферометра приводит к сдвигу нижней «гребенки» по оси частот. При этом интерферометр последовательно настраивается на все моды лазера.

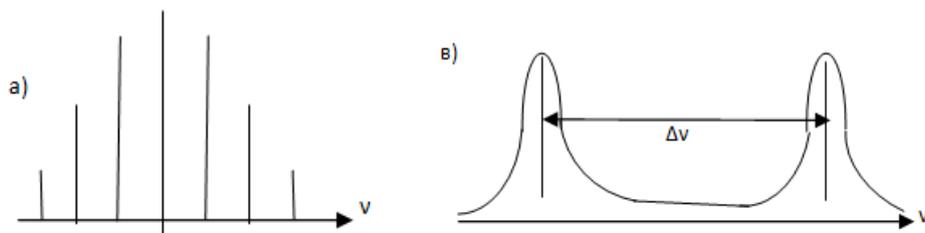


Рис.4. Качественная картина спектров генерации лазера (а) и пропускания интерферометра (в).

Реальные картины спектров сигналов от газовых и полупроводниковых лазеров сложнее.

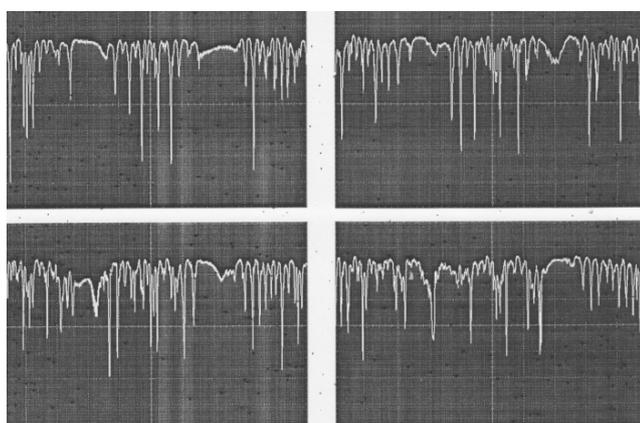
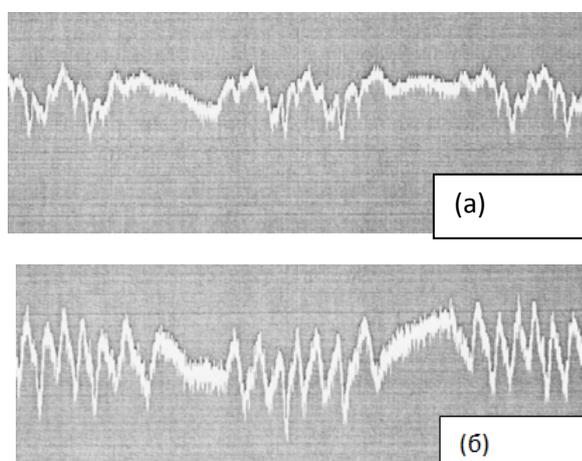


Рис.5. Осциллограммы выходного сигнала газового интерферометра с базой 43см.

На спектрограммах рис. 5 прописаны реальные функции случайных временных рядов, которые требуют соответствующей статистической Фурье обработки сигналов с корреляционным анализом.



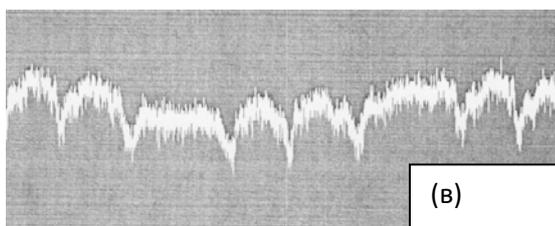


Рис. 6. Типичные осциллограммы состояния поляризации выходного сигнала интерферометра: а) без поляризатора, б) при полном гашении, в) при частичном гашении полного излучения.

Экспериментальные данные (рис. 6), полученные с полупроводникового лазера STL 650 при 2х различных значениях углов поляризатора, видно, что при максимальном значении пропускания спектральный состав выглядит более выраженным в отличие от третьей части рис.6 (в).

На половине от максимального пропускания появляется много лишних шумов, и спектр плохо читаем, однако наблюдается видимое уменьшение количества мод, а значит, различные моды данного лазера по-разному поляризованы.

Из представленных на рис. 7 данных следует, что спектрально многомодовое излучение лазеров произвольно и скорее всего частично поляризовано, детали которого следует отдельно изучать после селективного выделения чистых гармоник на том же интерферометре (см. рис.4).

Модовый состав одного и того же лазера может меняться в зависимости от приложенного к рабочей среде напряжения. На рис.8 представлено семейство четырёх значений этих напряжений в полупроводниковом лазерном диоде STL 650: 9.8, 10.5, 11.1 и 12.5 В. Двухмодовое излучение при 9.8 В переходит в трёхмодовое (по числу пиков) начиная с 10.5 В, но при 12.5 В наблюдается возврат к исходному виду интенсивных двойных линий.

В таблице №1 представлены тестовые данные связи напряжений накачки с полушириной спектральных линий излучения полупроводниковых лазеров.

Анализируя полученные данные излучения лазерного диода ADL-65102TL, видно, что ширина спектра зависит от напряжения накачки  $U_{\text{нак}}$  (и от тока накачки): полуширина на рис.9 спектральной линии постепенно увеличивается с ростом напряжения в диапазоне от 9,8 В до 11 В.

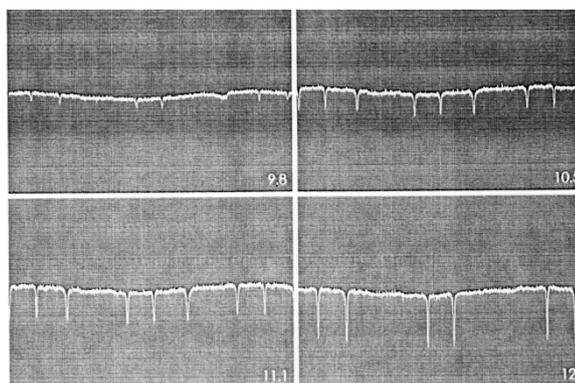


Рис.7. Семейство генерации мод в зависимости от управляющего напряжения лазера.

#### 4. Протокол измерений

В таблице №1 приведены данные связи напряжений накачки с полушириной спектральных линий.

Таблица №1.

Связь напряжений накачки с полушириной спектральных линий

Полуширина линии, МГц	Напряжение накачки, В
50,380	9,80
51,143	10,0
76,753	10,5
83,967	10,8
77,153	11,1
74,436	11,5
50,539	12,5

Связь полуширины линий от напряжения накачки показана на рис.9.

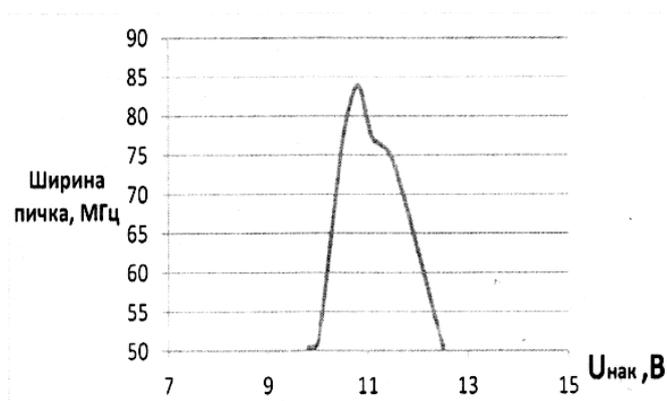


Рис.9. Зависимость полуширины линии от напряжения накачки.

Приближаясь к 85 МГц линия сужается, а сам пик становится более узким и вытягивается.

В таблице №2 выписаны данные тестового эксперимента, рис.10.

Таблица №2.

Длина резонатора L, см	31
Ширина спектра, МГц	1351,83
Расстояние между модами, МГц	484,69
Полуширина спектральной линии, МГц	51,023

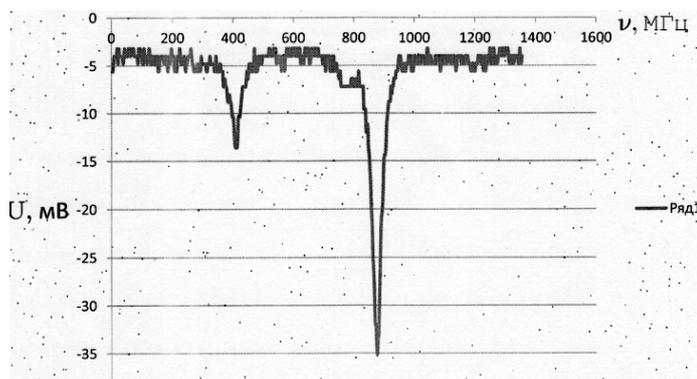


Рис.10. Спектр излучения газового лазера с длиной трубки 31 см.

## 5. Описание результатов исследования

Рассчитаем расстояние между соседними модами по формуле свободной дисперсии лазера:

$$\Delta\nu = c/(2L),$$

где L – длина резонатора He-Ne лазера, c – скорость света в вакууме

$$\Delta\nu = 483,87 \text{ МГц.}$$

Для L=10 см  $\Delta\nu = 1.5\text{ТГц}$ ).

Сравним данные полученные в ходе эксперимента с расчетными данными. Экспериментально полученное расстояние между модами составляет величину  $\Delta\nu_{\text{эксп}} = 484,69 \text{ МГц}$ .

Рассчитаем относительную погрешность по формуле

$$(\Delta\nu - \Delta\nu_{\text{эксп}})/\Delta\nu 100\% = 0.17\%.$$

Метрологический анализ (см. приложение №2) полученных данных позволяет определить их разброс от средних значений средне-квадратическими отклонениями (СКО), дисперсиями ( $\delta$ ), случайными размахами по Стьюденту ( $\epsilon$ ), т-квантили которого помещены в приложении 2, и полными погрешностями измерений ( $\Theta$ ).

Длина когерентности лазера в первом приближении оценивается по тому расстоянию, на котором амплитуда сигнала осциллографа уменьшается вдвое по сравнению с амплитудой при нулевой разности хода.

В первом приближении по результатам теста были выполнены оценки длины когерентности излучения He-Ne лазера. Основная задача состоит в перепроверке этих результатов и получении новых (на полупроводниковом лазере). Резонно было бы использовать волноводный прибор.

Длина когерентности оценена в 1 см, при этом негативно на точность измерения сказалась неточность установки подвижного винта относительно остальной схемы и методические недочёты.

Усовершенствование схемы может осуществляться за счет более точного установления винта.

Интенсивность считается пропорциональной квадрату напряжённости, мощность – квадрату напряжения, и результаты могут получиться точнее.

Напряжение V(в В)	Квадрат V <sup>2</sup>	Отношение напряжений	Отношение интенсивностей
8.96 ± 0.55 ± 0.497	80,2816 ± 8.96	1	1
4.12 ± 0.27	16,9744 ± 4.12	2,175	4,73 ± 1.03
3.36 ± 0.2	11,2896 ± 3.36	2,66(6)	7,11(1) ± 1.12
1.48 ± 0.09	2,19 ± 1.48		37 ± 5

Графическая иллюстрация рассмотренных соотношений на рис.11.

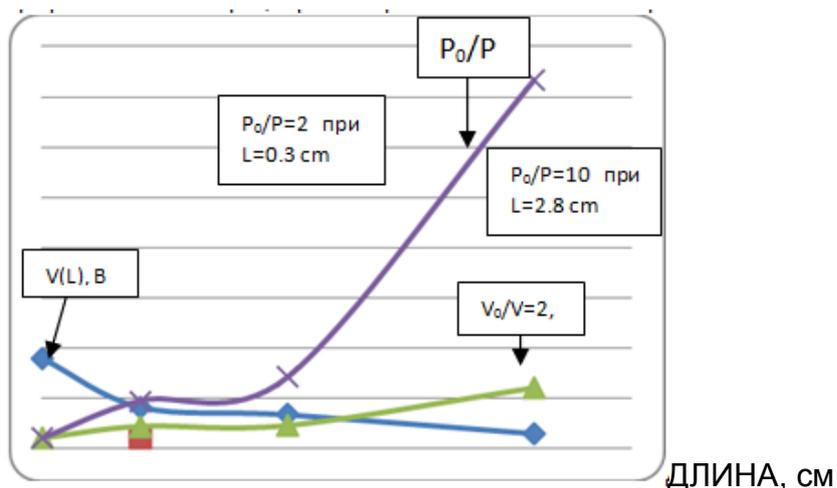


Рис.11. Влияние вида аппроксимаций интенсивности на определение длины когерентности.

На графике мощностей  $P_0/P \approx 10$  эта длина составляет 3 см.

Тестовые спектральные измерения, представленные данными таблицы №2, позволяют к пространственной когерентности подойти от вре-

менной. Действительно, по формуле (2) разность фаз колебаний зависит от разности их частот  $\Delta\omega t = \pi = 2\pi\Delta\nu t$  приводит к выражению  $t\Delta\nu = 0.5$  откуда следует, что временная когерентность зависит от частотного разброса  $\Delta\nu$  интерферирующих волн. Следовательно, время когерентности обратно пропорционально разбросу частот колебаний.

С помощью представления о ширине спектра колебаний источника электромагнитных волн

$$\Delta F = 2\Delta\omega/\pi = \Delta\omega/\pi$$

Время когерентности оказывается обратно пропорционально ширине спектра источника, т.е.  $t = 1/F$ .

Время когерентности можно найти, если известен разброс длин волн интерферирующих источников, соответствующий разбросу частот световых волн, которые ими излучаются:

$$\Delta F = \Delta(c/\lambda) = -c\Delta\lambda/\lambda^2$$

Знак минус можно опустить и окончательно получим:

$$t_c = \lambda^2 / (c\Delta\lambda)$$

Понятие времени когерентности имеет смысл при наблюдении интерференции света от источников, длины волн которых не очень сильно отличаются друг от друга, т.е. в том случае, когда  $\Delta\lambda \ll \lambda$ , что эквивалентно  $\Delta F \ll F$ , где  $F$  – частота света интерферирующего источника.

С понятием времени когерентности связано понятие длины когерентности, которая определяется длиной пути, проходимым светом за время когерентности ( $c = 300000$  км/с):

$$l_c = ct_c = c / \Delta F$$

$$l_c = \lambda^2 / (\Delta\lambda)$$

Длина когерентности определяет размер области экрана, на которой наблюдается эта картина. Контрастность интерференционной картины, определяемая её видимостью, может быть ограничена кругом и объёмом максимального радиуса когерентности

$$\rho_c = \lambda / \theta_0$$

Здесь угловой размер цуга плоских монохроматических волн  $\theta_0 \rightarrow 0$ , как и расходимость лазерного излучения, делают радиус и время их когерентности неограниченными:  $\rho_c \rightarrow \infty$ .

Пусть, согласно данным таблицы №2, имеется три характерных периода состояний в системе:  $T_1=1/(1.5 \text{ ТГц})=2/3 \cdot 10^{-12}(\text{с})$ ,  $T_2=1/(0.5 \text{ ТГц})=2 \cdot 10^{-12}(\text{с})$ ,  $T_3=1/(0.05 \text{ ТГц})=2 \cdot 10^{-11}(\text{с})$ . Соответствующие длины когерентности через скорость света  $c=3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$  равны  $R=cT$  ряду длин: 0.02 см, 0.06 см и 0.6 см.

Рассмотрим с этой точки зрения Солнце, как естественный источник электромагнитных волн. Для них характерно протекание процесса излучения за время  $10^{-8}$  сек. За это время излучается цуг электромагнитной волны, представляющий собой конечный "отрезок" гармонической синусоиды (рис. 12). Условно этот цуг волн можно представить состоящим из трёх временных частей, где вне интервалов времени формирования и исчезновения цуга на среднем интервале времени

$$t \in (\tau/3, 2/3\tau)$$

излучение считается гармонической волной и время когерентности  $\tau/3$ .

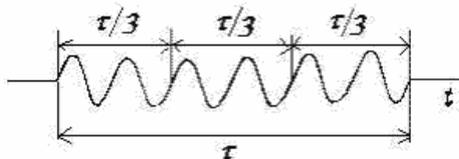


Рис.12. Схема цуга волн солнца.

Расчёт радиуса пространственной когерентности солнечного излучения в оптическом диапазоне электромагнитного излучения для  $\lambda=519$  нм. и угловом размере солнца  $\vartheta_0 = 0.01$  рад приводит к значению  $\rho_c=0.015 \text{ м} = 15 \text{ мм} = 1.5 \text{ см}$ .

Свет, излучаемый звёздами с очень малыми угловыми размерами, несмотря на их гигантские линейные размеры, на больших расстояниях может иметь значение радиуса пространственной когерентности во много раз большее, чем рассчитанное для Солнца.

Радиусы автокорреляционных функций осциллограмм рис.6, 7 и т.д. непосредственно дают статистическую оценку времён и длин искомой когерентности случайной функции вида  $x(\tau)$ .

Часто оказывается удобным нормировать случайную функцию  $x(\tau)$  к среднеквадратичному значению (в общем случае зависящему от времени) и центрировать относительно математического ожидания; в соответствии с этим вводят следующие характеристики процесса:

$$X_{\text{нормир}}(\tau) = x(\tau)/\delta(\tau),$$

$$X_{\text{центр}}(\tau)=x - \text{МО}(x),$$

$$X_{\text{нц}}(\tau)=(x-\text{МО}(x))/\delta.$$

Для оценки статистической связи между значениями случайной функции в различные моменты времени вводят понятие ковариации и корреляции случайного процесса, определяя эту функцию следующим выражением:

$$B(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t)x(t+\tau)dt$$

Функцию  $B(\tau)$  называют автокорреляционной функцией (АКФ) в отличие от понятия взаимно корреляционной функции (ВКФ).

Часто корреляционную функцию определяют так же, как среднее значение произведения флуктуации

$$K(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T [x(t) - MO(x)][x(t+\tau) - MO(x)]dt$$

и называют в этом случае корреляционной функцией флуктуации.

Легко убедиться в том, что

$$K(\tau) = B(\tau) - [MO(x)]^2.$$

Автокорреляционную функцию обычно нормируют к дисперсии ( $\delta$ ) и называют коэффициентом корреляции

$$R = K/\delta.$$

Корень этой функции времени может служить параметром искомой временной когерентности.

В работе по тестовым данным, согласованным с преподавателем следует найти параметр времени и статистическую длину когерентности. Рутинной частью здесь является ручное оцифровывание данных для построений АВК и их графика.

### Литература.

1. Квалификационная работа бакалавра М.А.Гвардина. /С-Пб, НГУ ИТМО, каф. ТТОЭ, 2012,- 75с.
2. Богатова Г.А., Калинин Ю.А., Марков И.А., Перебейносков В.В., Чебуркин Н.В. Перестраиваемый интерферометр Фабри-Перо. /FindPatent.RU, а.с. 2091732, 2011
3. Волоконно-оптический интерферометр Фабри-Перо. [HTTP://physics-animations.com/fibboard/temts/23.html](http://physics-animations.com/fibboard/temts/23.html). Alexander, 15.02.2002
4. Ю. В. Коломийцов. Интерферометры основы инженерной теории, применение. /«Машиностроение». Ленинград, 1976 г
5. П. К. Чео. Волоконная оптика Приборы и системы. / «Энергоатомиздат». Москва, 1988 г
6. В. Ф. Дмитриева В.Л. Прокофьев. Основы Физики. / «Высшая школа». Москва, 2003 г.

## Исследование тонкой структуры излучения газовых He-Ne лазеров интерферометром Фабри-Перо»

### Введение

Исторически понятие о тонкой структуре спектральных линий атомных термов восходит (1895) к работам Зеемана о дипольных переходах натрия в магнитных полях и Й. Штарка (1913) о смещении оптических линий водорода (классических дисперсионных) при помещении его в электрическое поле.

Круговая поляризация ( $\sigma$ ) и спектр расщепления в Зееман-эффекте по-разному детектируются в зависимости от направлений наблюдения. Если оно ведётся вдоль магнитного поля  $B = \mu H$ , то в спектре флуоресценции атомарных паров детектируются две частоты право ( $\sigma^+$ ) и лево ( $\sigma^-$ ) вращающейся круговой поляризации. При наблюдении ортогонально направлению магнитного поля в спектре флуоресценции атомарных паров детектируются три частоты, включая и линейную  $\pi$  поляризацию на резонансной  $\omega_0$  дипольной и добавочными ( $\sigma$ ) у электрона Ларморовскими  $\pm\Omega = \frac{1}{2}eB/m$  частотами.

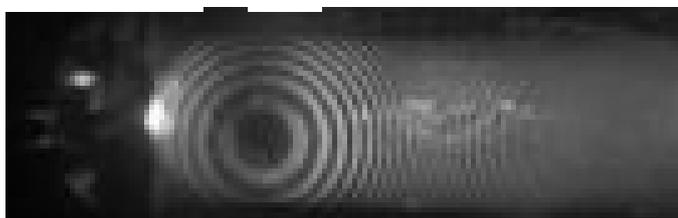


Рис.1. Поперечный эффект Зеемана

На интерферограмме (рис. 1) Фабри-Перо ( $d=4$  мм,  $r=98\%$ ) для ртути на длине волны  $\lambda=579$  нм в магнитном поле с напряжённостью до 3000 Эрстед представлен поперечный эффект Зеемана [1].

### 1. Теоретические основы

При генерации излучения гелий-неонового лазера [2], [3] таких эффектов нет. Этот газовый лазер наполнен гелием с добавками неона, дисперсионные спектры которых без расщеплений во внешних полях представлены на рис. 2.

Студентам следует самостоятельно составить энергетические диаграммы уровней и возможные переходы для этой пары первых благо-

родных газов  ${}^{4.0026}_{2}\text{He}^2$  и  ${}^{20.1797}_{10}\text{Ne}^{10}$ , для которых  $Z(\text{He}) = 2$ , а  $Z(\text{Ne}) = 10$  и реалистично излучение для  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ .

В приложении №4 рассмотрены основные расчётные алгоритмы классических постулатов Бора.

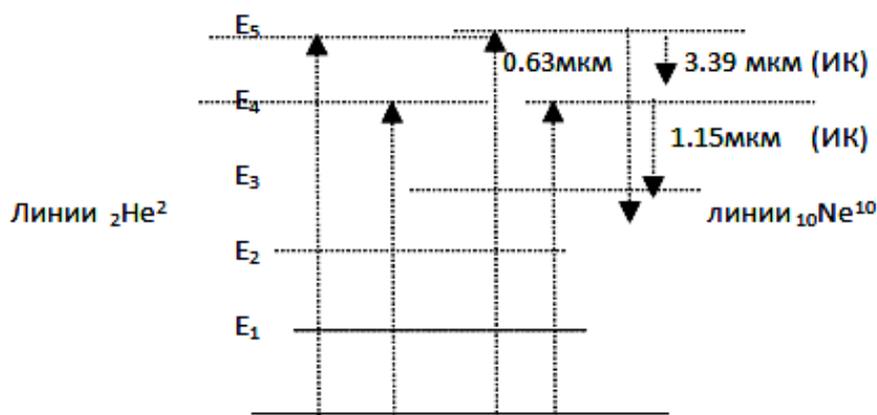


Рис. 2. Энергетическая диаграмма уровней газа гелия и неона.

Время жизни уровней  $E_{4,5}$  на порядок больше  $E_3$  уровня. Это создаёт перенаселённость уровней. Уровни  $E_{4,5}$  состоят ещё из ряда дисперсионных подуровней, с которых возможны излучательные переходы на уровень  $E_3$ .

Переходы типа  $E_4 - E_3$  дают излучение в ИК диапазоне, самый сильный из них имеет длину волны излучения  $\lambda_{43}=1,15 \text{ мкм}$ . Переходом  $E_5 - E_3$  соответствует сильное излучение в видимом диапазоне  $\lambda_{53} = 0,6328 \text{ мкм}$ . Кроме того, легко реализуется излучение  $\lambda_{5-\text{Ne}} = 3,39 \text{ мкм}$ , соответствующее переходам с уровня  $E_5$  на дополнительный уровень  $E_{\text{Ne}}$ , на рисунке 2 не обозначенный. Т.о., спектр излучения лазера является сложным, но далеко не «тонким».

Интерферометр Фабри – Перо (ИФП) является спектральным прибором очень высокой разрешающей силы. Поэтому он находит широкое применение в лабораторной практике и предназначен главным образом для исследования тонкой структуры спектральных линий.

В ИФП лазерное излучение характеризуется в основном доминирующей длиной ( $\lambda$ ) волны спонтанного излучения и шириной спектра ( $\delta\lambda$ ) этого излучения.

Интерферометр Фабри-Перо состоит из двух стеклянных (или кварцевых) пластин  $P_1$  и  $P_2$  (рис. 3), внутренние плоско-параллельные поверхности которых полированы до сотых долей длины световой волны. Для установки на параллельность используют распорные кольца с ма-

лыми коэффициентами теплового расширения из инвара или плавленого кварца.

Такие приборы с хорошо отражающими покрытиями называют эталонами Фабри-Перо.

Наружные поверхности пластин обычно составляют небольшой угол с внутренними для устранения световых бликов. Между ними на длине  $L$  происходят многократные отражения и интерференция световых волн с постепенно уменьшающимися амплитудами.

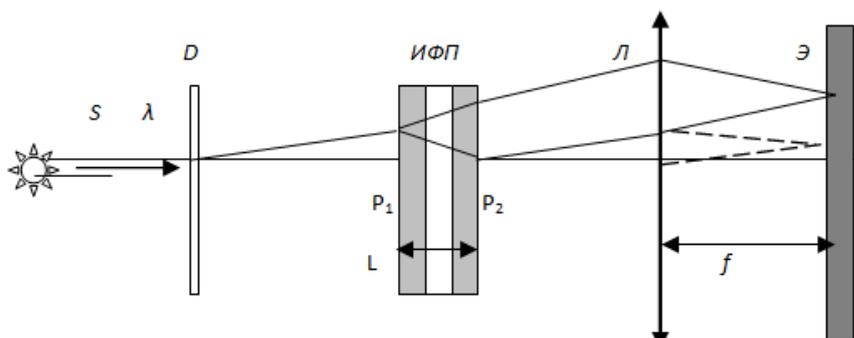


Рис.3. Схема экспериментальной установки ИФП.

Интерференционная картина в фокальной плоскости линзы  $L$  проектируется на экране  $\mathcal{E}$  и состоит из концентрических колец равного наклона.

Свет исследуемого источника  $S$  (лазера), пройдя диффузор  $D$ , попадает в прибор  $ИФП$ . Диффузор служит для создания слегка расходящихся лучей.

Для двух соседних пучков лучей, распространяющихся между зеркалами под углом  $\theta$  к нормали пластины, разность хода ( $\Delta$ ) определяется удвоенной проекцией:

$$\Delta = 2L \cos \theta, \quad (1)$$

где  $L$  – расстояние между зеркалами интерферометра.

Рассмотрим основные характеристики ИФП.

Пусть  $r \leq 1$  – амплитудный коэффициент отражения, а  $t$  – коэффициент пропускания зеркал интерферометра. На границе пластины с окружающей средой амплитуда волны изменится: при каждом прохождении волны через эту границу её амплитуда уменьшается в  $t$  раз, а при отражении ослабится в  $r$  раз. Пусть  $A_0$  – начальная амплитуда падающей волны. Следовательно, амплитуда первого распространения между зеркалами интерферометра будет  $tA_0$ , второго  $r(tA_0)$ , третьего  $tr^2A_0$  и т.д. С учетом разности фаз ( $a$ ), в комплексном представлении ( $k=2\pi/\lambda$  – вол-

новое число) амплитуды этих лучей составят бесконечно убывающую геометрическую прогрессию:

$$tA_0, rte^{ika}A_0, tr^2A_0e^{i2ka}, r^3tA_0e^{i3ka}, \quad (2)$$

Знаменатель прогрессии равен  $re^{ika}$ . В фокальной плоскости линзы происходит сложение всех лучей с учётом фаз. Результирующая амплитуда равна:

$$A = tA_0/(1 - re^{ika}). \quad (3)$$

Реальная интенсивность  $I$  прошедшего света пропорциональна квадрату амплитуды:

$$I = AA^* = t^2I_0/[1 + r^2 - 2r \cos(ka)], \quad (4)$$

где  $A^*$  - комплексное сопряжение амплитуды  $A$ ,  $I_0 = A_0^2$  - интенсивность падающей волны.

На рис. 4 представлена зависимость  $y=f(k)=I/I_0$  от порядка интерференции  $k=\Delta/\lambda$  из (4) для разных значений коэффициента отражения  $r$  без поглощения в зеркалах, когда  $r^2 + t^2 = 1$ .

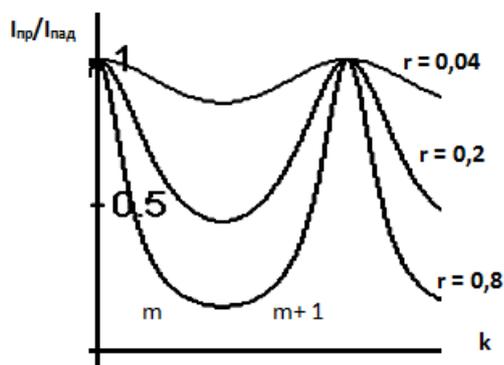


Рис.4. Функция отношения интенсивностей  $y=f(k)=I/I_0$ .

Согласно (4), максимумы этого отношения достигаются при целых значениях аргумента  $k=\Delta/\lambda$  ( $m, m\pm 1, m\pm 2, \dots$ ). При этом  $I_{max}=I_0$ , т.е. интерферометр в этом случае идеально прозрачен, что справедливо только в отсутствие поглощения света в зеркалах.

При больших значениях коэффициента отражения ( $r \geq 0,9$ ) интерференционная картина состоит из узких светлых колец, разделенных широкими темными промежутками. Это есть следствие многолучевой интерференции. При  $r \leq 0,1$  наблюдается плавное чередование слабо выраженных максимумов и минимумов.

Предполагая для использования степенных рядов малость углов  $\theta$ , рассмотрим два светлых соседних кольца  $m$ -го порядка  $2L(1 - \theta_1^2/2) = m\lambda$  и  $2L(1 - \theta_2^2/2) = (m+1)\lambda$ , для которых найдём ширину тёмного промежутка между ними:

$$L(\theta_2^2 - \theta_1^2) = \lambda \quad (5)$$

Поскольку диаметр  $D$  кольца в фокальной плоскости линзы связан с её фокусом  $f$  формулой  $D = 2f \operatorname{tg}\theta \approx 2f\theta$ , то (5) можно записать в виде:

$$\lambda = L(D_2^2 - D_1^2)/(4f^2) \quad (6)$$

Формула (6) используется при измерении длины волны света с помощью ИФП.

При перекрытии в интерферометре соседних по длинам волн колец этих линий  $\lambda$  и  $\lambda + \delta\lambda$ , достаточно продифференцировать (5) и при малых  $\theta$  найти:

$$\delta\lambda = 2L\theta\delta\theta = \lambda\theta\delta\theta = \lambda D\delta D/4f^2, \quad (7)$$

где  $D$  – средний диаметр колец, а  $\delta D$  - разность диаметров колец, образующихся для спектральных линий с длинами волн  $\lambda$  и  $\lambda + \delta\lambda$  при одинаковом порядке интерференции. С помощью формулы (7) можно определять  $\delta\lambda$ , не зная постоянную интерферометра  $L$ .

Очевидно, под  $\delta\lambda$  можно понимать и ширину линии.

## 2. Описание экспериментальной установки

Областью дисперсии спектрального прибора называют максимальный интервал длин волн  $\Delta\lambda$ , при котором еще не происходит перекрытия интерференционных полос соседних порядков. Ширина этой области определяется из условия наложения кольца  $(m+1)$ -го порядка для длины волны  $\lambda$  и кольца  $m$ -го порядка для длины волны  $(\lambda + \Delta\lambda)$ :

$$m(\lambda + \Delta\lambda) = (m + 1)\lambda,$$

откуда, при условии резонансной упаковки  $L = m\lambda/2$ , можно определить искомую величину:

$$\Delta\lambda = \lambda/m \approx \lambda^2/2L. \quad (8)$$

Порядок интерференции  $m$  в ИФП многократного отражения чрезвычайно высок. То есть, спектральный интервал (область свободной дисперсии), который можно анализировать с помощью интерферометра Фабри – Перо, весьма мал. Поэтому перед этим интерферометром обычно располагают светофильтр или другой спектральный прибор, вырезающий полосу  $\Delta\lambda$ .

Как уже отмечалось, интерферометр Фабри-Перо является спектральным прибором с высокой разрешающей способностью, поэтому он может быть использован для исследования тонкой структуры спектральных линий. Разрешающая способность спектрального прибора определяется отношением:

$$R = \lambda / \delta\lambda, \quad (9)$$

где  $\delta\lambda$  - минимальная разность длин волн, разрешимая прибором вблизи длины волны  $\lambda$ .

При определении  $\delta\lambda$  обычно используют условный критерий разрешения Релея, согласно которому две линии разрешаются, если их максимумы отстоят друг от друга на половину их ширины. Определяя ширину линии на уровне, на котором интенсивность падает в два раза по сравнению с максимальным значением в середине линии, можно получить из формулы интенсивности ( $I$ ) прошедшего света (4), где  $t^2 = 1 - r^2$ :

$$R \approx 2\pi L r (1 - r^2) / \lambda = \lambda / \delta\lambda. \quad (10)$$

Оценив разрешающую способность  $R$  данного интерферометра, приняв  $r^2 = (0,95)^2 = 0,9$  (коэффициент отражения по интенсивности), можно вычислить по (9)  $\delta\lambda$ , т.е. минимальную разность длин волн разрешимую вблизи длины волны  $\lambda$ .

Сначала рекомендуется, убрав линзу  $L$  и приблизив глаз к интерферометру, рассмотреть интерференционную картину невооруженным глазом и убедиться в правильной юстировке интерферометра (в параллельности его зеркал). В хорошо отъюстированном интерферометре при смещении наблюдения вправо – влево и вверх – вниз видимые размеры колец не меняются.

Затем на оптическую скамью, вплотную к интерферометру, помещают линзу  $L$ ; на расстоянии, равном фокусному расстоянию линзы, помещают матовый экран и получают на нем изображение интерференционных колец. Положение, в котором кольца максимально четкие, будет соответствовать фокусному расстоянию  $f$  линзы  $L$ .

### 3. Задачи и объекты исследования

1. Измерьте диаметры и ширину нескольких колец в интерференционной картине. Для получения наиболее точных результатов следует провести измерения до пяти колец.
2. По формуле (6) рассчитайте длину волны  $\lambda$ , приняв постоянную интерферометра  $L$  равной 0,300 мм, а фокусное расстояние линзы  $f$  равным  $(20,3 \pm 0,2)$  см.
3. По формуле (7) вычислите ширину спектра  $\delta\lambda$ .
4. По формуле (10) оцените разрешающую способность интерферометра и найдите различие в длине волны ( $\delta\lambda$ ), при котором две линии еще могут быть разрешены.

### 4. Протокол измерений

1. Проведя измерения диаметров  $i, j$  колец, запишите их в таблицу

$i, j$	1	2	3	4	5	...
$D$						
$\delta D$						

2. Рассчитайте длину волны для всех колец, имеющих разницу в порядках интерференции большую 1 ( $j - i > 1$ ), по аналогичной (6) формуле:

$$\lambda = L (D_j^2 - D_i^2) / (4f^2(j - i))$$

3. Найдите среднее значение  $\lambda$ :

$$\bar{\lambda} = \sum \lambda_i / n,$$

где  $n$  – общее количество (объем выборки) всех посчитанных  $\lambda$ ;

4. Оцените ошибку вычисления. Для этого вычислим средне квадратичную ошибку (СКО) измерений, т.е. среднее отклонение случайной величины  $x = \lambda$  от  $\bar{\lambda}$  по общей формуле:

$$S_n = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\bar{x} - x_i)^2}{n - 1}}$$

Вероятность того, что истинное значение  $\lambda$  лежит в интервале  $(\bar{\lambda} - \Delta\lambda; \bar{\lambda} + \Delta\lambda)$  – есть доверительная вероятность  $\alpha$  для доверительного интервала  $\Delta\lambda = S_n t_{\alpha, n} / n^{1/2}$ , где  $t_{\alpha, n}$  – квантиль Стьюдента для доверительной вероятности  $\alpha$  и количества измерений  $n$ .

Например, если  $\alpha = 0.95$ ,  $n = 5$ ,  $S_n = 0,0061$ , тогда из таблицы коэффициентов Стьюдента  $t_{\alpha,n} = 2.8$  и  $\Delta\lambda = 0.008$  – случайная ошибка. Вычислите случайную ошибку длины волны для доверительной вероятности  $\alpha = 0.95$ , взяв коэффициент Стьюдента из таблицы приложения №2.

5. Если случайная ошибка сравнима по величине с систематической ошибкой (ошибкой прибора, в данном случае, с погрешностью штангенциркуля), тогда общая ошибка вычисляется по формуле:

$$\Delta x = \sqrt{\Delta x_{\text{случ.}}^2 + \Delta x_{\text{систем.}}^2} .$$

Здесь в качестве систематической ошибки необходимо брать ошибку в определении фокусного расстояния линзы  $\Delta x_{\text{систем}} = 100 \text{ \AA}$ .

Вычислите относительную случайную ошибку. Найдите общую относительную ошибку по формуле:

$$\varepsilon = \sqrt{\varepsilon_{\text{систем}}^2 + \varepsilon_{\text{случ}}^2} .$$

За относительную систематическую ошибку принять  $\varepsilon_{\text{систем}} = 1.5 \%$ .

В приложении №2 приведена страничка ГОСТ алгоритмов метрологической проработки статистической обработки экспериментальных данных физических измерений.

Запишите длины волн для  $\alpha = 0.95$  в виде  $\lambda = \bar{\lambda} \pm \Delta\lambda$ .

Рассчитайте среднее значение ширины спектра  $\delta\lambda$  по формуле (7):

$$\delta\lambda = \lambda D \delta D / 4f^2,$$

где  $D$  – диаметр кольца  $i$ -того порядка;  $\lambda$  – найденная длина волны;  $\delta D$  – ширина кольца  $i$ -ого порядка;  $f$  – фокусное расстояние линзы. По приведенным в пунктах 4 и 5 формулам вычислите абсолютную и относительную ошибку вычисления  $\delta(\delta\lambda)$  ширины спектра:

$$\Delta x_{\text{систем}} = 0.1 \text{ \AA}, \quad \varepsilon_c = 5.9 \%$$

$$\delta\lambda = \bar{\delta\lambda} \pm \delta(\delta\lambda), \quad \text{для } \alpha = 0.95.$$

6. Оцените разрешающую способность интерферометра Фабри – Перо с помощью формулы (10):  $R \approx 2\pi Lr/\lambda(1-r^2)$ , приняв коэффициент

отражения  $r^2 = 0.95$ . По формуле (7) вычислите минимальную разность длин волн  $\delta\lambda$ , при которой еще различимы две соседние линии.

## 5. Описание результатов исследования

### Литература

1. <Эффект Зеемана>.Электронный ресурс.- Режим доступа: <[http://commons.wikiimedia.org/wiki/File:Transverse\\_Zeeman\\_effect.jpg?useleng=ru](http://commons.wikiimedia.org/wiki/File:Transverse_Zeeman_effect.jpg?useleng=ru) >. Дата обращения 12.05.2005
2. Christopher J. Foot Atomic Physics. – 2004 – ISBN, v.3, 9780198506966
3. Д.В.Сивухин. Атомная и ядерная физика. /М.: Физматгиз, 2002, т.5, -784 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №8  
«Исследование эффекта Брюстера  
на диэлектрическом транспоранте Ламберта»

### Введение

Эффект Брюстера самое таинственное явление взаимодействия света с веществом, когда отражённый от диэлектрика свет вдруг оказывается 100% линейно поляризованным.

Поляризация света это простейшая физическая модель представления поперечных волн поля электромагнитных гармонических колебаний  $E, H$  в пространственно-временном  $x, t$  континууме вида  $E(t)=A(x)\cos(\omega t+\varphi)$ , где амплитуда  $A=\max|E|$ ,  $\omega=2\pi/T$  – круговая частота и  $\varphi$  - начальная фаза (при  $t=0$ ).

Плоскость, натянутая на луч распространения и магнитную компоненту поля при сохранении её ориентации в пространстве, является основной плоскостью линейной 100% поляризации.

Но, если транспорант имеет статистически развитую шероховатость и равномерно во все стороны рассеивает своё ламбертовское переизлучение, то возникает азартное желание погасить его причём строго (узко колиммировано) под углом Брюстера...

Польза от подобного исследования очевидна – показатель преломления одним взглядом.

### 1. Теоретические основы

Классические коэффициенты Френеля ( $R^{p,s}$ ) для планарных р- и сагитальных (ортогональных) s- компонент относительно плоскости падения при косом падении ( $\varphi_{j,j+1}$ ) на идеальную границу раздела  $j, j+1$  сред с комплексными показателями преломления  $m_j = n_j - ik_j$  имеют вид:

$$R_{j-1,j}^p = \frac{m_j \cos(\varphi_{j-1}) - m_{j-1} \cos(\varphi_j)}{m_j \cos(\varphi_{j-1}) + m_{j-1} \cos(\varphi_j)} = \frac{\operatorname{tg}(\varphi_{j-1} - \varphi_j)}{\operatorname{tg}(\varphi_{j-1} + \varphi_j)} \quad (1)$$
$$R_{j-1,j}^s = \frac{m_{j-1} \operatorname{Cos}(\varphi_{j-1}) - m_j \operatorname{Cos}(\varphi_j)}{m_{j-1} \operatorname{Cos}(\varphi_{j-1}) + m_j \operatorname{Cos}(\varphi_j)} = -\frac{\sin(\varphi_{j-1} - \varphi_j)}{\sin(\varphi_{j-1} + \varphi_j)}$$

Принятое в эллипсометрии отношение компонент (1) приводит к основному уравнению эллипсометрии (ОУЭ) Друде для этой модели вида:

$$R = R^p/R^s = \operatorname{tg}(\Psi) \exp\{i\Delta\} = - \frac{\cos(\varphi_j + \varphi_{j+1})}{\cos(\varphi_j - \varphi_{j+1})}. \quad (2)$$

В формуле (2) корень функции  $R=0$  (особенно её модуля  $\operatorname{tg}\Psi=0$ ) зависит от обращения в ноль планарной компоненты  $R^p=0$ , что в свою очередь возможно когда углы отражения и преломления на границе составляют  $90^\circ$ . Следовательно, угол преломления  $\varphi_{j+1}=90-\varphi_j$  и закон Сенллиуса переходит автоматически в закон Брюстера:

$$\frac{\sin(\varphi_j)}{\sin(\varphi_{j+1})} = \frac{m_{j+1}}{m_j} = \frac{\sin(\varphi_j)}{\cos(\varphi_j)} = \operatorname{tg}(\varphi_{\text{Бр}}) = m. \quad (3)$$

На рис. 1 даётся геометрическая интерпретация разделения планарных (р-линии на лучах света) и сагиттальных (точки, как брёвнышки, на лучах света) компонент электрического вектора ЭМ поля.

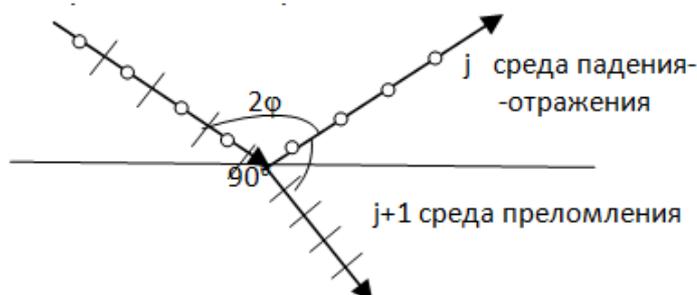


Рис.1. Распределение компонент ЭМ поля на лучах света.

Согласно рис. 1 интуиция подсказывает, что сагиттальные «брёвнышки» имеют возможность беспрепятственно отразиться на границе раздела сред, тогда как планарные вектора  $E$  поля всегда «сцеплены» с физическими средами. Та же интуиция подсказывает, что 100% потеря планарной компоненты при сохранении сагиттальной происходит в положении их проективной независимости в ортогональных ( $90^\circ$ ) лучах.

Таким образом, эффект Брюстера приводит к тому, что в диэлектрических средах оба луча света оказываются 100% поляризованными. При этом отражённый луч можно погасить вертикально пропускающим поляридом, а проходящий, наоборот, при горизонтальной ориентации пропускающего.

Это означает, что в проходящем свете уравнение Друде (2) теряет смысл, т.к. не будет иметь корней кроме сингулярности типа 1/0 из-за полного сохранения сагиттальных волн только во внешней среде.

В эллипсометрических приборах углы Брюстера в отражённом свете непосредственно нельзя измерить, так как при любом повороте задающего поляризатора (Р) на этих углах  $\varphi_{\text{Бр}}$  отражённый свет будет погашен анализатором (А) однажды, и это гашение будет сохраняться постоянно.

Амплитудно-фазовые  $\Psi$ - $\Delta$  параметры состояния поляризации отражённого света являются при этих измерениях простой линейной комбинацией чётких азимутов поляризаторов прибора (Р и А), тогда как при углах Брюстера эта чёткость нивелируется.

В проходящем свете амплитудно-фазовых эллипсометрических приборов прямое измерение углов Брюстера в среде падения было бы возможным по критерию  $\Psi=90^\circ$  или  $\text{tg}\Psi(\varphi_{\text{Бр}}) \rightarrow \infty$ .

Однако ОУЭ для сохранения брюстеровского корня за счёт отсутствия сагитальных компонент в проходящем свете резонно записать в обратной форме по сравнению с (2):

$$\rho = R^s/R^p = \text{tg}(\Psi_{\text{прох}}) \exp\{i\Delta_{\text{прох}}\} = - \frac{\cos(\varphi_j - \varphi_{j-1})}{\cos(\varphi_j + \varphi_{j-1})}. \quad (4)$$

Правые части (2) и (4) обратны друг другу, но при условии  $\varphi_{\text{отр}} + \varphi_{\text{прел}} = 90^\circ$  знаменатель (4) противоречиво обращает  $\text{tg}(\Psi_{\text{прох}}) \rightarrow \infty$ , хотя  $R^s = 0$ . Следовательно, для проходящего света следует использовать транзитивные коэффициенты Френеля для идеальных границ вида:

$$\tau_{j,j-1}^p = \frac{2m_{j-1} \cos(\varphi_{j-1})}{m_j \cos(\varphi_{j-1}) + m_{j-1} \cos(\varphi_j)} = \frac{2 \sin(\varphi_j) \cos(\varphi_{j-1})}{\sin(\varphi_{j-1} + \varphi_j) \cos(\varphi_{j-1} - \varphi_j)}$$

$$\tau_{j,j-1}^s = \frac{2m_{j-1} \cos(\varphi_j)}{m_j \cos(\varphi_{j-1}) + m_{j-1} \cos(\varphi_j)} = \frac{2 \sin(\varphi_j) \cos(\varphi_{j-1})}{\sin(\varphi_{j-1} + \varphi_j)}.$$

Тогда:

$$\rho_{\text{прох}} = T_{j,j-1}^s / T_{j,j-1}^p = \cos(\varphi_{j-1} - \varphi_j), \quad (5)$$

где, согласно (3),  $\varphi_j = \arcsin[\sin(\varphi_{j-1})m_{j-1}/m_j] < \varphi_{j-1}$ , если  $m_{j-1} < m_j$  (преломляющая среда более плотная).

## 2. Описание экспериментальной установки

На рис. 2 представлена принципиальная схема упрощённых измерительных процедур по сравнению с работой на эллипсометрических приборах типа ЛЭФ-2, -3М и др.

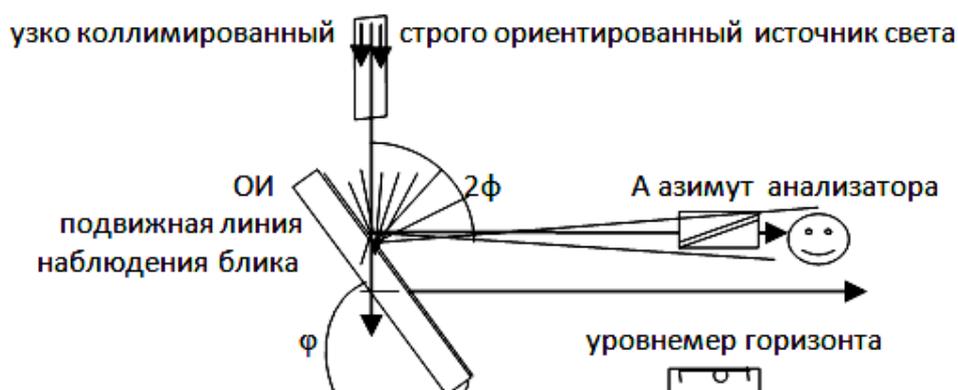


Рис. 2. Схема диффузно отражающего ОИ.  
 $\phi$ -транспортер ориентации ОИ относительно линии горизонта.

## 3. Задачи и объекты исследования

Для апробации поставленных в теоретической части задач Друде ОУЭ осуществлён машинный эксперимент, объектом исследования в котором была выбрана вода.

Вещественная функция (5) от угла падения монотонно падает от 1, что и требовалось в (4). Для минимума (5) в области  $0 < \phi < 90^\circ$  требуется обращение её производной (или дифференциала) в ноль:

$$d \cos(\phi_{j-1} - \phi_j) = -\sin(\phi_{j-1} - \phi_j)[d\phi_{j-1} - d\phi_j] \leq 0.$$

В случае комплексного описания (4) и (5) решения восстанавливают экстремальные свойства.

## 4. Протокол измерений

Результаты тестовых данных для воды представлены графиками на рис. 3 и рис. 4.

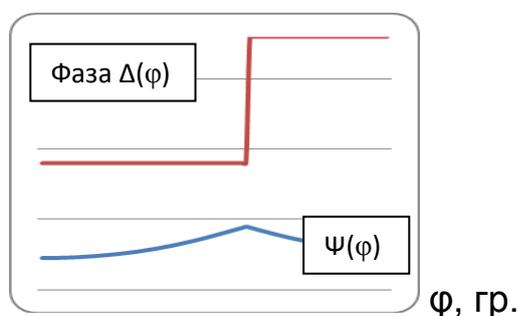


Рис.3.  $\Psi(\phi)$ - $\Delta(\phi)$  решения (2) для воды.

Из представленных на рис. 3 данных видно, что решения комплексного ОУЭ отражают эффект Брюстера (экстремум амплитудной функции  $\Psi(\varphi_{\text{экстр}})$  и скачок  $\Delta(\varphi)$  от  $\pi$  до  $2\pi$  фазовой).

## 5. Описание результатов исследования

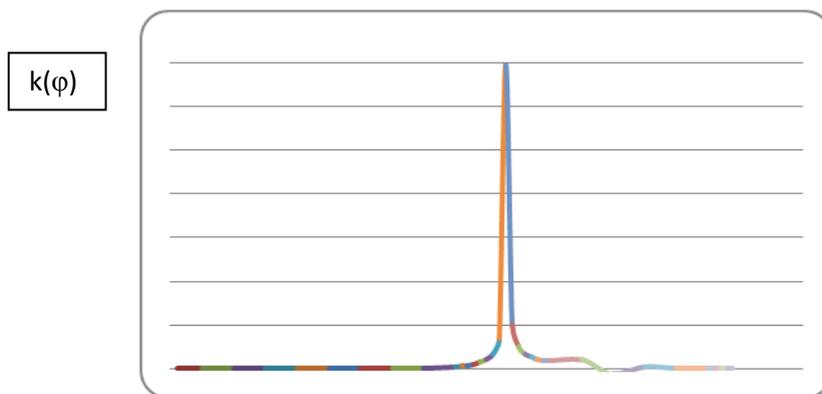


Рис.4. Аномальное поведение экстинкции у воды.

Расчеты выполнены для воды [1]  $m_2=1,33333333(3) - i \cdot 2,9 \cdot 10^{-9}$  на воздухе  $m_1=1,0002765 - i \cdot 10^{-9}$ .

Показатель преломления ОИ на воздухе оценивается по формуле Брюстера (3):

$$m = \operatorname{tg}(\varphi_{\text{extr}}).$$

Чем уже и строже коллимирован источник освещения ОИ, тем проще визуально наблюдать гашение бликов от ламбертовского источника отражения путём вращения азимута поляризатора (А) над плоскостью отражения. Точность определения  $\varphi_{\text{extr}}$  зависит только от точности транспортирного задания угла  $\varphi$  ориентации ОИ относительно линии горизонта. И это единственная измеряемая величина

## 6. Контрольное задание на независимые измерения:

- Установить вертикальный отвес в виде жёсткого  $90^0$  уголка.
- Проверить горизонтальным уровнем ориентацию уголка.
- Вертикально укрепить подручным крепежом осветитель.
- Расположить формирователь светового пучка по лучу от источника.

- Проверить расходимость лучей ( $x$ ) по линейным размерам выходной диафрагмы ( $a$ ) и светового пятна ( $b$ ) на известном удалении ( $c$ ) экрана:  $x = (b-a)/(2c)$ .

- Подручным крепежом прикрепить рамку ОИ с ромбоидным транспортиром.

- Установить с помощью четырёх винтов и уровнемера платформу положений ОИ строго горизонтально.

- Найти угол Брюстера по полному гашению при вращении А зеркально расположенного блика.

## **6. Выводы**

Показатель преломления совпадает с данными ОИ в рамках расходимости ( $x$ ) световых лучей:

$$n - n_{OU} = (1+n^2)x.$$

## **Литература**

С.А.Асманов, С.Ю.Никитин. Физическая оптика./М. МГУ, 2004, - 654 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №9  
«Исследование показателя преломления  
поверхности в поле волн Релея»

**Введение**

Физические свойства поверхности веществ принципиально отличаются от объёмных в количественном отношении.

Действительно, поверхность это гетерофазная граница раздела физических сред, обогащённая энтропийными (структурными) и энергетическими флуктуациями параметров от их объёмных значений. Гомофазная решётка объёма вблизи поверхности деформируется из-за различия действующих в них сил. Значит и плотность вещества вблизи поверхности отличается от объёмных значений, равно как и связанные с нею параметры поляризуемости (показатели оптической плотности – преломления и экстинкции, т. е. светоослабления). Последнее существенно зависит от энергетических ловушек этой поверхности.

Обычно, в силу малости различий названных эффектов, их отличия незаметны. Так, показатели преломления ( $n$ ) зеркальной поверхности диэлектриков считаются эквивалентными их объёмным значениям и определяются простым законом Брюстера (при наблюдении под углом Брюстера):

$$n = \operatorname{tg}(\varphi_{\text{Бр}}). \quad (1)$$

Дифференцируя (1) легко получить оценки всевозможных погрешностей  $\Delta = |d|$ :

$$d[n(\varphi)] = d \operatorname{tg}(\varphi) = d[\sin(\varphi)/\cos(\varphi)] = d\varphi/\cos^2(\varphi) = d\varphi[1 + \operatorname{tg}^2(\varphi)] = (1 + n^2)\Delta\varphi = \Delta n.$$

Из полученных соотношений видно, что неточность оценок по формуле (1) прямо связана с угловой расходимостью лучей как из-за плохой коллинеарности, так и сильного рассеяния света.

**1. Теоретические основы**

Проблемы намеченные во введении имеют двоякое решение.

Во-первых, за счёт использования лазерных источников освещения планарных участков границ, расходимость лучей которых достигает значений  $\Delta\varphi = 0,001$  миллирад  $\approx 57 \pi/180 \approx 10^{-6}$ . Это означает, что метод

Брюстера гарантирует пять правильных цифр после запятой для показателя преломления.

Известно, что тепловые флуктуации приводят к вариациям этого показателя тоже в шестом знаке после запятой. Таким образом, при хорошей термостабилизации для повышения точности измерений требуется аппаратными способами понижать расходимость, повышая коллинеарность лучей и, во-вторых, понижать рассеяние от поверхности, повышая степень обработки его зеркальной поверхности уничтожением механической шероховатости сколов или распилов.

Физический предел в этих гонках за гладкостью границ и параллельностью лучей зависит от реальной потребности в числе верных знаков после запятой у показателя преломления.

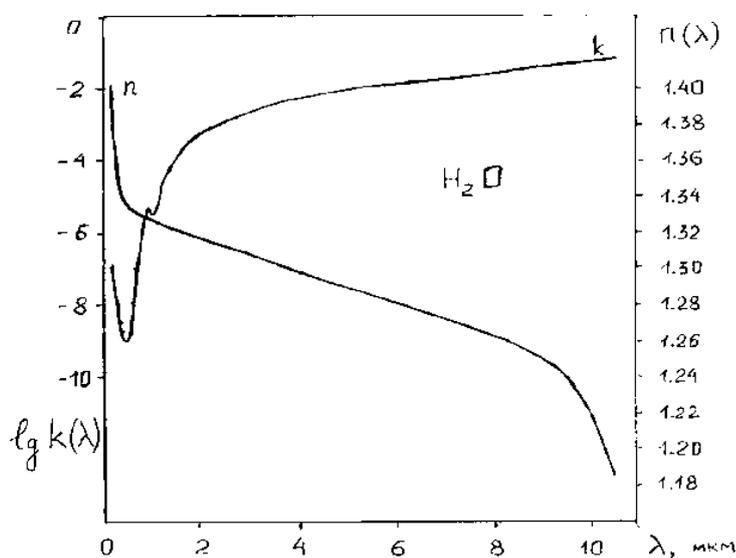


Рис.1. Спектры компонент комплексного показателя преломления воды.

На длине волны  $\lambda=632.8$  нм, например, вода имеет (см. рис. 1) показатель преломления  $n= 4/3=1,333(3)$ , а показатель поглощения можно оценить через погонный коэффициент поглощения  $\alpha$  (Бугера) по формуле:

$$k_{\text{дисп}} = \frac{\lambda}{4\pi} \alpha \approx 0.00304(6.328/12.56)10^{-5} = 1.5 \cdot 10^{-8}.$$

Это позволяет определить комплексный показатель преломления  $m=n - ik$  ( $i^2=-1$ ).

Следовательно, наиболее чувствительные методы поляризационно-оптической диагностики материалов должны обладать точностью до 9, 10 знаков компонент  $m$  после запятой.

Т.о., задачи лабораторной работы состоят в том, чтобы использовать ультразвуковой контроль ЛРН№10 «Исследование акустооптического

дефлектора» для создания поля шероховатости волн Релея и, во-вторых, измерить показатель преломления поверхности(1), а, в третьих, установить их корреляционную связь с параметрами шероховатости в амплитудах волн Релея.

Такой анализ даёт возможность подтвердить и проверить эмпирическую связь между классами шероховатости поверхности и вариациями её оптических параметров [1].

## 2. Описание экспериментальной установки

Схема прибора эллипсометрического типа представлена на рис.2.

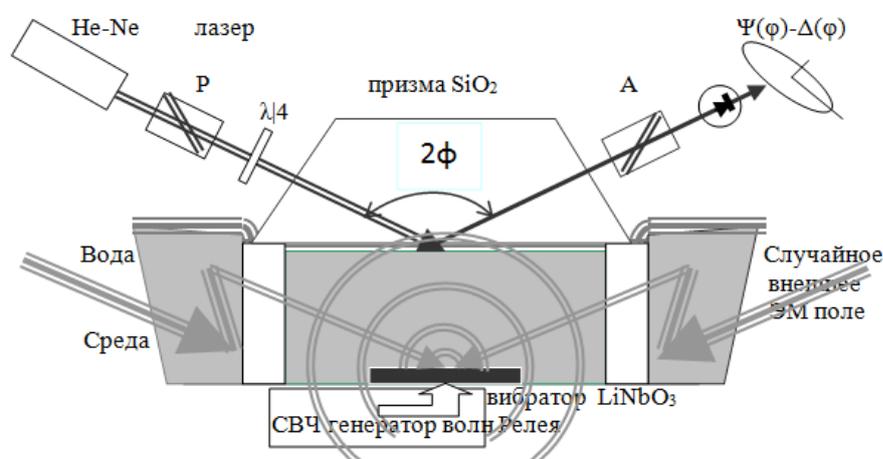


Рис. 2. Измерительная схема оптических констант на поверхности среды.

Эллипсометрическая аппаратура на рис. 2 представлена лазером, линейными кристаллами P и A линейных поляризаторов, по азимутам которых ( $0^{\circ} < P, A < 360^{\circ}$ ) и определяются амплитудно ( $\Psi(\varphi)$ ) фазовые ( $\Delta(\varphi)$ ) параметры поля отражения от исследуемой поверхности при косом падении света под углами  $\varphi < 90^{\circ}$ , а также четверть волновым круговым поляризатором-компенсатором  $\lambda/4$  (632.8 нм).

При использовании жидких сред измерения производятся под высокопрозрачной призмой  $\text{SiO}_2$  ( $n_{\text{SiO}_2} = 1.46$ ) с нормальным падением на боковые грани.

Акусто-оптическая часть аппаратуры на схеме рисунке 2 представлена высокочастотным СВЧ генератором, ультразвуковым вибратором на кристалле  $\text{LiNbO}_3$  и селективным детектором сигналов ФЭУ на типовом вольтметре.

### 3. Задачи и объекты измерений

Непосредственно измеряемыми величинами в нуль-эллипсометрии являются азимуты положения поляризатора (P) и анализатора (A) при самом глубоком (глобальном) гашении сигнала U на ФЭУ. По паре этих азимутов, полученных в независимых измерительных зонах гашения ( $U \rightarrow 0$ ), простыми линейными преобразованиями, косвенно определяют два амплитудно-фазовых параметра  $\Psi(\varphi)$  и  $\Delta(\varphi)$  эллипса поляризации отражённого от объекта исследования света:

$$\Psi = \frac{|A_1 - A_2|}{2} \quad (2)$$

$$\Delta = P_0 - (P_1 + P_2)$$

Согласно этим формулам (2), амплитудная функция от углов падения  $\Psi(\varphi)$  должна при углах Брюстера для идеальных диэлектриков стать равной нулю, т.е. азимуты  $A_{1,2}$  должны стремиться друг к другу. Это всегда можно достичь, поскольку зоны измерений при добавлении  $180^\circ$  к любым азимутам, задающим полное гашение, повторяют это гашение с хорошей точностью, зависящей от совершенства оптических элементов прибора.

Фазовая функция  $\Delta$  в (2) за счёт удачного подбора константы  $P_0$  должна воспроизводить для диэлектриков скачок от  $180^\circ$  до  $0^\circ$  или до  $360^\circ$ . Сигнал гашения U, к сожалению, не стабилен и варьируется в широких пределах (см. табл. 1).

В [1] удалось установить эмпирическую связь между сигналом гашения  $U(R_z)$  и  $R_z$  – классом шероховатости, представленными в таблице 1. Из этих данных видно, что высокий класс соответствует низким ГОСТ линейных  $R_z$ .

Таблица №1.

Связь классов шероховатости с максимальным уровнем аномального отражения деполяризованного светорассеяния

Класс шероховатости	15 ГШП	14 ОШП	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4
$X = \ln(R_z)$	-5.5	-4	-3.22	-2.5	-1.8	-1.1	-0.5	0.22	0.92	1.6	2.1	3
$U(R_z), \text{ у.е.}$	0.03	0.3	3	30	72	95	105	102	85	50	13	1.5

На рис. 3 приводится схема метрологической поверки шероховатости зеркал (Иогансона).

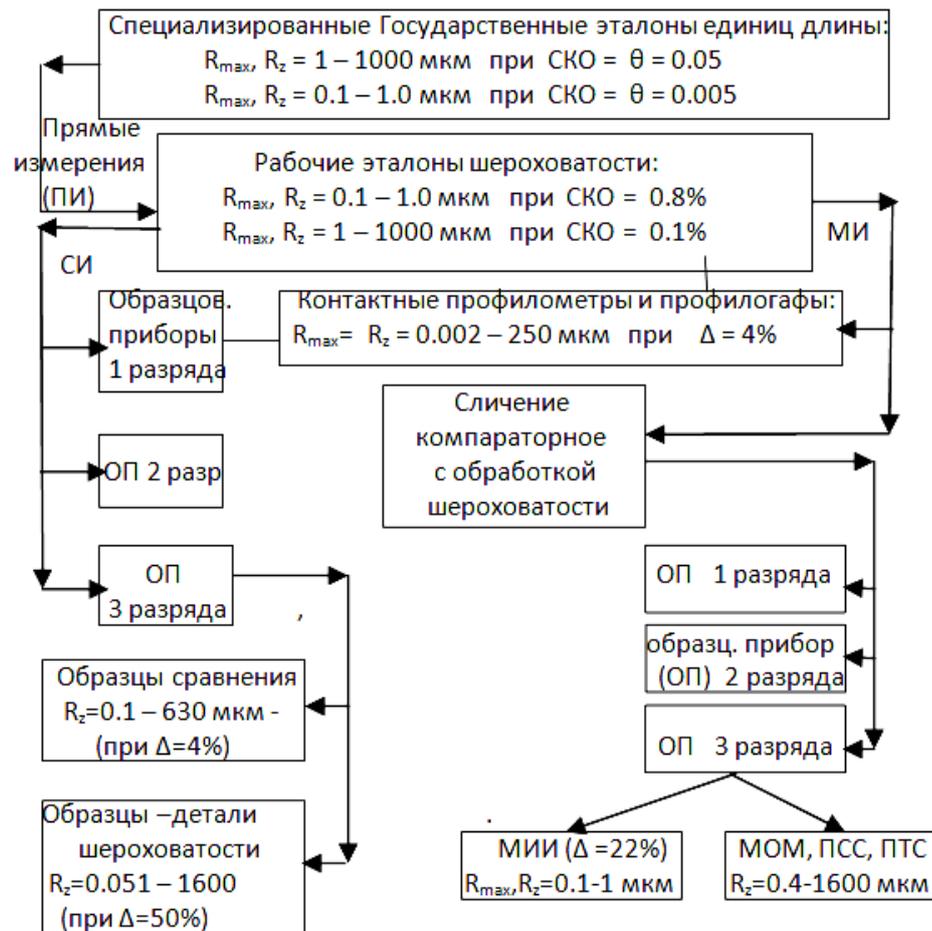


Рис. 3. Метрологическая технология контроля шероховатости

Понятно, что при росте шероховатости зеркальная компонента отражённого света может из-за рассеяния практически упасть до нуля, равно как и наоборот - предельно гладкое зеркало не рассеивает свет в широком диапазоне углов  $U(\varphi) \rightarrow 0$  кроме зеркального.

Таким образом, функция  $U(\varphi)$  между нулями гашения может достигать экстремум для крайних же значений уровней шероховатости.

В истории развития МОП негласно появился 15 класс ГОСТ на шероховатость при шлифовке-полировке высокопрозрачных оптических стекол и зеркал. Он вскоре разбился на два подкласса оптической чистоты обработки поверхности ОШП (метод оптической шлифовки-полировки) и ГШП (глубокой оптической шлифовки-полировки). Позже появился режим обработки сверх глубокой (СГШП). Это развитие спецификации измерения шероховатости в оптике заменилось просто на три категории качества обработки оптических стёкол (КОС).

#### 4. Протокол измерений

Картины типового поведения индикаторного сигнала  $U(\varphi)$  для разных материалов (от зеркала водной глади, стекла К-8, бархатной шлифовки чёрного базальта до мерных зеркал стали Иогансона) на разных приборах серии ЛЭФ-2 и ЛЭФ-3М, показаны на рисунках 4.

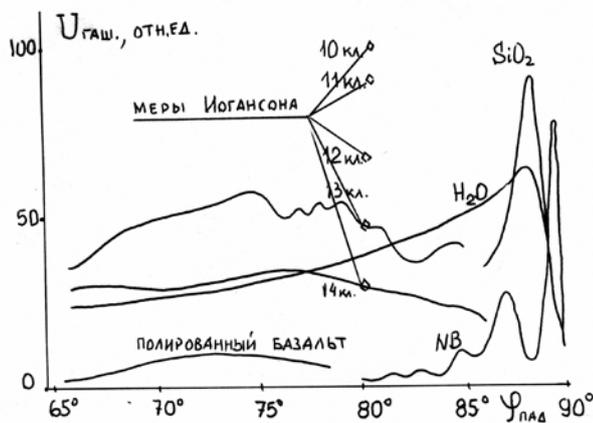


Рис.4. Типовые эксперименты.

#### 5. Описание результатов исследования

На рис. 5 представлен ожидаемый экстремальный ход функции гашения  $U(\varphi)$  поляризованного света по максимумам значений  $U(\varphi_m)$  его индикатрис аномального отражения в зависимости от заданного или ожидаемого класса шероховатости, или их логарифмического эквивалента. По этим данным МНК была получена аппроксимация упрощённого полиномиального вида:

$$U(x) = -14.057X^2 - 7.785X + 104.393 . \quad (3)$$

Проверка правильности обобщённого закона (3) для оценки оптической шероховатости  $U(x)$  проводилась для мерного зеркала Иогансона 13 класса, не вошедшего в набор данных для МНК статистической обработки измерений.

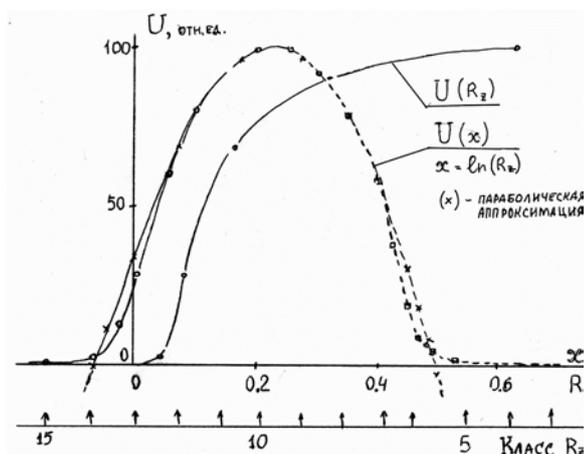


Рис.5. Корреляция сигналов гашения с  $R_z$  зеркал.

Для него была рассчитана величина  $U(x)$  по формуле (3), которая удовлетворительно легла в ряд данных таблицы №1 при экспериментальной проверке сигнала гашения  $U(\varphi_m)$ , которые в пределах ошибок (10%) совпали с расчётной аппроксимацией.

#### **Задание на независимые измерения:**

1. Собрать установку акустооптического возбуждения волн Релея.
2. Расположить кристалл для эллипсометрических измерений на столике гониометра Г-5.
3. Проанализировать корреляцию показателя преломления с  $R_z$  волн Релея.
4. Проанализировать корреляцию показателя экстинкции с  $R_z$  волн Релея.
5. Проанализировать корреляцию сигналов гашения  $U$  с  $R_z$  волн Релея.
6. Подобрать формулы численной аппроксимации полученных корреляций.

Шероховатость – генетическое свойство межфазных границ вещества. Она существует и на атомарном уровне реальных физических границ в виде ионно-электронного ландшафта Фурье-распределения модулей волновых функций для разных моделей.

#### **Литература**

1. Алексеев С.А., Прокопенко В.А.Т., Скалецкий Е.К., Туркбоев Б.А., Орлова Е.Е. , Майорова О.В. Введение в прикладную эллипсометрию. Часть1. /С-Пб, ИТМО, 2005, – 196 с.
2. Скалецкая И.Е. Введение в прикладную эллипсометрию. Часть 2./ ИТМО, 2007, – 172 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №10  
«Исследование акустооптического дефлектора»

**Введение.**

Работа посвящена исследованию явления световой дифракции Рамана-Ната и Брэгга на акустических волнах дефлектора. Акустические волны обычно генерируются возбуждением механических колебаний звуковой частоты от единиц герц до десятков килогерц или более высокочастотного диапазона в однородных средах жидкостей, стёкол или кристаллов.

Такие гармонические колебания сопровождаются линейными механическими деформациями растяжения-сжатия, периодически сменяющимися друг друга, порождая бегущие или стоячие волны.

Если в упругой среде возникает точечное возбуждение, то оно без потерь энергии обычно изотропно, кроме кристаллов, переходит во все точки среды бегущими волнами. Известно, что все точки пространства по Гюйгенсу-Френелю локально преобразуют энергию возбуждения в потенциальную и кинетическую энергии колебаний среды, создавая в ней эквифазные структуры.

Вследствие эффекта фотоупругости сред механические напряжения приводят к регулярным же обратимым изменениям их диэлектрической проницаемости ( $\epsilon$ ) и, соответственно, показателя ( $n$ ) преломления света ( $n^2 = \epsilon$ ) вплоть до их обобщённых комплексных форм  $\epsilon_{\text{real}} + i\epsilon_{\text{immor}}$  =  $(n - ik)^2$ , где  $n$  – показатель преломления света и  $k$  – показатель экстинкции (светоослабления за счёт поглощения и/или рассеяния), а мнимая единица  $i^2 = -1$ .

При взаимодействии когерентного света с деформируемым веществом возникает целый спектр различных картин дифракции, основная особенность которой состоит как в отклонении от прямолинейности распространения света и в расщеплении его на несколько каналов лучей. Такая среда ведёт себя как дифракционная решётка.

Таким образом, в акустооптических средах могут образовываться подвижные периодические слои волновых фронтов с отличающимися показателями преломления, которые за периоды ( $T = 1/f$ ) колебаний с определённой частотой ( $f$ ) при движении со скоростью звука, размывают мгновенные картины слоёв, идущих друг за другом с фазовой скоростью ( $v$ ) на расстояниях половины длины звуковой волны  $\Lambda = vT$ .

При прохождении (отражении) света на таких решётках возникает мгновенная же дифракция. Стробоскопическая картина через каждые  $T$

периоды, по-видимому, была бы стабильной (псевдо постоянной). Тем не менее, возникает вопрос о физическом смысле поиска во времени всех спектров картин дифракции световых волн на акустических неоднородностях упругих сред.

## 1. Теоретические основы

Различают два режима возникновения дифракции, которые отличаются разными спектрами их картин: Рамана-Ната и Брэгга.

Дифракция Рамана-Ната ожидается при низких частотах звуковых полей ( $T=1/f \rightarrow \infty$ ) и малой длине перекрытия световых ( $l$ ) и звуковых ( $d$ ) полей ( $l \geq d$ ). Однако эти предпосылки противоречивы, т.к. размеры  $d$  имеют величину значительного порядка нескольких длин звуковых волн  $\Lambda = vT \rightarrow \infty$ .

Возникает софизм – кажущееся противоречие, разрешение которого можно свести к раскрытию неопределённости типа:  $\lim \Lambda \rightarrow v/f \approx [0]/[0]$ , например, за счёт  $v \rightarrow 0$ . Физически это могло бы означать статичность волн.

Однако это, в свою очередь, возможно только для стоячих, а не бегущих волн. Ведь только встречные волны способны гасить скорость. Следовательно, их период (частота) остаются независимы и произвольными.

На рис. 1 приводится принципиальная схема получения дифракции света от лазера на генерируемой в звукопроводе акустической решётке, часть которой в виде поверхностных волн Релея нарисована вне границы среды с периодами  $d=\Lambda$ .

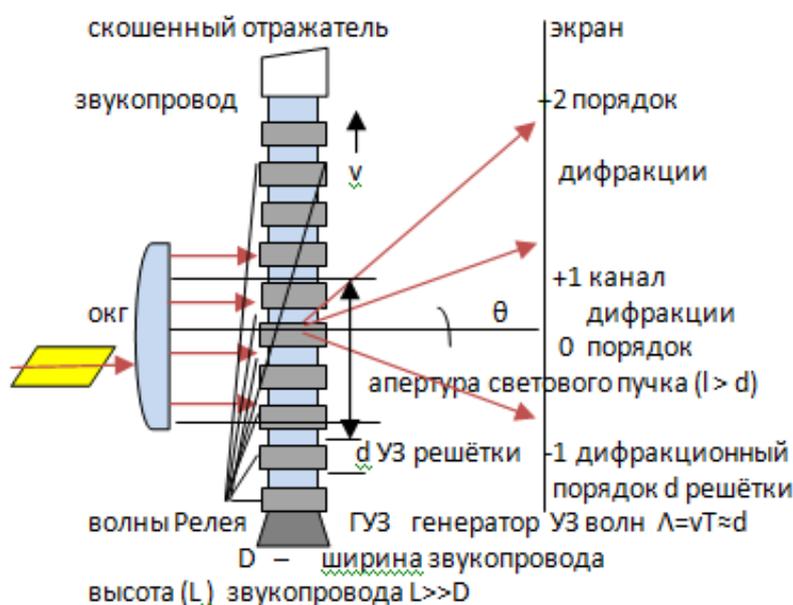


Рис.1. Вид звукопровода сбоку.

При нормальном падении света, т.е. при падении параллельно волновым фронтам звуковых волн, дифракционный спектр картины Рамана-Ната (рис. 1) симметрично расположен от оси пучка (по положению 0-порядка) картинами дифракционных максимумов и минимумов света.

То есть, эта картина является обычной дифракцией на плоской d-решётке m-ых порядков канализации световой энергии лучей со спадающими (по Бесселю) интенсивностями:

$$d \sin(\theta_m) = m \lambda, \quad (1)$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Здесь  $\theta_m$  – угловое направление на дифракционный максимум m-ого порядка,  $\lambda$  – длина световой волны в веществе.

Знаки целого индекса m в (1) выбираются положительными для лучей, расположение которых совпадает с направлением распространения звука в среде, и отрицательными - для лучей обратного хода. Для бегущей звуковой волны частота света (F) меняется в соответствии с эффектом Доплера. Предположительно она сдвинута относительно частоты падающего света  $\omega$  на величину  $2\pi f m$ , пропорциональную акустической частоте f, и равна сумме  $F = \omega + 2\pi f m$ .

Второй тип дифракции Брэгга обычно отождествляется с проявлением только двух максимумов в спектре дифракционных картин при  $m=0, +1$  или  $m=0, -1$  в соответствии с формулой (1). Отсюда следует, что высокие  $|m| > 1$  порядки пропадают тогда, когда  $\theta=90^\circ$ , его  $\sin(90^\circ)=1$  и, соответственно,  $\lambda=d=\Lambda=vT=v/f$ :

$$\sin(\theta_m) = m \lambda / \Lambda = m \lambda f / v. \quad (2)$$

На рис. 3 приводится схема косоугольного падения света. Угол падения  $\theta$  показан на этом рисунке без индексов. Периоды решётки (d) здесь видны как проекции (D):  $D=d\cos(\theta)$ . Кажущийся период  $D < d$  меньше рабочего периода решётки d. Это вносит дополнительную разность хода  $\Delta = d\sin\theta$  и линии дифракционной картины описывается выражением вида:

$$\Delta \sin(\theta_m) = (2m+1)\lambda/2, \quad m=0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3)$$

При косом падении света под углом  $\theta_{\text{Брэгга}}$  к нормали интенсивность первого ( $m=0$ ) максимума в спектре Брэгга ( $\theta_1=90^\circ$ ) будет наибольшей, если в (3) выполняется условие:

$$\Lambda \sin(\theta_{\text{Брэгга}}) = \lambda/2, \quad (4)$$

Из (4) угол Брэгга можно найти по формуле:

$$\theta_{\text{Брэгга}} = \arcsin[\lambda/(2\Lambda)]. \quad (5)$$

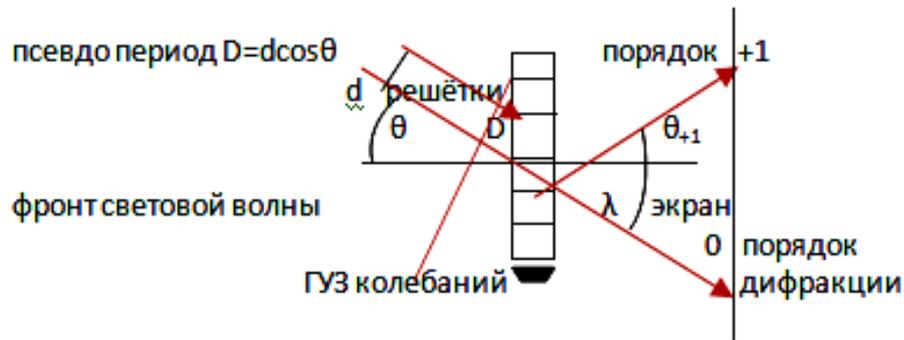


Рис.3. Дифракция света на решётке с периодом  $d$  при косом падении под углом  $\theta$  на  $D$ -решётку.

Следовательно, дифракция Брэгга при косом падении (5) возможна при обратных условиях: высоких частотах ( $f \rightarrow \infty$ ) и большой длине взаимодействия участков решётки со светом ( $l \gg d$ ).

Физическая интерпретация этих двух различных типов дифракции состоит в следующем. На низких частотах при малой длине взаимодействия направление распространения падающего света внутри области взаимодействия остается прямолинейным. Оптическая неоднородность среды, связанная с изменением показателя преломления, влияет только на фазу света, прошедшего через акустический столб. Для света роль акустической волны в этом случае сводится к созданию движущейся со скоростью звука фазовой решетки с периодом, равным периоду звуковой волны. Такая ситуация соответствует дифракции Рамана-Ната.

Поскольку дифракция света Рамана-Ната происходит по законам дифракции на обычной фазовой решетки, то именно этим и объясняется наличие эквидистантных симметричных по малым углам дифракционных максимумов, когда  $\sin\theta_m \rightarrow \theta_m \approx m \lambda/\Lambda$  при  $|m|=0, 1, 2, 3, \dots$ .

При увеличении акустической частоты или длины взаимодействия полей направление распространения падающего света внутри акустического столба уже нельзя считать прямолинейным, а возникшую периодическую структуру – считать только фазовой решеткой. Свет испытывает как фазовые, так и амплитудные возмущения, и происходит постепенный переход от дифракции на фазовой решетке к рассеянию на объемной периодической структуре (дифракции Брэгга). В переходной области при падении света под углом Брэгга наблюдаются дифракционные максимумы высших порядков, однако распределение интенсивностей становится асимметричным. Наконец, в режиме Брэгга происходит се-

лективное отражение света от движущейся периодической структуры, аналогичное явлению дифракции рентгеновских лучей на кристаллической решетке в твердом теле. При этом наблюдается нулевой и +1-й или -1-й порядок дифракции (в зависимости от геометрии взаимодействия).

В качестве критерия, разграничивающего дифракцию Рамана-Ната и Брэгга, используется параметр Клейна-Кука (Q):

$$Q = 2\pi L \lambda / \Lambda^2. \quad (6)$$

При  $Q \ll 1$  в (6) имеет место дифракция Рамана-Ната, а при  $Q \gg 1$  – дифракция Брэгга. Обычно для дифракция Рамана-Ната достаточно  $Q < 0.3$ , а для дифракция Брэгга  $Q > 4$ .

## 2. Описание экспериментальной установки

На рис. 4 представлена схема дефлектора бегущей ультразвуковой волны.

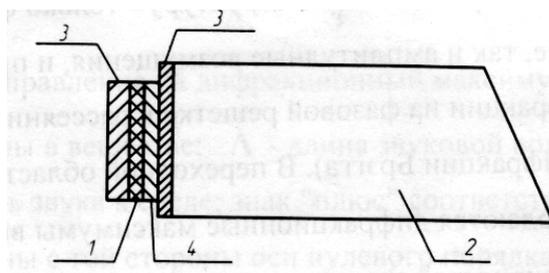


Рис.4. Схема дефлектора бегущей волны.

Дефлектор (рис. 4) состоит из пластинки пьезоэлектрика 1, называемой преобразователем; среды, в которой распространяется акустическая волна, называемой звукопроводом 2; электродов 3 и связки 4.

## 3. Задачи и объекты исследования

В 1756 г. русский академик Ф. Эпинус обнаружил, что при нагревании кристалла турмалина на его гранях появляются электрические заряды. Практическое использование ультразвука началось после открытия в 1880 году братьями Жаком и Пьером Кюри пьезоэлектрического эффекта (piezo - «давить»).

Впервые этот эффект обнаружен у горного хрусталя (кварца). При деформировании пластины кварца, на её гранях появляются противоположные по знаку электрические заряды. Это явление называется прямым пьезоэффектом.

Механизм прямого пьезоэффекта объясняется возникновением и изменением дипольного момента ( $\delta = qx$ ) элементарной ячейки кристаллической решетки в результате смещения зарядов ( $q$ ) под действием механического напряжения ( $F$ ):  $q = \gamma F$  ( $\sigma = q/s = \gamma F/s = \gamma p$ ),  $\gamma$  - пьезоупругая постоянная.

Обратный пьезоэффект (1847 г. Джеймс Джоуль) состоит в том, что при приложении к пластине переменного электрического напряжения ( $E = -\Delta\phi/\Delta x$ ) кристалл начинает изменять геометрические размеры  $x = \xi E$  с частотой прикладываемого напряжения ( $f$ ).

Механизм обратного пьезоэффекта заключается в следующем. При действии электрического поля на элементарные заряды в ячейке, происходит их перемещение и, как следствие, изменение средних расстояний между ними, то есть деформация всего кристалла.

У титаната бария и цирконата титаната свинца пьезоэффект в 100 раз больше, чем у кварца.

В общем виде уравнение прямого пьезоэффекта при воздействии однородного механического напряжения  $T_r$  записывается в виде:

$$P_i = d_{ir} T_r,$$

где  $P_i$  - компонент вектора поляризации;  $d_{ir}$  - пьезомодуль;  $T_r$  - компонент механического напряжения. Уравнение обратного пьезоэффекта имеет вид:

$$X_i = d_{ir} E_r,$$

где  $X_i$  - компонент упругой деформации;  $E_r$  - компонент напряженности поля.

Каждый пьезоэлектрик есть электромеханический преобразователь, поэтому важной его характеристикой является коэффициент электромеханической связи  $g$ . Квадрат этого коэффициента представляет собой отношение энергии, проявляющийся в механической форме для данного типа деформации, к полной электрической энергии, полученной на входе от источника питания.

Во многих случаях пьезоэлектриков существенными являются их упругие свойства, которые описываются модулями упругости  $C$  (модулями Юнга  $E_y$ ) или обратными величинами - упругими постоянными  $S$ .

При использовании пьезоэлектрических элементов в качестве резонаторов в некоторых случаях вводят частотный коэффициент, представляющий собой произведение резонансной частоты пьезоэлемента и геометрического размера, определяющего тип колебания. Эта величина пропорциональна скорости звука в направлении распространения упругих волн в пьезоэлементе.

В настоящее время известно много веществ (более 500), обнаруживших пьезоэлектрическую активность. Однако только немногие из них находят практическое применение.

Вещество	константы	
TeO <sub>2</sub>		
кварц		
флинт		
вода		

Пьезоэлементы входят в состав пьезоэлектрического преобразователя. Преобразователь обеспечивает преобразование энергии электрических колебаний в энергию механических колебаний и вводит ее в рабочие среды.

Аналогичные эффекты были обнаружены среди магнитных материалов за что получили название магнитострикционные.

Электрическое поле на рис.4 действует между электродами 3, при этом в преобразователе 1 за счет пьезоэлектрического эффекта возникают акустические колебания, которые затем передаются в звукопровод 2. Толщина преобразователя 1 выбирается кратной половине длины акустической волны. Преобразователь крепится к звукопроводу при помощи связи. Существует несколько способов крепления: термокомпрессия, холодная вакуумная сварка, склеивание. В качестве связи применяются сплавы In и Cu, а электроды напыляются из Al, Au или Ag.

#### 4. Протокол измерений

В лабораторной работе используется дефлектор со звукопроводом из TeO<sub>2</sub> (парателлуриит) и преобразователем из LiNbO<sub>3</sub>. Противоположная преобразователю грань звукопровода сошлифована под углом и прижата к поглощающей нагрузке сверху (Al). Это создаёт в звукопроводе режим бегущей акустической волны.

Блок схема измерительной установки представлена на рисунке 5. Она состоит из:

- 1 - лазера;
- 2 – стробирующего прерывателя пучка;
- 3 - акустооптического дефлектора;
- 4 - управляемого генератора;
- 5 - блока питания Б5-46;
- 6 - частотомера:

- 7 – фоторегистратора (ФЭУ);
- 8 - блока питания Б5-48;
- 9 – осциллографа.

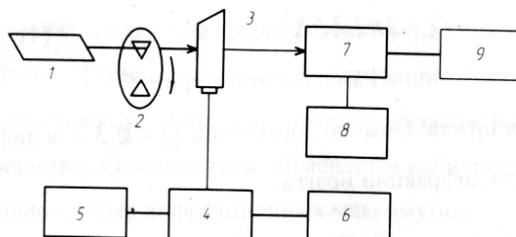


Рис.5. Измерительная установка лабораторной работы.  
Осциллограф (9) может быть заменён селективным вольтметром.

## 5. Описание результатов исследования

Ниже представлены фотографии компонент экспериментальной установки.



Фото 6. Электромеханический модулятор.



Фото 7. Ультразвуковой волновод, ФЭУ

На первой фотографии №1 представлен вид оптической скамьи с установленным лазером (ОКГ) и механическим модулятором, запускаемым выключателем (1).

На второй фотографии – вторая часть скамьи ( модулятор, дефлектор, подвижный экран и фотоприёмник).

Измерительные приборы для безопасности работ размещены выше на деревянных стеллажах.

На фотографии 7 видны основные юстировочные подвижки (лимб, X-, Y- винты).

Блоки питания, частотомер и селективный измеритель напряжения установлены сбоку от скамьи и доступны для настройки и проведения измерений.

Таким образом, требуется выполнить следующие операции:

- 1) Включение общего питания (сеть).
- 2) Получить на белом экране (2) дифракционные максимумы.

- 3) Оценить толщину пьезокристалла (A).
- 4) Из уравнения дифракции (1) следует оценить крутизну расхождения лучей Рамана-Ната:

$$A \sin \theta_m = m\lambda$$

$$\theta_m = \arcsin(m\lambda/A) \cdot 180^\circ/\pi \quad (\text{в градусной мере}).$$

- 5) Вращением лимба, на котором установлен дефлектор, необходимо добиться максимальной интенсивности одного из дифракционных порядков (+1 или -1).
- 6) Включить прерыватель пучка (3) и получить на экране осциллографа изображение импульсов прямоугольной формы.
- 7) Вычислить эффективность дифракции, определяемую следующей формулой:

$$\eta = P_{+1}/P_{\text{пад}} = (IV)_{+1\text{max}}/(IV)_{\text{пад}} = V_{+1\text{max}}/V_{\text{пад}}, \quad (8)$$

где  $P_{+1}$ , и  $P_{\text{пад}}$ , - максимальная мощность 1-го порядка дифракции и мощность падающего света соответственно;  $(P, I, V)_{+1\text{max}}$  и  $(P, I, V)_{\text{пад}}$  - соответствующие им вольт-амперные величины сигналов с ФЭУ. Вследствие малости  $\eta$  можно приблизительно считать  $P_{\text{пад}} \approx P_0$  (мощности нулевого порядка дифракции) и измерять  $V_0$  вместо  $V_{\text{пад}}$ .

- 8) Измерить угловую зависимость эффективности +1 и -1 порядков дифракций. Точки снимать через  $1^\circ$  поворота лимба.
- 9) Измерить частотную характеристику дефлектора. Для этого повернуть звукопровод (3) под углом Брэгга к падающему пучку и снять зависимость выходного сигнала ФЭУ в зависимости от частоты. Для изменения частоты управляемого генератора необходимо менять смещение на входе "аналог" в пределах (0 - 1.6) В через 0.1 В. Частоту сигнала измерять частотомером ЧЗ-34.
- 10) Пользуясь формулой (1) определить скорость звука в парателлурите.
- 11) В случае использования дефлектора, изготовленного из тяжелого флинта ТФ-7, помимо определения скорости звука необходимо определить также затухание акустических волн в данном стекле. Для этого необходимо измерить интенсивности дифракционных максимумов  $P_1$  и  $P_2$  при двух разных положениях падающего пучка  $I_1$  и  $I_2$ . При этом  $I_1$  лучше всего выбрать так, чтобы свет падал на звукопровод сразу за преобразователем, а  $I_2$  лучше всего выбрать на 1 см больше равным  $I_2 = I_1 + 1$ . Тогда затухание будет вычисляться по формуле:

$$\alpha = f^2 10 \lg(P_1/P_2), \quad (9)$$

где размерность величины  $\alpha$  будет дБ/(см ГГц<sup>2</sup>).

## Литература

1. Интегральная оптика./под ред. Т.Тамира – М. МИР, 1978.
2. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. Акустические устройства и их применения.//– М: Сов. Радио, 1978.
3. Акустический преобразователь электромагнитного излучения. //а.с. 2107937 С1 от 16.07.1999.
4. Акусто-оптический анизотропный дефлектор.//а.с. класса G02F1/33, RU 2462739, от 01.2006.
5. Balakshy V.I., Emelianov S.V. Acusto-optic collinear diffraction of a strongly divergent optical beam.//Pure & Appl.Opt., v.3, #4, pp s07 – s82, 2001.
6. Balakina T.M., Voloshinov V.B. A new method of acusto-optic image processing and edge enhancement.// Pure & Appl.Opt., v.3, #4, pp 54 – 61, 2001.
7. Balakshy V.I., Kostyuk D.V. Application of Bragg interaction for optical wavefront visualization.//Proc. SPIE, v.5953, pp 136 – 147, 2005.
8. Ключев П.Г. Оптическое манипулирование микро- и наночастицами. /научнотехнологическое сообщество «НАНОМЕТР», 2011.
9. Балакший В.Н., Манцевич С.Н. Распространение акустических пучков в парателлурите. /Акустич. Журнал, т.58, №5, 600 – 609, 2012.

## «Исследование электрооптического модулятора»

### Введение

Известно, что передача информации низкочастотными сигналами сопряжена с большими техническими трудностями по сравнению с её высокочастотными носителями. Поэтому процесс перевода спектра низких частот в область высоких является весьма актуальным и называется модуляцией.

Обратная процедура демодуляции столь же актуальна.

Модуляция в оптических системах с одноканальной или многоволновой передачей должна создавать компактный спектр эффективного сигнала, например, в полосе 100ГГц при скорости 40Гбит/с и удовлетворять ряду следующих требований:

- модулированный сигнал должен быть максимально устойчив к нелинейным эффектам;
- этот сигнал должен быть устойчивым к дисперсионным и нелинейным искажениям;
- конфигурация оптического передатчика и приёмника должна быть достаточно простой.

В технике оптических систем передачи этому соответствуют внешняя и прямая (непосредственная) модуляции электромагнитных излучений оптического диапазона.

### 1. Теоретические основы

Помимо модуляции интенсивности излучения нашли применение методы модуляции фазы, частоты и поляризации оптического излучения как для передачи информационных сигналов, так и для высокоточных датчиков [1].

Для уменьшения влияний нелинейных искажений применяют предварительную модуляцию на поднесущей частоте. При этом модулированный сигнал преобразуется в формат импульсного двухуровневого сигнала с частотно-импульсной, широтно-импульсной или время-импульсной модуляциями (ЧИМ, ШИМ, ВИМ).

Внешняя модуляция основана на изменении параметров излучения (интенсивности, поляризации и др.) при прохождении светового луча через какую-либо среду. Она основана на четырёх физических явлениях:

1) электрооптического эффекта, связанного с изменением показателя преломления рабочей среды, например, ниобата лития под действием электрического поля источника сигнала;

2) магнитооптического эффекта Фарадея, связанного с изменением поляризации света в некоторых средах под действием магнитного поля, создаваемого источником сигнала;

3) упругооптического эффекта, связанного с изменением параметров показателя преломления некоторых материалов под действием акустической (механической) волны, создаваемой источником модулирующего сигнала (эффект Брэгга, эффект Рамана – Ната);

4) электроабсорбционного эффекта, связанного с изменением параметров прозрачности рабочих материалов под действием электрического поля, создаваемого источником сигнала.

Наиболее широкое применение в модуляторах оптических передатчиков получили электрооптический и электроабсорбционный эффекты (ЭОМ и АБОМ до 100 Гбит/с).

Прямая модуляция, называемая непосредственной, предполагает воздействие самого модулирующего сигнала на источник оптического излучения.

Применение прямой модуляции имеет частотный (скоростной) предел около 5 ГГц (2,5 временем жизни зарядов и фотонов.

□ 5,0 I

Выходное излучение полупроводникового светодиода или лазера можно прямо модулировать изменением характеристик активного слоя (тока накачки/инжекции, объема резонатора лазера) так, чтобы получить модуляцию мощности излучения или оптической частоты, или импульсную модуляцию. Для модуляции интенсивности необходимо подать постоянное смещение (рис. 1), которое позволяет получить линейный процесс.

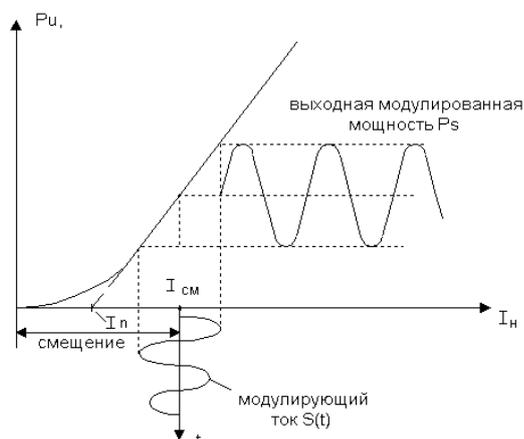


Рис.1. Прямая модуляция со смещением.

Интенсивность излучения – средняя мощность, переносимая волной за одну секунду через волновую поверхность в один квадратный метр, обычно заменяют параметром самой мощности:

$$P_s(t)=P_0 \times [1+M \times S(t)]$$

где  $P_0$  – постоянная или максимальная мощность излучения, зависящая от выбора  $I_c$  тока смещения,  $M$  – параметр глубины модуляции вида

$$M=P_p-P_{\min}/P_p$$

где  $P_p$  – пиковая мощность оптического излучения,  $P_{\min}$  – минимальная мощность .

Изменение мощности излучения может происходить импульсно или по закону сигнала с непрерывным во времени изменением, как показано на рис.1. Подстановка параметра глубины модуляции в параметр самой мощности даёт:

$$P_s=a_0+a_1(I_s-I_0)+a_2(I_s-I_0)^2+a_3(I_s-I_0)^3+\dots,$$

степенной ряд аппроксимаций. Полагая гармонический ток приборов (СИД, ППЛ)

$$I_s=I_0+I_m \cos \omega_s t$$

можно получить обобщённый гармонический ряд вида:

$$P_s = P_0 + P_1 \cos \omega_s t + P_2 \cos 2\omega_s t + P_3 \cos 3\omega_s t + \dots \quad (1)$$

Таким образом, нелинейные искажения проявляются в (1) гармониками кратных  $\omega_s$  частот  $2\omega_s$ ,  $3\omega_s$  и т.д. Искажения описываются показателями нелинейности – затуханием второй и третьей гармоник:

$$a_{н2}=101g \times P_1/P_2 ; \quad a_{н3}= 101g \times P_1/P_3$$

Минимально допустимые значения:  $a_{н2} = 55$  дБ,  $a_{н3} = 60$  дБ. Для достижения этих значений могут применяться различные методы уменьшения нелинейных искажений: предискажение, использование отрицательной обратной связи, компенсации и пр.

Внешняя модуляция оптического излучения позволяет практически полностью исключить динамическое уширение спектра паразитной частотной модуляцией (чирпинг-эффектом), снизить шумы модуляции,

сформировать требуемую конфигурацию оптических импульсов и даже подавить полностью или частично оптическую несущую частоту, понизив тем самым совокупную мощность когерентного сигнала в стекловолокне, что, естественно, снижает вероятность нелинейных искажений в многоволновых системах передачи.

Внешняя модуляция происходит в ряде материалов, пропускающих оптические волны, где существует возможность изменения параметров волновых процессов. Изменение достигается внешними по отношению к материалу воздействиями: изменением напряженности электрического или магнитного поля, механическим или акустическим сжатием и т.д. Все эти воздействия могут сопровождаться изменением параметров оптических волн (длины волны, интенсивности, поляризации, направления распространения). Такие изменения и определяют модуляцию.

Внешняя модуляция имеет различные импульсные форматы:

- NRZ, non return to zero – без возврата к нулю на тактовом интервале;
- RZ, return to zero – возврат к нулю на тактовом интервале.

Решения по форматам реализуются благодаря использованию модуляторов Маха – Зендера с фазовой электрооптической модуляцией.

## 2. Описание экспериментальной установки

Электрооптическая модуляция (ЭОМ) может происходить на основе линейного (эффект Погкельса) и нелинейного изменения коэффициента преломления (эффект Керра) физической среды. Линейная модуляция света может происходить в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  и других:  $\text{BaTiO}_3$ ,  $\text{Vt}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ ,  $\text{KNbO}_3$ ,  $\text{KTaO}_3$ .

Нелинейная модуляция света может происходить в глицерине, сероуглероде, стекловолокнах с некоторыми примесями полупроводников и редкоземельных металлов.

В технике оптических систем передачи чаще применяются модуляторы с линейным электрооптическим эффектом. В таких модуляторах внешнее переменное электрическое поле создает в веществе оптическую анизотропию, наблюдаемую как двойное лучепреломление. При этом образуется набег фазы между обыкновенным и необыкновенным лучами:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) L ,$$

где  $L$  – длина пути в веществе,  $n_o$  – показатель преломления для обыкновенного луча,  $n_e$  – показатель преломления для необыкновенного луча,  $\lambda$  – длина волны.

Например, если в направлении  $x$  кристалла приложить электрическое напряжение  $U_0$ , то при толщине кристалла  $d$  показатели преломления вдоль осей  $x$  и  $y$  для волн будет иметь вид:

$$n_x = n_o - \Delta n_o$$

$$n_y = n_e - \Delta n_e$$

$$\Delta n_o = \frac{1}{2} r_{13} n_o^3 \frac{U_0}{d}$$

$$\Delta n_e = \frac{1}{2} r_{33} n_e^3 \frac{U_0}{d}.$$

Таким образом,  $\Delta n_o$  и  $\Delta n_e$  приводят к изменению поляризации волны когерентного излучения, проходящего через кристалл. На рис. 2 показано изменение поляризации и образование модулированного по интенсивности излучения.

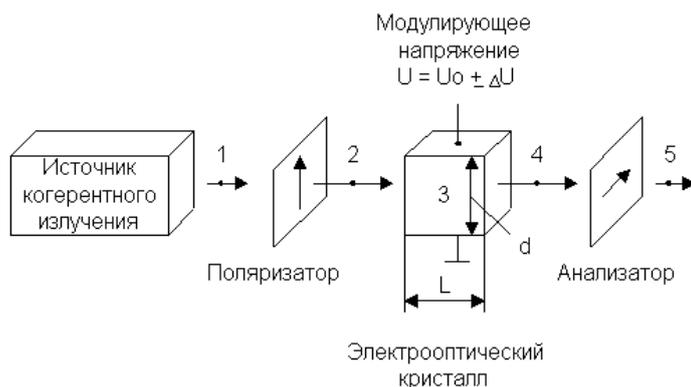


Рис. 2. Схема электрооптического модулятора.

На выходе анализатора интенсивность излучения будет меняться по Малюсу [4]:

$$I = I_0 / 2 \left[ 1 - \cos \left( \varphi_0 + \frac{\pi \times U_m}{U_\pi} \right) \right],$$

где  $U_\pi$  – полуволновое напряжение,  $U_m$  – модулирующее напряжение.

На выходе из анализатора ортогональные волны складываются, и дают вращающийся по кругу или эллипсу вектор. Величина полувольного напряжения находится [4] по формуле

$$U_{\pi} = \frac{\lambda d}{2n_o^3 r_{22} L},$$

Частотная характеристика модулятора определяется межэлектродной емкостью  $C$ , и внутренним сопротивлением  $R$  источника модулирующих сигналов

$$\Delta f_{\text{ЭОМ}} = \frac{1}{2\pi R C}$$

ЭОМ пригоден для импульсной модуляции света, так как является быстродействующим прибором. Недостатки ЭОМ это высокие напряжения модуляции, габариты и зависимость  $\Delta n$  от температуры.

### 3. Задачи и объекты исследования

Схема ЭОМ на рис.2 идентична схеме устройства стандартного оптического модулятора серии МЛ (на ниобате лития). Для проведения эксперимента с целью проверки полученных соотношений) требуется собрать лазерную установку с использованием мощности (интенсивности) входного и выходного излучений. Рекомендуется использовать 50% делительный кубик с проверкой процентного соотношения разделения потоков.

Рабочую схему необходимо согласовать с преподавателем, получить необходимые приборы у заведующего учебной лабораторией и собрать установку, отвечающую всем нормам техники безопасности.

Типовые приборы:

ЛГН-105 лазер на длину волны 632.8 нм;

50225 – двухканальный цифровой осциллограф;

ГЗ-102 генератор низкочастотных сигналов;

1ГД6 – механический модулятор.

Используя аппаратное обеспечение лабораторной работы по акустооптическому эффекту «Исследование электрооптического дефлектора» можно в целях контроля дополнительно исследовать акустооптическую модуляцию (АОМ). Это явления дифракции, преломления, отражения и рассеяния света на периодических неоднородностях среды, вызванных упругими деформациями при прохождении ультразвука, приводящих к типовым дифракциям Рамана-Ната или Брегга, представленных на рис.3.

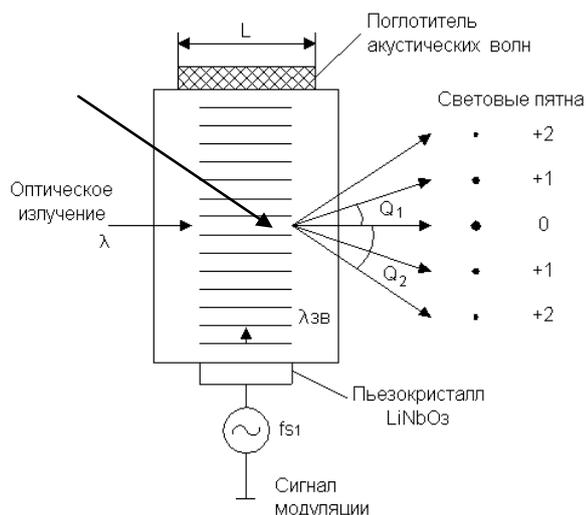


Рис.3. Дифракция Рамана – Ната или Брегга при косом падении.

Для изготовления акустооптических модуляторов (АОМ) используются кристаллы  $\text{TeO}_2$  (диоксид теллура),  $\text{PbMoO}_4$  (молибдонат свинца),  $\text{LiNbO}_3$  (ниобат лития) и другие [5].

Эффекты модуляции оптического излучения наблюдаются в АОМ на низких и высоких частотах акустических волн. При низкой частоте ультразвука и малой ширине фронта ультразвуковой волны возникает дифракция Рамана – Ната (рис. 3). При высокой частоте ультразвука и большой длине взаимодействия идёт дифракция Брэгга. На том же рис.3 свет должен подать под косым углом Брегга и вызывать только два канала дифракции нулевой и первого порядка под углом около  $90^\circ$ .

Интенсивности световых пятен дифракции Рамана – Ната и Брэгга зависят от мощности акустических волн, порождаемых сигналами модуляции через пьезокристаллы. Значительными принято считать световое пятно 0 в дифракции Рамана – Ната и первого порядка (1) в дифракции Брэгга.

#### 4. Протокол измерений

Экспериментальному определению подлежат дифракционные углы Рамана – Ната

$$Q_P = \pm \frac{\lambda}{\Lambda_{зв}} m ,$$

где  $m = 0, 1, 2, \dots$ ,  $\Lambda_{зв} = v/fS$ ,  $v$  – скорость звуковой волны и угол дифракции Брэгга:

$$Q_B = \frac{1}{\sin \frac{\lambda}{\Lambda_{3B}}}$$

Параметры интенсивности излучения в пятнах 0, 1, 2... и других порядков подробно рассмотрены в [6]. Примеры использования АОМ приведены в [3], [7].

## 5. Описание результатов исследования

При сравнении прямой и внешней модуляции, например, на скорости в 10 Гбит/с в стандартном одномодовом оптическом волокне (G.652) дальности передачи составляют:

- при прямой модуляции – до 20 км;
- при электроабсорбционной модуляции – до 100 км;
- при электрооптической модуляции (модулятор Маха – Зендера) – свыше 100 км, а при наличии оптических усилителей – до 1500 км.

Причиной столь существенных различий является эффект чирпинга, т.е. паразитной частотной модуляции или динамического расширения спектра.

Акустические модуляторы не сравниваются по характеристикам из-за ограниченного спектра модулирующих сигналов (не выше 1 ГГц [3]).

В перспективе модули оптической передачи будут выполняться гибридными (рис. 5), где совмещаются источники излучения со схемами стабилизации режима работы, оптические внешние модуляторы Маха-Зендера, оптические мультиплексоры и элементы волоконной оптики.

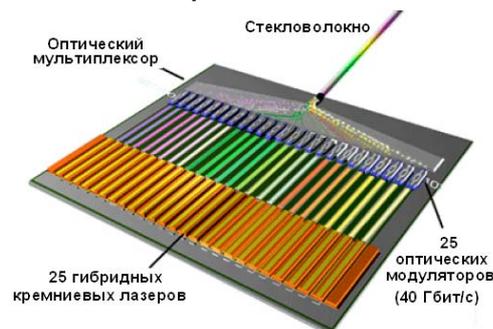


Рис.5. Гибридный модуль передачи 25 каналов WDM на скорость до 1Тбит/с

## 6. Контрольные вопросы:

1. Что такое модуляция оптического излучения?
2. Какие виды модуляции применяются в технике оптической связи?
3. Какие отличия имеют прямая и внешняя модуляции излучения?

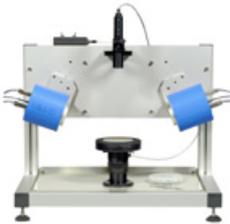
4. Чем характеризуется прямая модуляция?
5. Почему происходит динамическое уширение спектра?
6. Чем вызваны шумы при прямой модуляции излучения?

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Клоков А. Беспроводная оптическая связь. Мифы и реальность // Технологии и средства связи. – 2000, №6, с. 12 – 13.
2. Скляр О.К. Современные волоконно-оптические системы передачи. Аппаратура и элементы. – М.: Солон-Р, 2001. – 237 с.
3. Слепов Н.Н. Оптические волновые конверторы и модуляторы // Электроника: НТБ, 2000, №6, – с. 6 – 10.
4. ITU-T Recommendation G.663. Application related aspects of optical fibre amplifier devices and sub – systems. Appendix || Optical nonlinearities.
5. Курков А.С., Наний О.Е. Эрбиевые волоконно-оптические усилители// Lightwave Russian edition, 2003, №1. -с. 14-19.
6. Техника оптической связи. Фотоприёмники. /Ред. У.Тсанга. М. Мир, 1988,-630с.
7. Узлы и элементы ВОСП, средства метрологии.//Электросвязь, 1966, №6, 27-29.

## ПРИЛОЖЕНИЕ №1. Приборная база эллипсометрии

Приборная база эллипсометров, представленная ниже следующими зарубежными макетами.

<p style="text-align: center;"><b>UVISEL</b></p>  <p style="text-align: center;">спектральный эллипсометр</p>	<p style="text-align: center;"><b>MM-16</b></p>  <p style="text-align: center;">спектральный эллипсометр</p>	<p style="text-align: center;"><b>Optiomакетаминс</b></p>  <p style="text-align: center;">спектральный эллипсометр</p>
--	---	---

UVISEL – спектральный эллипсометр с диапазоном от дальнего ультрафиолета до ближнего ИК:

- спектральный фазово-модуляционный эллипсометр;
- широкий спектральный диапазон: от 190 нм до 2100 нм;
- достигаемая скорость: 1мс/измер.

UVISEL приборы относятся к типу фазово-модуляционных эллипсометров. Они контролируются интегрированным ПО, работающими под Windows.

MM-16 – тоже спектральный эллипсометр на диапазон 430 нм – 850 нм.

Он обеспечивает получение классических эллипсометрических данных и полную 16-элементную матрицу Мюллера.

Спектральный эллипсометр Options обеспечивает измерения с контролем уровня температуры образцов в диапазоне (196–600)С для исследования высокотемпературных свойств образцов (анализ термических переходов для полимеров; мартенситных границ в сплавах и др.).

Полностью автоматизированные эллипсометрические машины, предназначенные для применения в полупроводниковой промышленности, имеют весьма внушительный вид и стоимость. Это UT-300 и PQ Ruby.

Ещё более мощные системы это целая метрологическая промышленная платформа:

- FF-1000 – автоматический спектральный эллипсометр на диапазон: (190 – 830) нм;

- DigiScreen – спектральная рефлектометрическая платформа в интервале 400-800нм.

FF-1000



DIGISCREEN



FF-1000 позволяет «точно» и быстро определять толщины, оптические константы и однородность с высокой надёжностью результатов. Предполагается возможность производства с помощью этих машин нового низкотемпературного поликремния для тонкопленочных транзисторов и органических элетролюминофоров.

DIGISCREEN – это спектральный эллипсометр, который позволяет очень быстро и точно измерять толщины пленок и их однородность на большой площади материала.

DeltaPsi2 – это новое программное обеспечение, работающее на общепринятом GUI интерфейсе, позволяющем интуитивное взаимодействие пользователя с системой.

Это - многозадачное программное обеспечение в ex-situ and in-situ конфигурациях:

- со спектроэллипсометрией многоугловых разверток,
- с библиографической справочной базой данных,
- с улучшенными аппроксимационными математическими алгоритмами для  $n$  и  $k$ ,

- с одновременной аппроксимации до 4 параметров.

Это программное обеспечение позволяет анализировать:

- Шероховатость и волнистость поверхности.
- Состав / Кристалличность.
- Оптические константы ступенчатых слоёв.
- Анизотропные структуры.
- Неоднородные слои.

Среди упрощённых отечественных приборов классического типа особое место занимают лазерные эллипсо-фотометры серии ЛЭФ.

На рис. 1 была рассмотрена схема отечественного нуля-эллипсометра серии ЛЭФ.

Объектами исследования (ОИ) для этих приборов являются любые плоские участки вещества и, в принципе, сколь угодно шероховатые зеркала, поскольку показатель экстинкции  $k=k_1+k_2$  в сумме не различает дисперсионную или светорассеивающие части  $k_1, k_2$ .

Классическая простота принципа работы эллипсометров поражает.

### ОТЕЧЕСТВЕННЫЕ ПРИБОРЫ СЕРИИ ЛЭФ-3М.1

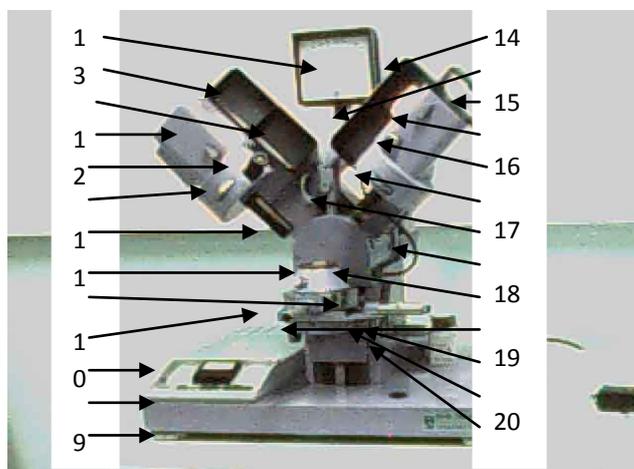


Рис.1.1. . Планарная проекция ЛЭФ-3М.1

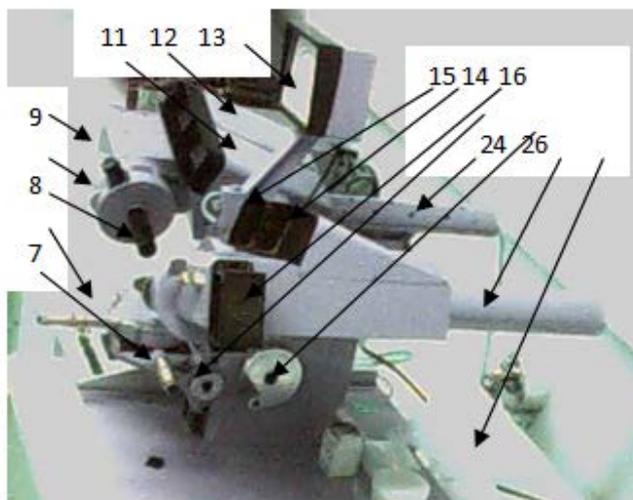


Рис.1.2. Сагиттальная проекция ЛЭФ-3М.1

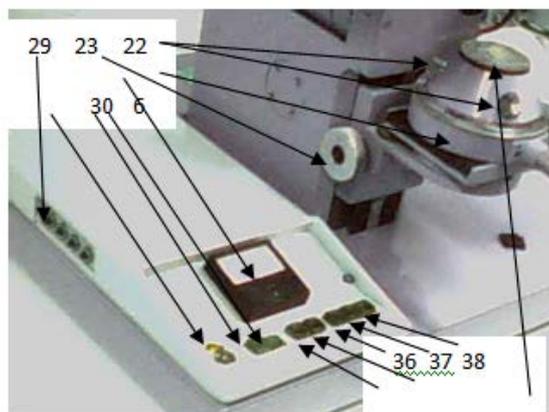


Рис.1.3. Узлы электроники ЛЭФ-ЗМ.1

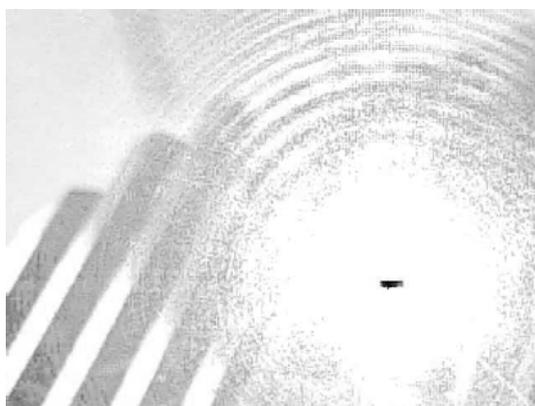


Рис.1.4. Вид по лучу отражения на 3-х координ. столик.

На этих рисунках обозначены следующие элементы управления прибором:

1. винты для юстировки горизонтального расположения основания 2;
2. основание эллипсометра со скрытой проводкой к узлам электроники блока 3;
3. блок электроники с микроамперметром (30) второго класса 2% точности для контроля 4-х напряжений (29);
4. 1 микрометр линейного перемещения объектного столика (6) в плоскости ХУ;
5. 2 микрометр линейного перемещения объектного столика (6) в плоскости ХУ;
6. 3-х координатный столик для расположения объектов измерений (ОИ) 39;
7. насадка с диафрагмой формирования луча падения на подъёмном плече 27;

8. шайба кинематического редуктора азимутального вращения поляризатора (Р);
9. окуляр азимутов установки компенсатора С на оптической оси (ОО)
10. оптическая муфта зеркального разворота лазерного пучка с модулятором (М);
11. экран индикатора углов падения-отражения ( $2\varphi$ ), подсвечиваемый при нажатии кнопки 38 на передней панели электронного блока 3;
12. экран индикатора азимутов поляризатора (Р), подсвечиваемый при нажатии кнопки 36 на передней панели электронного блока 3;
13. регистратор относительного уровня гашения – микроамперметр 2 класса с автоблокировкой размаха сигнала до  $\frac{1}{3}$  его шкалы измерений;
14. экран индикатора азимутов анализатора (А), подсвечиваемый при нажатии кнопки 37 на передней панели электронного блока 3;
15. экран визуализации лучей от ОИ (39) на оптической оси плеча отражения 27;
16. крепёж на съёмной крышке прямого доступа к лучам в зеркальном канале 27;
17. 2-х позиционный рычаг направления пучка на экран 15 или прямой выход 16;
18. 2-х позиционный рычаг направления пучка на экран 15 или прямо на ФЭУ 28;
19. шайба кинематического редуктора азимутального вращения анализатора (А);
20. шток для установки микроскопа и регистратора, компланарный с нормалью к поверхности ОИ в точке пересечения оптических осей плеч прибора;
21. единственные наружные провода от выходного гнезда 13;
22. 3 головки регуляторов ориентации столика для юстировки ОИ;
23. подъёмный механизм столика с клиренсом от 3 см до излома лучей ОО;
24. двухсторонний винт подъёма объектного столика;
25. фиксатор вертикального положения объектного столика;
26. ручка управления вращательно-поступательного механизма пальцевых толкателей плеч прибора в синхронном изменении углов падения-отражения;
27. узел юстировки лазерного генератора (Г);
28. герметичный узел размещения ФЭУ;
29. боковая панель кнопок контроля напряжений в электронном блоке 3;

30. контрольный микроамперметр, показывающий коэффициент АРУ регистратора 13 после сброса кнопкой 34 и нажатии кнопки запуска АРУ 35;
31. тумблер включения сетевого питания прибора после подключения его к внешнему источнику 220В (50 Гц) кабелем с евро-вилкой под евро-розетку;
32. использование постоянной времени  $T_1$  для сглаживания высокочастотных шумов на регистраторе 13 сигнала гашения с ФЭУ;
33. использование постоянной времени  $T_2$  для более сильного, чем с  $T_1$ , сглаживания шумов на регистраторе 13 сигнала гашения ФЭУ;
34. кнопка сброса перегрузки регистратора 13 сигналами с ФЭУ;
35. кнопка запуска автоматической регулировки усиления сигнала ФЭУ;
36. подсветка шкалы лимба измерения азимута поляризатора (Р);
37. подсветка шкалы оптического лимба измерения азимута анализатора (А);
38. подсветка шкалы лимба измерения углов падения-отражения  $2\varphi$ ;
39. объект исследования (кварцевая пластинка от спектрометрической кюветы) на рис.1.4 с видом зон Френеля на матрице веб-камеры для этого ОИ.

Механическая часть прибора состоит из горизонтальной станины (2), жёстко связанной с нормально расположенными к ней толкателями плеч падения (27) и отражения (28) с углом  $2\varphi$  между ними. Этот угол отображается на оптическом лимбе (11) при нажатой кнопке (38). Установка этих углов производится вращением штурвала 26.

Точная установка линий горизонта на станине или 3-х координатном (6) подъёмном объектном столике производится винтами (1) под станиной (2).

Ориентация столика для объектов исследования (ОИ) регулируется тремя винтами (22). Его подъём-опускание производится двусторонним винтом (23, 24) с поджимным язычком (25), расположенном справа. Рекомендуется эту регулировку производить двумя руками с откинутым вниз стопорным язычком во избежание удара столика о станину.

Крепёжное устройство 16 может служить при установке, например, веб-камеры для передачи на монитор компьютера отражённого от ОИ света при открытой заслонке (17) или дополнительной к ФЭУ (28) фотокалибровки.

На вертикальном штоке (20) может быть установлена микроскопическая приставка для наблюдения поверхности ОИ и регистрирующий

микроамперметр (13) для индикации гашения светового луча от лазера (27).

Конструктивно механическая часть прибора выполнена в лучших классических традициях – с высокой инерционностью (масса около 100 кг) для виброзащиты на фоне промышленных помех. Поэтому располагать его на шатких столах нецелесообразно.

Оптическими конструктивами прибора ЛЭФ-3М.1 являются He-Ne лазер Г (27) с  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ , система поворотных зеркал в плечах падения-отражения, поляризаторы (8, 19), компенсаторы (9) и фотоприёмник ФЭУ (28).

Основной принцип работы оптического тракта соответствует классическому закону Малюса, описывающему гашение поляризованного света при прохождении скрещенных (Р, А) поляризаторов при косом ( $\varphi$ ) падении на ОИ с размещенной перед ним пластиной  $\lambda/4$  (С - компенсатором). Эта схема – Г, Р, С, ОИ, А, У (ФЭУ) - представлена на рис. 1.

Азимуты поляризаторов 8, 19 можно отсчитывать с оптических лимбов К.К. Свиташова 12 и 14 (11) при включённой подсветке кнопками 36, 37, 38. В поле наблюдения попадает пара упорядоченных крупноформатных цифр текущих значений градусов со шкалой 60 минут между ними, сгруппированная десятками в шесть интервалов. Т. о., цена делений на этих оптических лимбах составляет  $1' = 60''$ . Значение углов  $a = a^0 + a'/60 + a''/3600$  в градусной мере складывается из младшей цифры градусов ( $a^0$ ), меньшего из значений окружающих риску градусов минут ( $a'$ ), делённых на 60 (долю градуса), и глазомерной добавки секунд ( $a''$ ), делённых на их градусную долю. Перевод в радианы обычный -  $\pi/180$ . Значение  $\pi$  с наибольшим числом значащих цифр резонно калькулировать по формуле  $\pi = 4 \arctg(1.0)$ .

В измерительных схемах нуль-эллипсометрии (на полное гашение) с фиксированным компенсатором (С) азимут его положения ( $c = C_0$ ) выбирается при юстировке оптического тракта эллипсометра. В приборах серии ЛЭФ-3М-1 используется полихроматический компенсатор для видимого диапазона световых волн и ряд  $\lambda/4$  пластин из кристаллов кварца, служащих для исключения поляризации лазерного излучения источника Г за счёт однородного распределения световой энергии в пучках поляризованных по кругу лучей.

Оптическая ось прибора (ОО) от входной диафрагмы источника Г до выходной на ФЭУ физически представляет собой 3-х мерно изломанный световой луч значительной длины (около 1000 мм), несмотря на кажущуюся миниатюрность эллипсометра. В центре этого луча размещается

ОИ. При диафрагме на ФЭУ порядка 0.5 мм расходимость лучей от ОИ будет не выше  $0.5/500 = 10^{-3}$  одного миллирадиана, что соизмеримо с собственной расходимостью лазерного генератора. Следовательно, ОО проходит в центре его лучей и состоит из совмещённых (то же 3-х мерно изломанных) полуосей двух механических плеч падения и отражения эллипсометра.

Оптические оси отдельных элементов оптического тракта прибора (Р, А, С) обычно стремятся при азимутальных вращениях вывести луч с главной ОО на свою коническую развёртку. Поэтому при всех измерениях следует единообразно корректировать текущее положение светового пучка на диафрагме выхода на ФЭУ с помощью визуального экрана (15). Критерием правильной юстировки положения луча может служить монотонное поведение средних значений показаний регистратора (13) при измерениях под разными углами падения-отражения  $\varphi$ : ( $0^0 \leq \varphi \leq 90^0$ ).

Электронный блок прибора (3) размещён в малогабаритном плоском электрически безопасном металлическом корпусе слева на станине (2). Два стрелочных индикаторных микроамперметра (13, 30) эстетично вписываются в строгий грамотно выполненный инженерный дизайн прибора. Этот блок совмещает в себе два высоковольтных источника питания для лазерного генератора Г и ФЭУ (порядка 1500 В) и рабочих напряжений для мотора механического модулятора (М) и синхронизирующего фотодиода (Ф). Контроль этих напряжений производится по показаниям токов на индикаторе 39 при нажатии ряда кнопок на боковом (слева) пульте 29 блока 3. На лицевом пульте этого блока размещён сетевой тумблер (31), кнопки установки постоянных времени  $T_{1,2}$  (32, 33) сглаживания высокочастотных шумов сигнала гашения на ФЭУ, кнопок включения подсветок (36, 37, 38) на оптических лимбах (11, 12, 14) и двух кнопок для сброса перегрузки ФЭУ (34) и включения (35) автоматической регулировки усиления (АРУ) сигнала гашения ФЭУ в отсчётном поле (до 50% размаха шкалы) регистратора (13).

Методология решения задач АРУ, по-видимому, основывается на привязке к максимуму шкалы регистрирующего микроамперметра (13) и сводится к установке динамического коэффициента усиления  $K$ , который регистрируется микроамперметром (30) и с помощью которого в условных единицах показаний регистратора  $U$  (13) относительные значения сигнала гашения можно рассчитать по формуле  $U_{\text{ФЭУ}} = U/K$  (в мкА). Абсолютные значения этого сигнала можно получить дополнительной калибровкой прибора.

## ПРИЛОЖЕНИЕ №2. Алгоритмы метрологического анализа

### 2.1. Общая схема метрологическо проработки НИР

Впервые ошибки эллипсометрических измерений систематически рассмотрел Уинтерботтом. Затем более подробный анализ отдельных источников ошибок был проделан в работах Смита, Лукеша, Джерарда.

Роль различных ошибок может существенно зависеть от выбранной схемы измерений. Так, если воспользоваться измерениями в двух зонах, то можно определить не только  $\Delta$  и  $\psi$ , но и параметры компенсатора. Если же пользоваться результатами измерений при повороте всех трех элементов для достижения наивысшей чувствительности, то параметры компенсатора следует знать заранее, т. е. он должен быть заранее откалиброван для всех используемых азимутов, углов падения и длин волн.

Источники аппаратурных ошибок:

- 1) многократные отражения в оптической системе эллипсометра;
- 2) спектральная ширина используемого света;
- 3) паразитные поляризационные эффекты оптического тракта прибора;
- 4) неточность в величине угла падения;
- 5) погрешности электронной части прибора.

В Рекомендациях по межгосударственной стандартизации (РМГ) 29-99 «ГСИ. Метрология. Основные термины и определения», метрология определяется как наука об измерениях, методах и средствах обеспечения их единства в рамках допустимой вероятной погрешности  $\Theta$ .

Общая схема метрологической проработки экспериментальной научно исследовательской работы изображена ниже от постановки измерительной задачи, анализа оптимальных схем, выбора средств и методов измерений, анализа погрешностей и адекватности результатов:

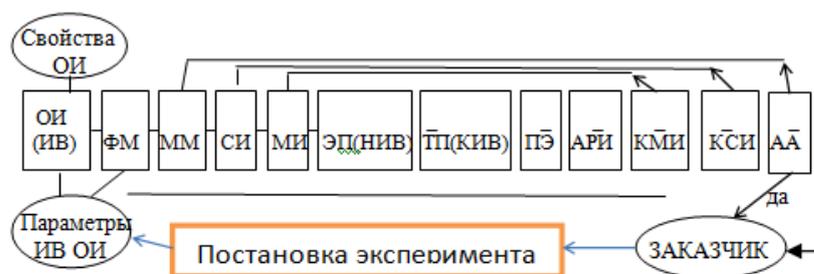


Рис. 2,1. Схема нетрадиционной МП НИР.

Алгоритм начинается с постановки задач и планирования эксперимента (ПЭ) и заканчивается анализом их адекватности и корректности расчётов.

Принятые обозначения:

ПЗ – постановка задачи;

ОИ – объект исследования;

ИВ – измеряемые величины;

ФМ – физическое моделирование свойств ОИ в соответствующих ФВ;

ФВ – физическая величина;

ММ – математическое моделирование функций и законов связи ФВ;

СИ – средства измерений включая не стандартизованные (НСИ);

МИ – методы измерений из (или для) соответствующего банка (БМИ);

ЭП – экспериментальная погрешность измеряемых величин из групп неустранимых приборных систематических составляющих -  $\theta$ , случайных  $\varepsilon$  составляющих не учитываемых свойств и личностных погрешностей -  $\Delta$ ;

НИВ – непосредственно измеряемые приборные ИВ;

ТП – теоретическая (расчётная) погрешность косвенно ИВ;

КИВ - косвенно (опосредованно, пересчётом по НИВ) ИВ;

ПЭ – планирование (оптимального) эксперимента;

РИ – результаты измерений;

ПП – полная погрешность ( $\Theta$ );

НСИ – не стандартизованные СИ;

АРИ – анализ результатов измерений по полной погрешности ПП;

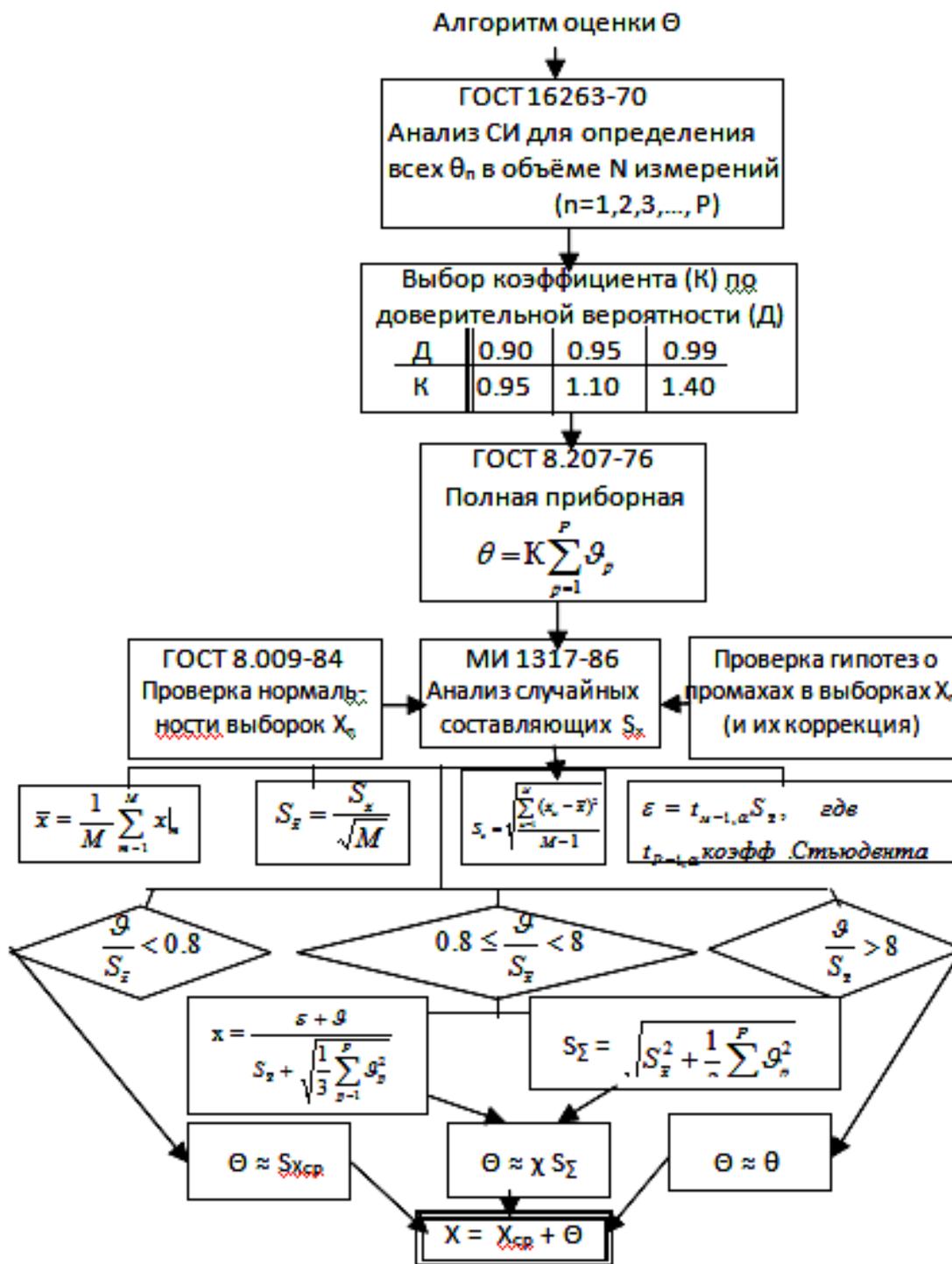
КМИ – коррекция МИ;

КСИ – коррекция СИ (стандартизация НСИ);

АА – анализ адекватности ФМ вплоть до коррекции задач НИР.

Особенность представленной схемы состоит в том, что здесь рассмотрены три точки возврата к повторению эксперимента. Во-первых, перед проведением эксперимента заказывается априорная погрешность измерений, невыполнение которой по результатам анализа (АРИ) в первую очередь потребует пересмотра МИ выбранных СИ. Во-вторых, после КСИ и их корректировки возникает проблема адекватности, решение которой строится на корректном математическом моделировании решений выбранных ФМ.

Метрологические рекомендации ГОСТ для оценок ПП ( $\Theta$ ).



### Квантили Стьюдента.

	0,75	0,875	0,95	0,975	0,99	0,995
1	1,00	2,41	6,31	12,7	31,82	63,7
2	0,816	1,60	2,92	4,30	6,97	9,92
3	0,765	1,42	2,35	3,18	4,54	5,84
4	0,741	1,34	2,13	2,78	3,75	4,60
5	0,727	1,30	2,01	2,57	3,37	4,03
6	0,718	1,27	1,94	2,45	3,14	3,71
7	0,711	1,25	1,89	2,36	3,00	3,50
8	0,706	1,24	1,86	2,31	2,90	3,36
9	0,703	1,23	1,83	2,26	2,82	3,25
10	0,700	1,22	1,81	2,23	2,76	3,17
11	0,697	1,21	1,80	2,20	2,72	3,11
12	0,695	1,21	1,78	2,18	2,68	3,05
13	0,694	1,20	1,77	2,16	2,65	3,01
14	0,692	1,20	1,76	2,14	2,62	2,98
15	0,691	1,20	1,75	2,13	2,60	2,95
18	0,688	1,19	1,73	2,10	2,55	2,88
20	0,687	1,18	1,73	2,09	2,53	2,85
30	0,683	1,17	1,70	2,04	2,46	2,75
40	0,681	1,17	1,68	2,02	2,42	2,70
60	0,679	1,16	1,67	2,00	2,39	2,66
$\infty$	0,674	1,15	1,64	1,96	2,33	2,58

### ПРИЛОЖЕНИЕ №3. Алгоритмы решения ОУЭ Друде

Прямая задача всегда имеет модельную аналитически строгую физико-математическую постановку выбора функции  $F(\lambda, \varphi; d, n, k) = a + ib$ .

Амплитудно-фазовые параметры  $\Psi$ - $\Delta$  характеризуют модуль и аргумент отношения отношений всех компонент напряжённости  $\mathbf{E}$  для планарных (p) и сагитальных (s) составляющих  $\mathbf{E}=(E_p, E_s)$ .

$$\left\{ \begin{array}{l} \Psi = \arctg |F(\lambda, \varphi, n, k, d)| = \arctg \sqrt{a^2 + b^2} \\ \Delta = \arg\{F(\lambda, \varphi, n, k, d)\} = \begin{cases} \arctg(b/a), & a > 0, b \geq 0 \\ \pi + \arctg(b/a), & a < 0 \\ 2\pi + \arctg(b/a), & ab < 0 \end{cases} \end{array} \right.$$

Это отношение обобщенных коэффициентов Френеля  $R^p = E_{отр}^p / E_{пад}^p$  и  $R^s = E_{отр}^s / E_{пад}^s$  для границ раздела сред в исследуемой системе:  $F = R^s / R^p$ :

$$F = \operatorname{tg}(\Psi) \exp\{i\Delta\} = \frac{\frac{E_{отр}^p}{E_{пад}^p}}{\frac{E_{отр}^s}{E_{пад}^s}} = \frac{\left| \frac{E_{отр}^p}{E_{пад}^p} \right|}{\left| \frac{E_{отр}^s}{E_{пад}^s} \right|} \exp\{i[\Delta_{отр}^p - \Delta_{пад}^s + \Delta_{пад}^s - \Delta_{отр}^s]\}$$

На опыте определяются азимуты поляризаторов P и A, по которым находят  $\psi$  и  $\Delta$  вида:

$$\Psi = \frac{|A_1 - A_2|}{2} \quad (3)$$

$$\Delta = P_0 - (P_1 + P_2)$$

Непосредственно измеряемые (3) на опыте значения  $\Psi(\varphi)$  и  $\Delta(\varphi)$  обладают погрешностями, относящимися к категории неустранимых систематических составляющих азимутальных измерений P и A, которые доходят до 15'' или 3'' (см. ПРИЛОЖЕНИЕ №2). Многократные измерения улучшают случайные погрешности, но требуют вероятностного анализа определенными гипотезами доверия к измерениям. Обычно используют критерии Стьюдента при анализе ошибок, распределенных по нормальному закону Гаусса. Существуют и личностные ошибки. Они могут привести к промахам измерений. Их корректируют соответствующими гипотезами.

Граница Френеля, разделяющая две среды, определяет и простейшую оптическую модель отражающей системы. ОУЭ для этой модели идеальной границы Френеля имеет  $\epsilon$  <sup>(4)</sup>

$$F = \operatorname{tg}(\psi) \exp\{i\Delta\} = R_p / R_s = -\frac{\cos(\varphi_j + \varphi_{j-1})}{\cos(\varphi_j - \varphi_{j-1})}$$

где  $\cos(\varphi) = \sqrt{1 - \sin^2(\varphi)}$  находится через синус соответствующего угла  $\theta$ , определяемого по ковариантной форме закону Снеллиуса (12)  $\sin(\theta_{\text{прел}}) = \sin(\theta_{\text{пад}}) = m_{\text{пад}} / m_{\text{прел}}$ .

Вторая, аналитически описываемая модель приповерхностной структуры ОИ, это – модель однородного слоя с определённой толщиной ( $d_j$ ) и сложными обобщёнными коэффициентами Френеля ( $R_p, R_s$ ):

$$\delta_m = d_m \frac{2\pi}{\lambda} m_m \cos(\varphi_m)$$

$$R_p = \frac{r_{m-1,m}^p + r_{m,m+1}^p \exp\{-2i\delta_m\}}{1 + r_{m-1,m}^p r_{m,m+1}^p \exp\{-2i\delta_m\}}$$

$$R_s = \frac{r_{m-1,m}^s + r_{m,m+1}^s \exp\{-2i\delta_m\}}{1 + r_{m-1,m}^s r_{m,m+1}^s \exp\{-2i\delta_m\}}$$

Отношение  $R_p/R_s$  определяет вид ОУЭ для однослойной модели ОИ:

$$\operatorname{tg}(\Psi) e^{i\Delta} = \frac{\frac{r_{j-1,j}^p + r_{j,j+1}^p e^{-i\delta_j}}{1 + r_{j-1,j}^p r_{j,j+1}^p e^{-i\delta_j}}}{\frac{r_{j-1,j}^s + r_{j,j+1}^s e^{-i\delta_j}}{1 + r_{j-1,j}^s r_{j,j+1}^s e^{-i\delta_j}}}$$

Для более сложных оптических моделей ОИ существуют более сложные комплексные коэффициенты Френеля от двух и более слоёв:

$$R_p = \frac{R_{m-1,m}^p + R_{m,m+1}^p \exp\{-2i\delta_m\} + R_{m-1,m}^p R_{m,m+1}^p R_{m+1,m+2}^p \exp\{-2i\delta_{m+1}\} + R_{m,m+1}^p \exp\{-(\delta_{m-1} + \delta_m)\}}{1 + R_{m-1,m}^p R_{m,m+1}^p \exp\{-2i\delta_m\} + R_{m-1,m}^p R_{m,m+1}^p R_{m+1,m+2}^p \exp\{-2i\delta_{m+1}\} + R_{m,m+1}^p \exp\{-(\delta_{m-1} + \delta_m)\}}$$

$$R_s = \frac{R_{m-1,m}^s + R_{m,m+1}^s \exp\{-2i\delta_m\} + R_{m-1,m}^s R_{m,m+1}^s R_{m+1,m+2}^s \exp\{-2i\delta_{m+1}\} + R_{m,m+1}^s \exp\{-(\delta_{m-1} + \delta_m)\}}{1 + R_{m-1,m}^s R_{m,m+1}^s \exp\{-2i\delta_m\} + R_{m-1,m}^s R_{m,m+1}^s R_{m+1,m+2}^s \exp\{-2i\delta_{m+1}\} + R_{m,m+1}^s \exp\{-(\delta_{m-1} + \delta_m)\}}$$

Однако, резонно использовать описание обобщённых коэффициентов  $R^V$  многослойных систем с помощью цепных дробей (здесь малые

литеры «r» обозначают классические коэффициенты Френеля с индексами (v = p, s):

$$\begin{aligned}
 \underline{R}^v(\lambda, \varphi) = & r_{1,2}^v + \frac{1 - (r_{1,2}^v)^2}{r_{1,2}^v + \frac{\exp\{\delta_2\}}{r_{2,3}^v + \frac{1 - (r_{2,3}^v)^2}{r_{2,3}^v + \frac{\exp\{\delta_3\}}{\dots}}}} \\
 & \dots + \frac{\exp\{\delta_j\}}{r_{j,j+1}^v + \frac{1 - (r_{j,j+1}^v)^2}{r_{j,j+1}^v + \frac{\exp\{\delta_{j+1}\}}{\dots}}} \\
 & \dots + \frac{\exp\{\delta_{l-1}\}}{r_{l-1,l}^v}
 \end{aligned}$$

С помощью этих обобщённых комплексных коэффициентов Френеля для компонент (v) в рекуррентной форме можно эффективно проводить численное моделирование произвольных неоднородных по глубине n(d<sub>j</sub>), k(d<sub>j</sub>) систем модельных многослойных структур.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ № 4.

#### Аналитические алгоритмы классических постулатов Н.Бора.

Нильс Бор исходил из классических аксиом кинематики, полагая вслед за Резерфордом, что при равномерном вращении ( $|v| = \text{const}$ ;  $\Delta R = \Delta\varphi R$ , где  $\varphi$  вектор угловых перемещений) за период  $\Delta t = T$  циклическое значение действия и противодействия соответствующих сил становятся скалярным модулем торсионного (тройного) векторного произведения  $AT = |2\pi Rmv| = 2\pi Rmv$ . Вектора здесь обозначены жирным шрифтом. Работа  $A = \Delta E$  при этом взаимодействии является мерой изменения полной энергии  $E_{\text{полн}} = \text{Const}$  при переходе её компонент из вида в вид. Сохраняется не только импульс  $p = mv$ , но и его момент  $L = pv = \text{const}$ .

М.Планк нашёл фундаментальную постоянную  $\hbar = h/(2\pi)$  для взаимодействий поля и вещества, находящихся в тепловом равновесии. Н.Бор использовал её в постулате излучения атомов при переходе электронов с одной стационарной орбиты на другую ( $E = \Delta E$ ):

$$E = \hbar\omega = h\nu = h\frac{c}{\lambda},$$

где  $\lambda$  - длина волны возбуждения ЭМП. Таким образом, первый постулат стационарности для циклических видов механического движения, отражая наиболее общий закон сохранения величины момента количества движения, принимает на себя ответственность за квантование орбит циклами действия-противодействия между полем и веществом с помощью главного квантового числа  $n = 1, 2, 3, \dots$ :

$$L = Rv = Rmv = n\hbar.$$

При  $n = 1$  постоянная Планка  $h/(2\pi)$  приобретает смысл минимального кванта действия.

Бору пришлось постулировать естественную стационарность не произвольных, а квантованных орбит, моменты которых генерируются циклами действий порождающих их полей.

Простые формулы баланса кулоновских и центробежных сил положены в основу начальной схемы постулатов Бора-Зоммерфельда для планетарной модели Резерфорда:

$$\begin{cases} m_e v^2 R = Ze^2 \\ m_e vR = n \frac{h}{2\pi} \end{cases} \quad (11)$$

В системе (11) неизвестными являются радиусы стационарных орбит и скорости электрона на них в одноэлектронной модели произволь-

ного Z-атома (Z-1 кратного иона). Вводя параметр  $\alpha=2\pi e^2/(hc)$  тонкой структуры и радиус первой стационарной орбиты в атоме водорода ( $r = 0.5 \text{ \AA}$ ), решения (11) можно представить в виде:

$$\begin{cases} \frac{v}{c} = \alpha \frac{Z}{n} \\ \frac{R}{r} = \frac{n^2}{Z} \end{cases} \quad (12)$$

Несмотря на определённые модельные ограничения решений (12), она описывает и более сложные многоэлектронные атомы с помощью поправок на экранирование заряда ядра внутренними электронами  $Z_{\text{эфф}}$  и эффективное значение квантового числа  $n_{\text{эфф}}$ .

Первое из четвёрки квантовых чисел  $n_{\text{эфф}}$  описывает все параметры стационарных атомных орбиталей (АО), включая и энергию  $E$  их сферической конфигурации:

$$E_{\text{полн}} = E_{\text{кин}} + E_{\text{пот}} = -mv^2/2 = -Ze^2/(2R) = -13.6 Z_{\text{эфф}}/n_{\text{эфф}}^2 \text{ (в эВ)}.$$

Однако АО могут иметь эллиптический характер, описываемый вторым побочным азимутальным квантовым числом  $L=0,1,2,\dots, n-1$  или в буквенных обозначениях s, p, d, f, g, ... в пределах заданного n, а их пространственная ориентация, соответственно, третьим ориентационным или магнитным квантовым числом  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm(L-1)$ .

Четвёртое квантовое спиновое число  $s=\pm 1/2$  описывает собственный вращательный момент атомных электронов. Складываясь, вращательные моменты образуют полный момент  $J = L + S$ , определяющий энергетику и мультиплетность термов электронной конфигурации сложных атомов:

$$E = -13.6 \frac{M(Z-\zeta)^2}{(M+m_e)n_{\text{эфф}}^2} \left[ 1 + \alpha^2 \frac{(Z-\zeta)^2}{n_{\text{эфф}}^2} \left( \frac{n_{\text{эфф}}}{J + \frac{1}{2}} - \frac{3}{5} \right) \right] \text{ в эВ}, \quad (13)$$

где  $M$  – суммарная масса атома и  $m_e$  – масса рассматриваемого электрона.

Рассмотрим возможные ограничения на решения (12) системы (11) постулатов Бора.

На рис. 5 представлен график решений  $v/c$ . Он объясняют конечность числа элементов в таблице Менделеева, связанную с конечностью  $v < c$  скорости света.

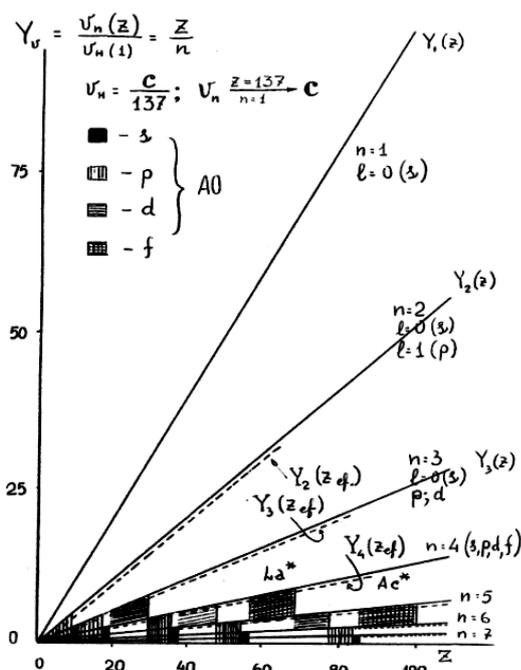


Рис. 5. Схема распределения атомных электронов по скоростям.

Естественным физическим ограничением решений (12) является нарушение неравенства для скоростей, которое автоматически нарушается для всех  $Z > 136$ . Поэтому  $Z=136$  – последний атом [4].

В таблице №2 даётся пример заполнения термов.

Таблица № 2 электронные конфигурации некоторых элементов таблицы Д.И.Менделеева

П№.	№Z	n	L<n	-L≤m≤L	S	АО	Атом	Конфигурации	Элемент	Терм
1	1	1	0	0	+½	1s <sup>1</sup>	H	1s <sup>1</sup>	водород	<sup>2</sup> S <sub>½</sub>
2	2	1	0	0	-½	1s <sup>2</sup>	He	1s <sup>2</sup>	гелий	<sup>1</sup> S <sub>0</sub>
3	10	2	1	1	-½	2p <sup>6</sup>	Ne	1s <sup>2</sup> 2s <sup>2</sup> 2p <sup>6</sup>	неон	<sup>1</sup> S <sub>0</sub>

Постулаты Н.Бора приводят нас к ошеломляющему на первый взгляд выводу о конечности числа элементов в неживой природе, последний из которых имеет номер 136 и назван благородным газом Rock136 и это – неоспоримо.

**Миссия университета** – генерация передовых знаний, внедрение инновационных разработок и подготовка элитных кадров, способных действовать в условиях быстро меняющегося мира и обеспечивать опережающее развитие науки, технологий и других областей для содействия решению актуальных задач.

---

## **КАФЕДРА ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ**

Кафедра была организована в 1983 году в период выделения оптоэлектроники в самостоятельную область науки и производства.

Кафедра укомплектована высококвалифицированными специалистами, как штатными, так и совместителями, являющимися ведущими экспертами в отраслях и требовательными к ученому процессу. В состав кафедры входят шесть научно-учебных лабораторий, оснащенных современным оборудованием.

Выпускники кафедры получают подготовку по физической оптике, физике твердого тела, оптическим методам передачи и обработке информации, оптико-физическим измерениям, лазерной технике, волоконной и интегральной оптике, электронике, компьютерной технике и технологиям, оптико-электронным средствам массовой информации, живописи, экологии, иностранному языку, экономике, менеджменту и другим.

Широкая подготовка по ряду дисциплин в области оптоэлектроники дает возможность выпускникам легко ориентироваться на рынке труда. Выпускники кафедры работают в исследовательских институтах и лабораториях, производстве, бизнесе. Многие из них занимают ведущие административные должности.

И.Е. Скалецкая, Е.К. Скалецкий,  
В.Т. Прокопенко, Е.М. Никущенко

ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ  
ИССЛЕДОВАНИЯ

Учебное пособие

В авторской редакции

Редакционно-издательский отдел НИУ ИТМО

Зав. РИО

Н.Ф.Гусарова

Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99

Подписано к печати

Заказ №

Тираж 50 экз.

Отпечатано на ризографе

**Редакционно-издательский отдел**

**Университета ИТМО**

197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49