

**А.С. Щеулин, А.Е. Ангервакс,  
Е.Б. Верховский, А.К. Купчиков, А.И. Рыскин**

## **ИОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ: ОПТИЧЕСКИЕ И ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА**

**Учебное пособие по выполнению  
лабораторного практикума**



**Санкт-Петербург**

**2013**

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

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

А.С. Щеулин, А.Е. Ангервакс,  
Е.Б. Верховский, А.К. Купчиков, А.И. Рыскин

# ИОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ: ОПТИЧЕСКИЕ И ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Учебное пособие по выполнению  
лабораторного практикума



Санкт-Петербург

2013

УДК 535.343, 535.373.2, 778.38.01:535

А.С. Щеулин, А.Е. Ангервакс, Е.Б. Верховский, А.К. Купчиков, А.И. Рыскин **ИОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ: ОПТИЧЕСКИЕ И ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА.** Учебное пособие по выполнению лабораторного практикума – СПб: НИУ ИТМО, 2013. – 47 с.

В пособии представлены материалы к лабораторному практикуму, сопровождающему курсы лекций по физике твердого тела и оптическому материаловедению. Содержащиеся в этих материалах лабораторные работы посвящены важному классу материалов оптики и оптоинформатики – ионным кристаллам с центрами окраски. Описания работ сопровождаются кратким изложением необходимого для их выполнения теоретического материала. Учебное пособие предназначено для студентов, обучающихся по специальностям 200600 «Фотоника и оптоинформатика», 551900 «Оптехника».

Утверждено к печати Ученым советом факультета Фотоники и оптоинформатики, протокол № 11 от 21.12.2012 г.



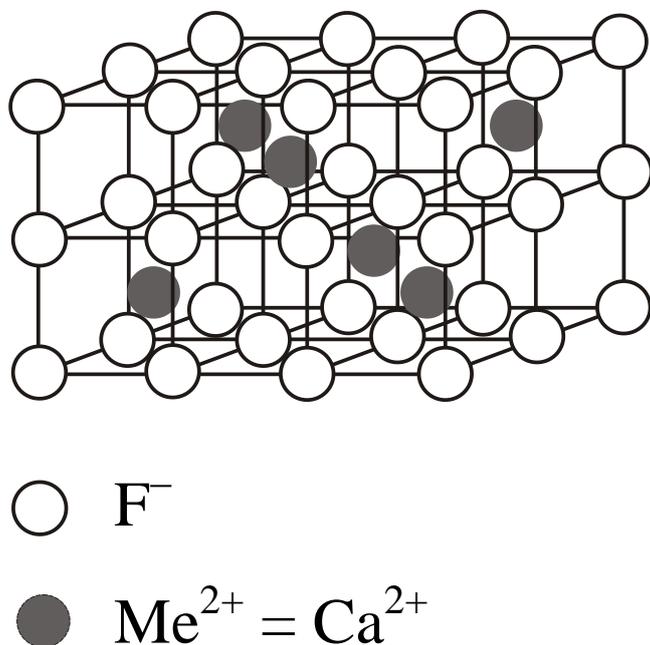
В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена Программа его развития на 2009–2018 годы. В 2011 году Университет получил наименование «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики».

© Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, 2013

© Щеулин А.С., Ангервакс А.Е., Верховский Е.Б., Купчиков А.К., Рыскин А.И., 2013

## ВВЕДЕНИЕ

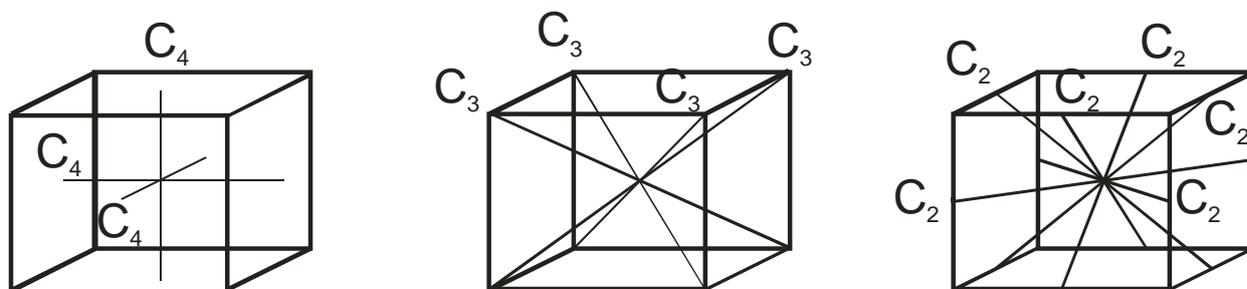
Этот цикл лабораторных работ посвящен оптическим и голографическим свойствам обширного класса материалов, используемых в фотонике и оптоинформатике – кристаллов с локальными центрами. В качестве объекта, на примере которого можно изучать такие их оптические характеристики, как поляризация люминесценции и соотношение между спектрами поглощения и люминесценции, выбраны ионные кристаллы фторида кальция с центрами окраски. Фторид кальция – один из традиционных оптических материалов, широко используемый в оптических элементах и устройствах благодаря таким своим свойствам, как широкая область прозрачности, простирающаяся от вакуумного ультрафиолета до десятков микрон, малая дисперсия показателя преломления, существенная для производства ахроматической оптики, хорошие механические свойства, устойчивость по отношению к оптическому и высокоэнергетическому излучению (лучевая и радиационная стойкость), оптическая изотропия и т.д. Природный фторид кальция именуется «минерал флюорит». Кубическая структура флюорита показана на рис. 1, она характерна для многих кристаллов фторидных, хлоридных, оксидных и даже гидридных соединений. Светлыми кружками обозначены отрицательно заряженные ионы фтора (анионы,  $F^-$ ), темными – ионы кальция (катионы,  $Ca^{2+}$ ).



**Рис. 1.** Структура флюорита.

В структуре флюорита имеется три оси 4-го порядка ( $C_4$ ), четыре оси 3-го порядка ( $C_3$ ) и шесть осей 2-го порядка ( $C_2$ ) – рис. 2.

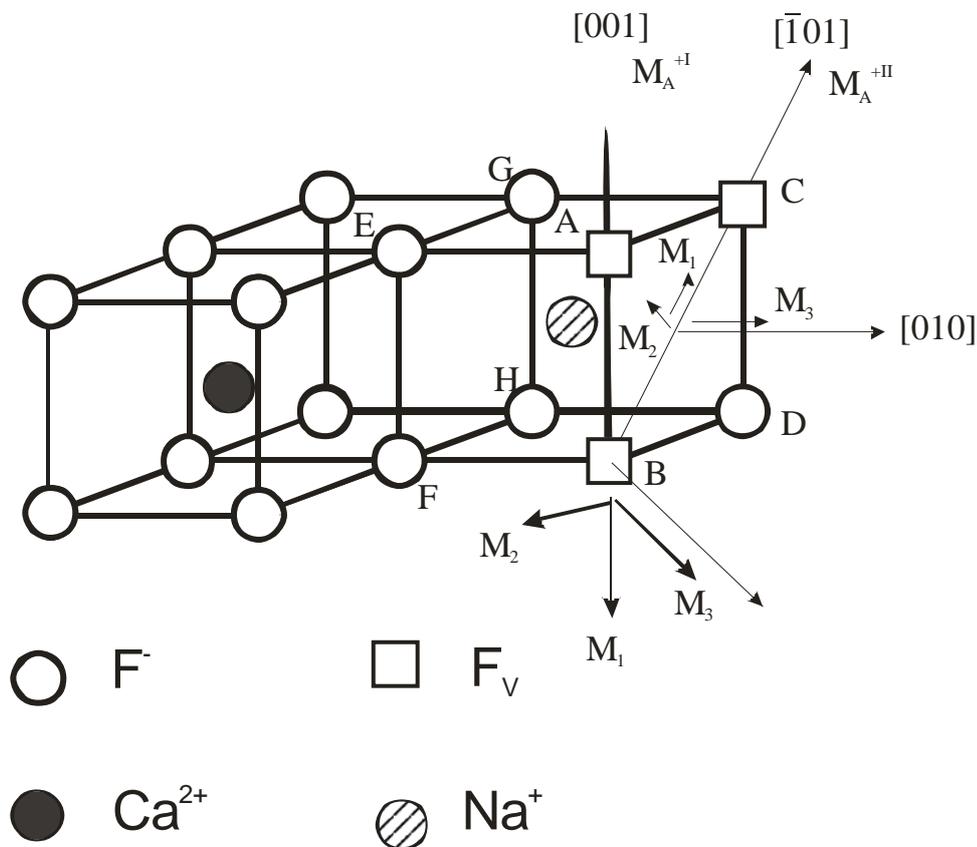
Кристаллы фторида кальция с локальными центрами (каковыми могут быть намеренно введенные примеси, собственные дефекты кристаллической решетки или комбинации обеих этих компонент) на протяжении десятков лет являются важными модельными объектами, на которых изучаются многие принципиальные вопросы физики твердого тела, оптики и фотоники.



**Рис. 2.** Оси симметрии в структуре флюорита.

Как отмечено выше, сами по себе, кристаллы фторида кальция не содержат локальных центров, электронные переходы в которых были бы ответственны за поглощение и люминесценцию в области прозрачности кристаллической матрицы. Такие центры могут быть созданы посредством так называемого «аддитивного окрашивания» кристаллов. Эта процедура состоит в отжиге (прогреве) выращенных кристаллов в восстановительной атмосфере паров металла (кальция) при температуре, примерно вдвое меньшей температуры плавления кристалла ( $T_{пл} = 1418^{\circ}\text{C}$ ). В ходе этой процедуры кальций из газовой фазы захватывается на поверхности кристалла и формирует там новый слой кристаллической решетки. Недостающие ионы фтора для осуществления этого процесса он захватывает из поверхностного слоя первоначальной решетки, а сам изменяет свое зарядовое состояние  $\text{Ca}^0 \rightarrow \text{Ca}^{2+} + 2e^-$ . В поверхностном слое, таким образом, возникают анионные вакансии и электроны, которые диффундируют в объем кристалла в форме двух потоков, т.к. при условиях аддитивного окрашивания они обладают достаточно высокой подвижностью. При этом зарядовая нейтральность кристалла не нарушается, поскольку анионные вакансии и электроны имеют противоположный заряд. После охлаждения кристалла в объеме они рекомбинируют, образуя разнообразные центры окраски. Простейшим из них является *F*-центр, состоящий из анионной вакансии и связанного на ней электрона (кристаллический аналог атома водорода). Наряду с ними образуются центры, состоящие из двух, трех или четырех анионных вакансий с соответствующим количеством электронов (соответственно *M*-, *R*- и *N*-центры), а также высоко-агрегированные центры, содержащие

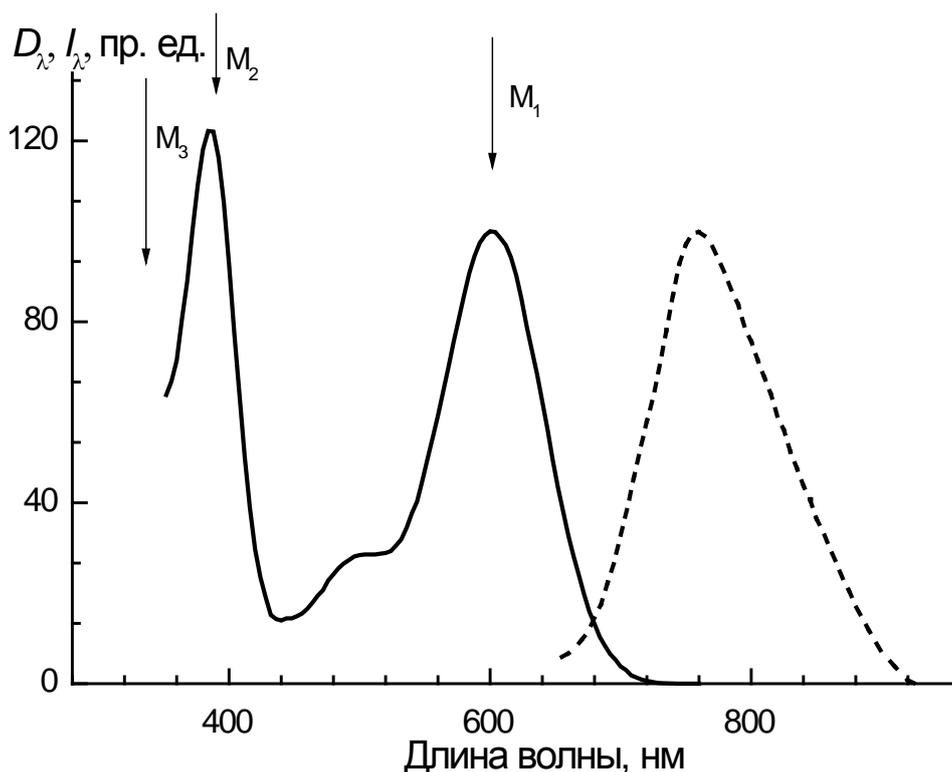
большее количество вакансий и электронов (вплоть до десятков тысяч, т.н. коллоидные и квазиколлоидные центры).



**Рис. 3.** Структура  $M_A^+$ -центров в кристалле  $CaF_2:Na$ : белые кружки – отрицательно заряженные ионы фтора (анионы), черные кружки – положительно заряженные ионы кальция (катионы), заштрихованные кружки – примесные ионы щелочного металла (в данном случае натрия), белые квадраты – анионные вакансии (отсутствие иона фтора). Стрелками  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_3$  обозначены направления диполей для центров двух типов (см. текст).

Кристаллы могут быть легированы при их выращивании примесями щелочных металлов (лития, натрия, калия). Эти металлы входят в кристаллическую решетку в форме одновалентных положительно заряженных ионов, замещающих ионы кальция. Их отрицательный заряд относительно замещаемых ими ионов кальция компенсируется в решетке флюорита формированием соответствующего количества анионных вакансий, с которыми они легко ассоциируют, формируя примесно-вакансионные пары. При аддитивном окрашивании легированных щелочными ионами кристаллов формируются центры окраски, содержащие в своем составе эти ионы. Наибольший интерес для нас представляет двухвакансионный центр (рис. 3). При комнатной температуре устойчив нейтральный  $M_A^+$ -центр, состоящий из примеси

щелочного металла ( $\text{Na}^+$ ), двух анионных вакансий ( $F_V$ ) и одного электрона. Известно два типа  $M_A^+$ -центров, различающихся относительным расположением вакансий. В центрах типа I вакансии располагаются вдоль оси  $C_4$ : например, вакансии расположены в узлах А и В, ось центра направлена вдоль оси  $C_4$  [001]. В центрах типа II вакансии располагаются вдоль оси  $C_2$ : вакансии расположены в узлах В, С (рис. 3). При комнатной температуре устойчивыми являются  $M_A^+$ -центры типа I.



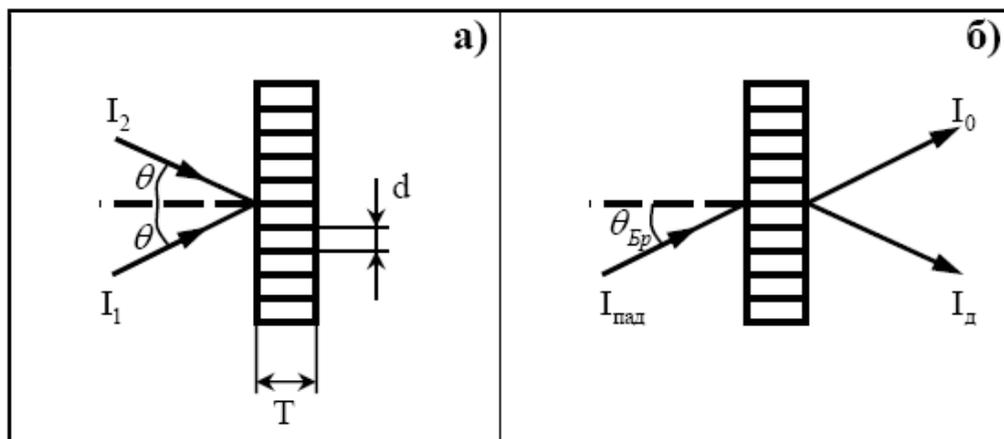
**Рис. 4.** Спектры поглощения (сплошная линия) и люминесценции (пунктир)  $M_A^+$ -центров I-го типа в кристалле  $\text{CaF}_2:\text{Na}$ . Стрелками показаны максимумы полос поглощения, соответствующим диполям  $M_1, M_2, M_3$  рис. 3.

Спектры поглощения центров обоих типов образованы тремя полосами (рис. 4). В кристаллах  $\text{CaF}_2:\text{Na}$  максимум длинноволновой полосы центров типа I расположен при 600 нм; две близко расположенные коротковолновые полосы имеют максимумы при 380 и 330 нм. При фотовозбуждении во всех трех полосах наблюдается интенсивная люминесценция  $M_A^+$ -центров, максимум полосы люминесценции располагается при 760 нм (рис. 4). Оптические переходы, с которыми связаны полосы поглощения, имеют электродипольный характер. Этим диполям могут быть сопоставлены элементарные осцилляторы, ориентированные определенным образом относительно кристаллографических направлений. В центрах типа I коротковолновые

диполи ( $p_2, p_3$ ) ориентированы по осям 2-го порядка, а длинноволновый диполь – по оси 4-го порядка (вдоль линии расположения анионных вакансий. Например, для центра с вакансиями в узлах А и В дипольный момент  $p_3$  направлен вдоль вектора  $M_3$  (направление НВ); дипольный момент  $p_2$  направлен вдоль вектора  $M_2$  (направление FD); дипольный момент  $p_1$  направлен вдоль вектора  $M_1$  (направление АВ) (см. рис. 3). Люминесценция центра резонансна длинноволновой полосе поглощения (относительный сдвиг максимумов полос поглощения и люминесценции рассматривается в лабораторной работе № 3). Диполь, соответствующий полосе люминесценции, ориентирован таким же образом, как и диполь длинноволновой полосы поглощения.

Свойство анизотропии переходов, соответствующих полосам поглощения и люминесценции в *макроскопически изотропном* (кубическом) кристалле фторида кальция рассматривается в лабораторных работах № 1 и № 2.

Голографические свойства кристаллов флюорита использованы в лабораторной работе № 4. В данном случае речь идет о простейших голограммах (голографических решетках), которые могут быть записаны в объеме кристаллов флюорита с центрами окраски. Такие решетки представляют собой периодическое чередование слоев с разными значениями оптических констант кристалла в них (показателя преломления и коэффициента поглощения). Получение такой периодической структуры возможно при помощи освещения кристалла когерентным излучением двух сведенных лучей, образующих в месте своего пересечения интерференционную картину (рис. 5, а). Минимумы коэффициента поглощения кристалла в такой периодической структуре располагаются в плоскостях, где волны складываются в фазе. Эти плоскости направлены по биссектрисе угла между записываемыми лучами.



**Рис. 5.** Пример записи (а) и считывания (б) голограмм с периодом  $d$  в объемной среде толщиной  $T$  [1].

При восстановлении голограммы (рис. 5, б) волны, дифрагирующие на элементах периодической структуры, складываются по фазе, если считывающая плоская волна  $I_{\text{пад}}$  падает на голограмму под углом, удовлетворяющим условию Брэгга:

$$\sin \theta_{\text{Бр}} = \lambda / 2d = \sin \theta,$$

т.е. считывание производится той же длиной волны  $\lambda$  и в том же направлении  $\theta = \theta_{\text{Бр}}$ , как у волны, использованной в качестве опорной при записи голограммы. Таким образом, за средой образуются две волны: дифрагированная (восстановленная)  $I_{\text{д}}$ , а также волна  $I_0$  – это волна нулевого порядка дифракции, прошедшая голограмму без изменения направления. Именно использование объема регистрирующей среды позволяет получать за ней только одну восстановленную волну  $I_{\text{д}}$ , распространяющуюся под углом Брэгга  $\theta_{\text{Бр}}$ .

В основе механизма записи голограмм в кристаллах флюорита с центрами окраски лежит свойство фотохромии этих кристаллов, т.е. превращения центров окраски из одного типа в другой под действием оптического излучения и температуры,  $T$  (преобразование центров протекает при  $T > 150$  К). Если запись голограмм происходит при сравнительно низкой, например, комнатной температуре, то их дифракционная эффективность (отношение интенсивности дифрагированной волны  $I_{\text{д}}$  к интенсивности волны считывания  $I_{\text{пад}}$ , рис. 5) оказывается весьма мала. В данном случае преобразование центров имеет локальный характер, оно осуществляется в максимумах интерференционного поля. Эффективные голограммы могут быть записаны при  $T > 70^\circ\text{C}$ . В этом случае запись носит нелокальный характер – реакция превращения центров окраски сопровождается перераспределением ее «конечного продукта» по объему кристалла. Это перераспределение происходит по диффузионно-дрейфовому механизму [2]. Электроны, возникшие при фотоионизации центров окраски в максимумах интерференционного поля, диффундируют в направлении его минимумов, где захватываются на ловушки и образуют между максимумами и минимумами электрическое поле. Под действием этого поля, анионные вакансии, отщепляющиеся от ионизованного центра, дрейфуют по направлению к минимумам, где они рекомбинируют с высвобождающимися из ловушек электронами. При этом формируются устойчивые – при данной температуре и спектральном составе записывающего излучения – центры окраски. Таким образом, изменение оптических постоянных, формирующих голографическую решетку, образуется за счет пространственной модуляции концентрации центров окраски. Максимальная концентрация центров имеет место в минимумах, а минимальная – в максимумах интерференционного поля.

Запись голограмм в кристаллах флюорита может быть осуществлена путем реакции превращения простых центров в коллоидные под действием лазеров, излучающих в ультрафиолетовой (УФ) области спектра: гелий-кадмиевого ( $\lambda = 325$  нм) или аргонового ( $\lambda = 364$  нм); запись производится при  $T = 200^\circ\text{C}$  [3]. Также голограммы можно получить при записи аргоновым лазером в синей области спектра ( $\lambda = 488$  нм), излучение которого попадает в полосу поглощения коллоидных центров и действует преимущественно на них. Это излучение осуществляет обратную реакцию «коллоидные  $\rightarrow$  простые центры», которая протекает по тому же механизму.

Широкая спектральная область чувствительности кристалла флюорита, а также массовое распространение в последнее время высококачественных и удобных в эксплуатации твердотельных лазеров с диодной накачкой (DPSS-лазеров) позволяет использовать для записи и считывания голограмм в кристалле излучение с длиной волны 532 нм [4].

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Андреева О.В.* Прикладная голография. Учебное пособие. СПб: СПбГУ ИТМО, 2008. 184 с.
2. *Щеулин А.С., Купчиков А.К., Ангервакс А.Е., Рыскин А.И.* // Опт и спектр. 2007. Т. 103. № 4. С. 668.
3. *Щеулин А.С., Вениаминов А.В., Корзинин Ю.Л., Ангервакс А.Е., Рыскин А.И.* // Опт. и спектр. 2007. Т. 103. № 4. С. 672.
4. *Veniaminov A.V., Shcheulin A.S., Angervaks A.E., Ryskin A.I.* // J. Opt. Soc. Am. B. 2012. Vol. 29. N 3. P. 335.

*Лабораторная работа № 1*  
**ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ АНИЗОТРОПНЫХ  
ЦЕНТРОВ В КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ. 1.**

**ЦЕЛЬ РАБОТЫ:** Определение азимутальной зависимости степени поляризации  $M_A^+$ -центров в кристаллах фторида кальция.

**ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ:** кристаллы фторида кальция, активированные натрием, с  $M_A^+$ -центрами окраски.

**ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ:**

1. Измерение азимутальных зависимостей степени поляризации  $M_A^+$ -центров в кристаллах фторида кальция.
2. Сравнение экспериментальных данных с теорией и установление ориентации осцилляторов, ответственных за возбуждение люминесценции в длинноволновой полосе поглощения.
3. Установление независимости интенсивности люминесценции от взаимной ориентации кристаллографических осей и плоскости поляризации возбуждающего света.

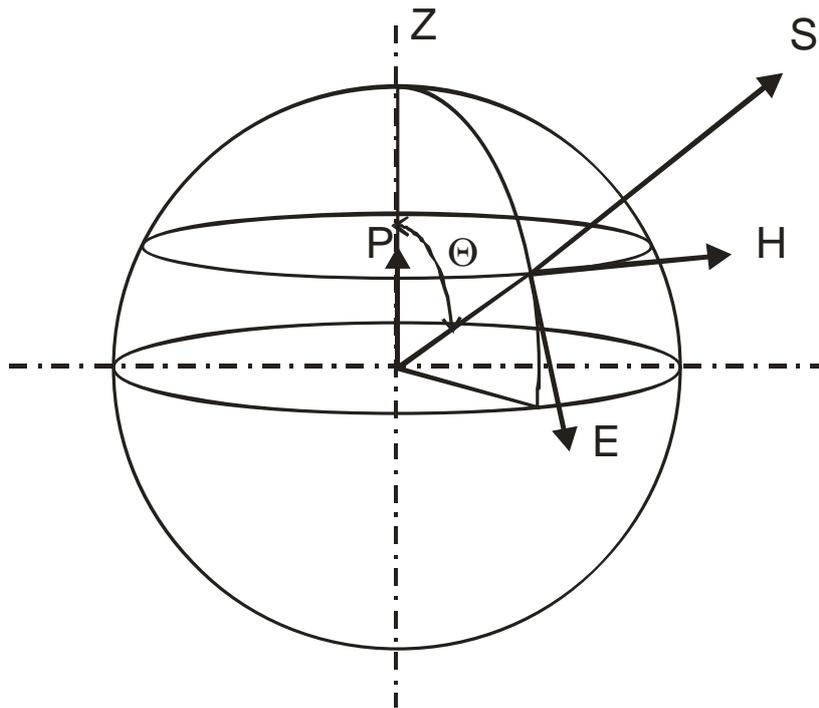
**СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ**

Поляризация излучения состоит в анизотропии электромагнитных колебаний в плоскости, перпендикулярной лучу. Классическая теория поляризации излучения строится на основе представлений об анизотропии элементарных излучателей, простейшим из которых является линейный диполь. Суперпозиция когерентных диполей приводит к более сложным излучателям – с одной стороны, к круговым (в общем случае – эллиптическим) и, с другой стороны, к высшим мультиполям – квадруполям, октуполям и т.д. Первые могут быть легко сконструированы из элементарных диполей. Высшие мультиполи более целесообразно вводить, рассматривая с различной степенью приближения электромагнитное поле излучения движущегося электрического заряда.

Линейный гармонический осциллятор представляет собой диполь  $\mathbf{p}$ , имеющий постоянное направление (вдоль оси  $z$ , рис. 1) и изменяющийся во времени  $t$  по гармоническому закону с частотой  $\omega$  (1).

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 \cdot \cos(\omega t), \quad (1)$$

где  $\mathbf{p}_0$  – амплитуда дипольного осциллятора.



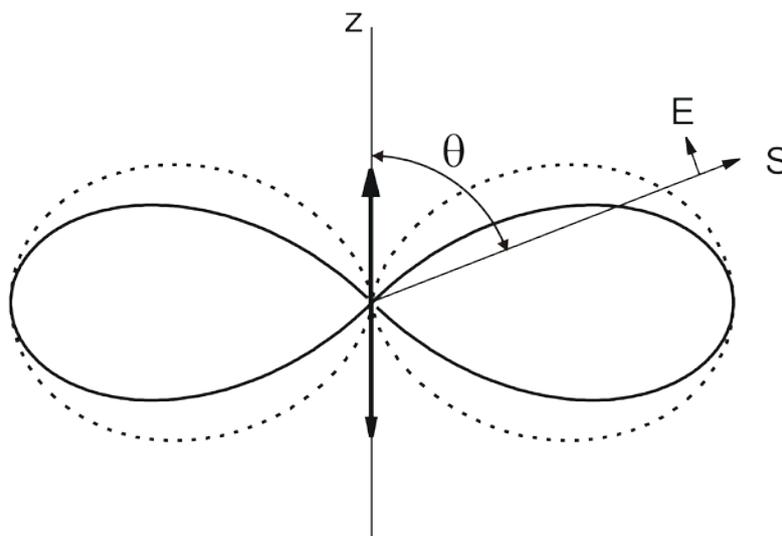
**Рис.1.** Поляризация и поле излучения электрического диполя.

Поле излучения линейного гармонического осциллятора представляет линейно-поляризованные волны, амплитуды которых изменяются как синус угла между направлением колебаний осциллятора и направлением наблюдения. Если окружить осциллятор сферой и принять за полярную ось  $z$  направление его колебаний, то электрический вектор  $\mathbf{E}$  в поле излучения будет направлен по касательной к меридианам этой сферы, а магнитный вектор  $\mathbf{H}$  – по касательной к параллелям (рис. 1). Свет, излучаемый линейным дипольным осциллятором в любом направлении, полностью линейно поляризован. Плотность потока электромагнитной энергии ( $S(\Theta)$ ) в направлении, определяемом углом  $\Theta$  с осью осциллятора на расстоянии  $r_0$  от него, равна

$$S(\Theta) = \frac{\omega^4 p_0^2}{4\pi r_0^2 c^2} \sin^2 \Theta. \quad (2)$$

Здесь  $c$  – скорость света. Это выражение определяет пространственное распределение интенсивности излучения дипольного осциллятора. Излучение максимально в направлении, перпендикулярном оси диполя, и отсутствует в направлении колебаний (рис. 2). Как видно из рис. 2, поле излучения электрического диполя можно представить как каплю, перетянутую по диаметру, при этом образующаяся в результате этого двулистная капля ориентирована перпендикулярно оси диполя.

Специфика поляризационных явлений в кристаллах определяется регулярностью их строения и наличием выделенных направлений – осей симметрии, относительно которых могут ориентироваться анизотропные люминесцирующие центры. При этом следует разделять анизотропные и изотропные кристаллы. Причина поляризации люминесценции оптически анизотропных кристаллов достаточно очевидна. Анизотропные люминесцирующие центры, моделируемые линейными или круговыми осцилляторами, находясь в сильных внутрикристаллических полях, имеющих вполне определенные направления, ориентируются полностью или частично. Различные электронные переходы в данном люминесцирующем центре могут описываться осцилляторами, имеющими различную ориентацию относительно осей анизотропного центра. Поэтому ориентация поляризации люминесценции может оказаться различной для разных линий и полос в спектре излучения. Таким образом, поляризация люминесценции оптически анизотропных кристаллов является следствием наличия в этих кристаллах одного или двух выделенных направлений – оптических осей.



**Рис. 2.** Поле излучения электрического диполя: амплитуда колебаний (пунктир) и интенсивность излучения (сплошная линия).

Иная ситуация имеет место для изотропных – кубических кристаллов. Закономерности поляризованной люминесценции этих кристаллов обусловлены тем, что анизотропные центры, находящиеся в кристаллической решетке, ориентируются в ней вдоль тех или иных осей симметрии. Характер ориентации определяется или структурой центра, который может быть сам по себе достаточно сложным образованием, занимающим несколько узлов кристаллической решетки, или асимметрией в ближайшем окружении. Причиной такой асимметрии может быть, например, отличие заряда примесного атома от заряда замещаемого атома

решетки, требующее зарядовой компенсации для сохранения зарядовой нейтральности кристалла с примесью. Такой компенсатор заряда (им может быть или намеренно введенная другая примесь или дефект решетки, образующийся в процессе роста кристалла), если он расположен в непосредственной близости от люминесцирующего атома, создает анизотропный центр. В различных случаях, определяемых конкретной структурой центра и его окружения, ориентация анизотропного центра может осуществляться вдоль поворотных осей четвертого, третьего или второго порядка (см. рис. 2 из Введения). При этом существенно, что каждый данный центр ориентируется вдоль одной определенной оси данной кратности  $n$  (из  $12/n$  возможных осей;  $n = 4, 3, 2$ ). Изотропия кристалла в целом (макроскопическая изотропия) есть результат равновероятного распределения центров по всем  $12/n$  возможным направлениям ориентации. Таким образом, каждый данный центр находится в поле, обладающем симметрией  $C_n$ . Поэтому кристалл в отношении свойств, определяемых присутствием в решетке люминесцирующих центров, можно рассматривать как суперпозицию  $12/n$  анизотропных кристаллов, ориентированных вдоль осей  $C_n$  кубического кристалла.

При возбуждении совокупности центров, ориентированных с равной вероятностью по всем  $12/n$  возможным (эквивалентным) направлениям линейно-поляризованным светом, вероятность возбуждения группы центров, имеющих данную ориентацию, будет определяться относительным положением оси этой ориентации и электрического вектора возбуждающего света. При вращении кристалла указанная вероятность будет изменяться, и, соответственно, будет меняться доля участия отдельных групп центров в наблюдаемой люминесценции. Таким образом, анизотропия люминесценции примесных центров в кубическом кристалле обусловлена анизотропией ответственных за люминесценцию излучателей (диполей).

Эта зависимость степени поляризации люминесценции от относительного положения электрического вектора возбуждающего света и кристаллографических направлений, которая будет для краткости называться *азимутальной зависимостью*, может быть рассчитана при помощи осцилляторной модели для ряда случаев. Расчет производится при помощи формулы (2) с учетом рассмотренного выше распределения диполей по эквивалентным кристаллографическим направлениям.

Оптическая схема для проведения экспериментального исследования поляризованной люминесценции показана на рис. 4. Исследуемый образец представляет собой пластинку, вырезанную параллельно плоскостям куба (100).

Исследование азимутальных зависимостей состоит в определении степени поляризации люминесценции от угла поворота пластинки  $\alpha$  в

плоскости, перпендикулярной направлению наблюдения. Сопоставление указанных зависимостей с результатами расчета позволяет определить ориентацию ответственных за люминесценцию осцилляторов по тем или иным кристаллографическим направлениям.

Рассмотрим более подробно, каким образом производится расчет азимутальных зависимостей. Для выполнения расчета необходимо, прежде всего, определить относительные вероятности возбуждения отдельных групп осцилляторов, пропорциональные квадрату косинуса угла между электрическим вектором возбуждающего света и осью осциллятора (если поглощают линейные осцилляторы) или квадрату синуса этого угла (если поглощают круговые осцилляторы). Затем вычисляются относительные интенсивности света  $I_i$ , посылаемого в направлении наблюдения отдельными группами осцилляторов, имеющих данную ориентацию  $i$ , и степени поляризации этого света (парциальные поляризации)  $P_i$ , определяемые выражением

$$P = \frac{I_{i\parallel} - I_{i\perp}}{I_{i\parallel} + I_{i\perp}} \quad (3)$$

В формуле (3) обозначения « $\parallel$ » и « $\perp$ » относятся к ориентации векторов поляризации люминесценции (выделяемой анализатором) относительно вектора поляризации возбуждающего излучения.

Поляризация суммарного излучения от всех групп осцилляторов может быть найдена по формуле сложения поляризаций

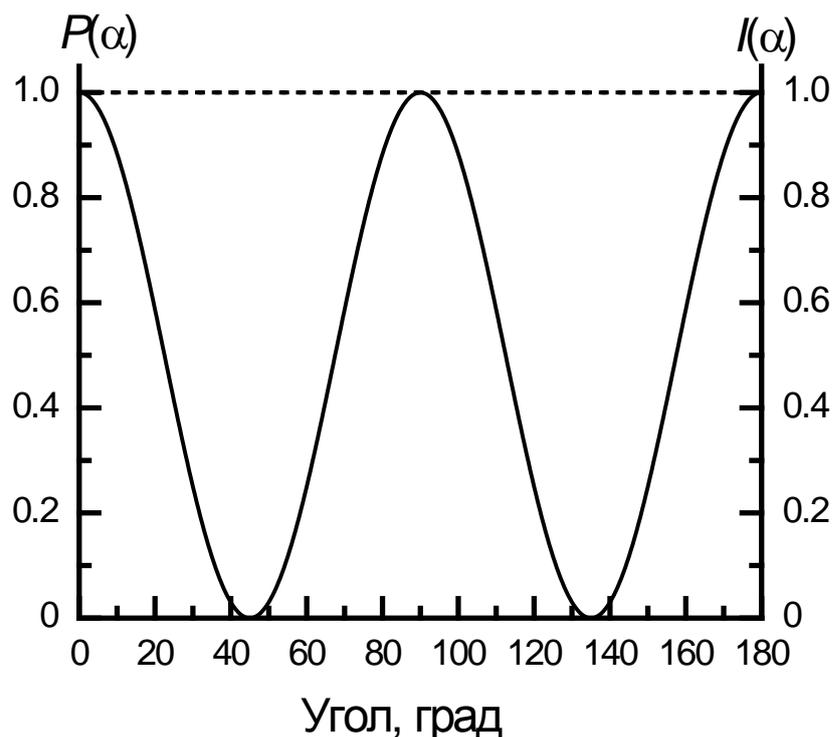
$$P = \frac{\sum_i P_i I_i}{\sum_i I_i}, \quad (4)$$

где суммирование производится по группам осцилляторов, имеющих одинаковую ориентацию.

Используя эту схему можно рассчитать угловую зависимость  $P(\alpha)$ , соответствующую ориентации осцилляторов по осям  $C_4$ . Кроме того, попутно можно вычислить зависимость относительной интенсивности люминесценции  $I(\alpha)$  в направлении наблюдения от азимута  $\alpha$ . Результаты расчетов представлены формулами (5), (6) и изображены графически на рис. 3:

$$P(\alpha) = \cos^2 \alpha. \quad (5)$$

$$I(\alpha) = 1 \quad (6)$$



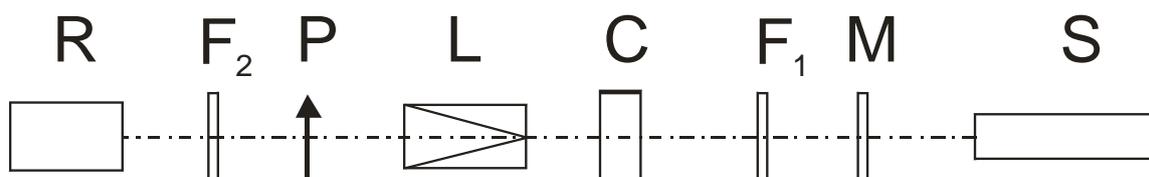
**Рис. 3.** Азимутальные зависимости степени поляризации (сплошная линия) и интенсивности люминесценции (пунктирная линия) при ориентации осцилляторов по осям симметрии четвертого порядка.

Анизотропия люминесценции  $M_A^+$ -центров окраски в кристаллах фторида кальция обусловлена анизотропией структуры этого центра. Как отмечено во Введении, в спектре поглощения  $M_A^+$ -центров I типа присутствуют 3 полосы поглощения, из которых две коротковолновых полосы соответствуют осцилляторам, ориентированным по осям второго порядка, а длинноволновая полоса соответствует осциллятору, ортогональному осцилляторам коротковолновых полос и направленному по оси четвертого порядка. Осциллятор, соответствующий люминесценции, совпадает по направлению с осциллятором длинноволновой полосы, то есть ориентирован вдоль оси  $C_4$ .

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Схема установки для определения азимутальных зависимостей степени поляризации люминесценции показана на рис. 4. В качестве источника света  $S$ , возбуждающего люминесценцию  $M_A^+$ -центров, используется гелий-неоновый лазер с линейной поляризацией и малой расходимостью лазерного пучка. Фильтр  $F_1$  отсекает излучение трубки гелий-неонового лазера с длинами волн, большими 632,8 нм (эта длина волны генерации лазера, которая используется для возбуждения люминесценции  $M_A^+$ -центров). Излучение лазера поляризовано в

вертикальной плоскости. Образец С устанавливается на поворотном устройстве, осуществляющем его вращение в плоскости, перпендикулярной оптической оси схемы. Фильтр  $F_2$  поглощает возбуждающее люминесценцию излучение лазера. Анализатор Р представляет собой поляроид, вращающийся вокруг оптической оси. Он служит для измерения степени поляризации люминесценции. Схема регистрации люминесценции включает вращающийся диск с отверстиями М, модулирующий возбуждающее излучение, фотоумножитель (ФЭУ) R, усилитель, синхронный детектор и вольтметр, с которого снимаются показания.



**Рис. 4.** Схема установки для определения азимутальных зависимостей степени поляризации люминесценции.

S – гелий-неоновый лазер;

M – модулятор (вращающийся диск с отверстиями, прерывающий излучение лазера с частотой 1200 Гц);

F<sub>1</sub> – фильтр, отсекающий свет от газоразрядной трубки гелий-неонового лазера;

C – образец (кристалл фторида кальция с  $M_A^+$ -центрами, вращающийся вокруг оптической оси схемы);

L – коллиматор, уменьшающий расходимость излучения люминесценции;

P – анализатор (поляроид, вращающийся вокруг оптической оси схемы);

F<sub>2</sub> – фильтр, отсекающий излучение гелий-неонового лазера и пропускающий излучение люминесценции образца;

R – фотоприемник (ФЭУ).

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

### Включение приборов

1. Включить тумблером «сеть» блок питания гелий-неонового лазера и нажать кнопку «пуск»
2. Включить дисковый модулятор светового потока тумблером на его корпусе.
3. Включить тумблер «сеть» селективного усилителя У2-8.
4. Включить тумблеры на второй слева и первой справа секциях блока питания, стоящего на нижней полке соседнего справа стенда для подачи напряжения на синхронный детектор.

5. Включить тумблер «сеть» источника постоянного тока Б5-24А и спустя 2 минуты включить его тумблер «высокое напряж.» для подачи питания на ФЭУ.
6. Включить стоящий на столешнице цифровой вольтметр, показания которого пропорциональны сигналу люминесценции.
7. Проверить прохождение лазерного излучения через элементы оптической схемы (до кристалла).
8. Вращая анализатор, проверить наличие сигнала люминесценции на цифровом вольтметре.

### **Выполнение работы**

1. Установить анализатор Р в положение горизонтальной поляризации, фиксированное нулевой отметкой на его лимбе.
2. Вращая кристалл, установить его в положение, соответствующее минимальной интенсивности люминесценции. Выполнение пунктов 1 и 2 обеспечивает возбуждение люминесценции осцилляторов, ориентированных вдоль одной определенной оси (из нескольких эквивалентных направлений).
3. Вращая анализатор с шагом  $10^\circ$ , построить зависимость интенсивности люминесценции от угла поворота анализатора. Убедиться в том, что при некотором положении анализатора интенсивность люминесценции близка к нулю.
4. Определить максимальное ( $I_{\max}$ ) и минимальное ( $I_{\min}$ ) значение сигнала. Убедиться в том, что минимальное и максимальное значения сигнала наблюдаются при положениях анализатора, отличающихся примерно на  $90^\circ$ .
5. По формуле 
$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$
 определить степень поляризации люминесценции при данном положении кристалла.
6. Поворачивая кристалл С в диапазоне углов  $0-360^\circ$  с шагом  $10^\circ$ , и производя процедуры, указанные в пунктах 4 и 5, построить азимутальную зависимость степени поляризации люминесценции в зависимости от угла поворота кристалла, для чего при каждом положении кристалла необходимо вращать анализатор, определяя  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$ .
7. Убедиться в том, что эта зависимость соответствует теоретической кривой, построенной на основании таблицы и представленной на рис. 3.
8. Убрать анализатор и построить зависимость интенсивности люминесценции от угла поворота кристалла. Убедиться, что в этом случае интенсивность люминесценции кристалла не зависит от угла его поворота.

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какой вид имеет пространственное распределение интенсивности излучения электрического диполя?
2. Какова физическая природа наблюдаемой анизотропии люминесценции примесных центров в кубическом кристалле при их анизотропном возбуждении?
3. В чем причина анизотропии люминесценции  $M_A^+$ -центров окраски в кристаллах фторида кальция?

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Феофилов П.П.* Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов. М.: Физматгиз, 1959. 288 с.
2. *Шерклиф У.* Поляризованный свет. М.: Мир, 1965. 264 с.
3. *Раух Р.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1973. Т. 37. Вып. 3. С. 595.
4. *Архангельская В.А., Щеулин А.С.* // Опт. и спектр. 1991. Т.70. № 6. С. 1242.

*Лабораторная работа № 2*  
**ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ АНИЗОТРОПНЫХ  
ЦЕНТРОВ В КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ. 2.**

**ЦЕЛЬ РАБОТЫ:** Определение азимутальной зависимости интенсивности поляризованной люминесценции  $M_A^+$ -центров в кристаллах фторида кальция, наблюдающейся в направлении, перпендикулярном возбуждающему лучу.

**ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ:** кристаллы фторида кальция, активированные натрием, с  $M_A^+$ -центрами окраски.

**ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ:**

1. Измерение азимутальных зависимостей интенсивности поляризованной люминесценции  $M_A^+$ -центров в кристаллах фторида кальция.
2. Сравнение экспериментальных данных с теорией и установление ориентации осцилляторов, ответственных за возбуждение люминесценции в длинноволновой полосе поглощения.

**СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ**

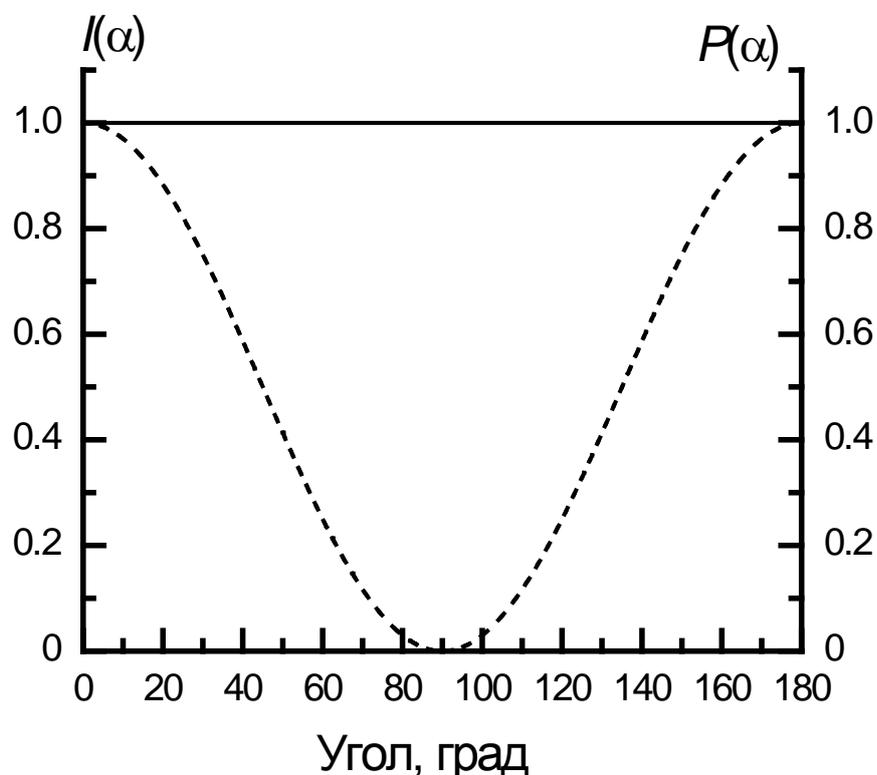
Основные сведения о поляризованной люминесценции анизотропных центров в кубических кристаллах приведены в описании лабораторной работы № 1. В отличие от нее, в данной работе при определении азимутальной зависимости интенсивности поляризованной люминесценции  $M_A^+$ -центров направления возбуждения люминесценции и ее регистрации перпендикулярны друг другу. В связи с этим в данной работе используется образец в форме параллелепипеда. Формулы для определения относительной интенсивности люминесценции  $I(\alpha)$  и степени поляризации люминесценции  $P(\alpha)$  в зависимости от угла наклона вектора поляризации возбуждающего излучения  $\alpha$ :

$$I(\alpha) = \frac{1 + \cos 2\alpha}{2}. \quad (1)$$

$$P(\alpha) = 1. \quad (2)$$

Используется образец, плоскости которого ориентированы перпендикулярно трем осям четвертого порядка, так что направление возбуждающего света перпендикулярно кристаллографической плоскости (100). Вычисленные по указанным выше формулам (1), (2) азимутальные

зависимости относительной интенсивности люминесценции и степени поляризации показаны на рис. 1.

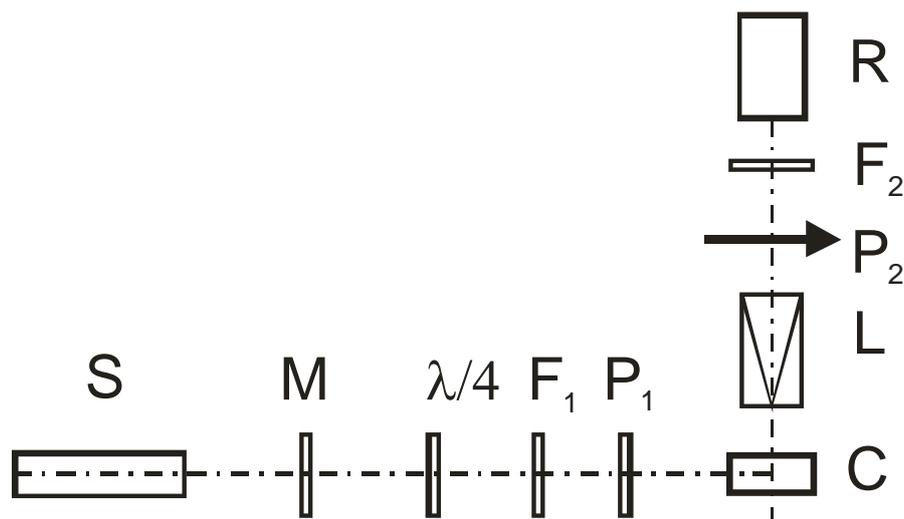


**Рис. 1.** Азимутальные зависимости относительной интенсивности люминесценции и степени поляризации люминесценции при ориентации осцилляторов по осям симметрии четвертого порядка.

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Схема установки для определения азимутальных зависимостей интенсивности люминесценции приведена на рис. 2. В этой схеме направление возбуждающего света перпендикулярно направлению наблюдения люминесценции.

В качестве источника, возбуждающего люминесценцию  $M_A^+$ -центров, используется гелий-неоновый лазер с линейной поляризацией излучения. Ромб Френеля превращает линейную поляризацию лазерного излучения в круговую, а поляризационное устройство  $P_1$  (призма Глана) преобразует круговую поляризацию в линейную заданной ориентации. Фильтр  $F_1$  отсекает паразитную засветку. Коллиматор  $L$  уменьшает расходимость излучения люминесценции образца  $C$ . Фильтр  $F_2$  поглощает возбуждающее люминесценцию излучение лазера. Схема регистрации люминесценции включает вращающийся диск с отверстиями  $M$ , модулирующий возбуждающее излучение, фотоумножитель (ФЭУ)  $R$ , усилитель, синхронный детектор и вольтметр, с которого снимаются показания.



**Рис. 2.** Схема установки для определения азимутальных зависимостей степени поляризации.

S – маломощный гелий-неоновый лазер;

M – модулятор (вращающийся диск с отверстиями, прерывающий излучение лазера с частотой 1200 Гц);

$\lambda/4$  – поляризационный элемент (ромб Френеля), превращающий линейную поляризацию излучения лазера в круговую;

$F_1$  – фильтр, отсекающий паразитную засветку;

$P_1$  – поляризатор, задающий направление поляризации возбуждающего люминесценцию излучения;

C – образец (кристалл фторида кальция с  $M_A^+$ -центрами);

L – коллиматор, уменьшающий расходимость излучения люминесценции;

$P_2$  – анализатор (пленочный поляриод);

$F_2$  – фильтр, отсекающий рассеянное излучение лазера;

R – фотоприемник (ФЭУ).

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

### Подготовка к выполнению работы

1. Включить гелий-неоновый лазер.
2. Включить дисковый прерыватель светового потока тумблером на его корпусе.
3. Включить тумблер «сеть» селективного усилителя У2-8.
4. Включить тумблер на третьей слева секции блока питания, стоящего слева на нижней полке столешницы.
5. Включить тумблер «сеть» выпрямителя стабилизированного ВС-22 и спустя 1 минуту включить тумблер на правой половине его лицевой панели для подачи питания на ФЭУ.

6. Проверить прохождение лазерного излучения через элементы оптической схемы (до кристалла).
7. Вращая анализатор, проверить наличие сигнала люминесценции на вольтметре.

### **Выполнение работы**

1. Установить анализатор  $P_2$  в вертикальное положение, фиксируемое отметкой  $90^\circ$ .
2. Установить поляризатор  $P_1$  на нулевую отметку на лимбе поворотного устройства, что соответствует горизонтальной поляризации возбуждающего люминесценцию излучения, и снять показание цифрового вольтметра.
3. Установить поляризатор  $P_1$  на  $90^\circ$  отметку на лимбе поворотного устройства, что соответствует вертикальной поляризации лазерного излучения, и снять показание цифрового вольтметра.
4. Вращая поляризатор  $P_1$  с шагом  $10^\circ$  в диапазоне углов  $180^\circ$ , построить зависимость интенсивности люминесценции от угла поворота поляризатора  $P_1$  при положении анализатора  $P_2$ , фиксируемом отметкой  $90^\circ$ .
5. Убедиться в том, что эта зависимость соответствует теоретическим кривым, построенным на основании формул (1), (2) и представленным на рис. 1 данной лабораторной работы.

### **КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ**

1. Как ориентированы друг относительно друга направления возбуждения люминесценции и ее регистрации при определении азимутальной зависимости интенсивности поляризованной люминесценции  $M_A^+$ -центров?
2. Каким образом осуществляется измерение азимутальной зависимости интенсивности люминесценции  $M_A^+$ -центров?
3. Как ориентированы плоскости образца для измерения азимутальной зависимости интенсивности люминесценции  $M_A^+$ -центров?

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. *Феофилов П.П.* Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов. М.: Физматгиз, 1959. 288 с.
2. *Шерклиф У.* Поляризованный свет. М.: Мир, 1965. 264 с.
3. *Раух Р.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1973. Т. 37. Вып. 3. С. 595.
4. *Архангельская В.А., Щеулин А.С.* // Опт. и спектр. 1991. Т. 70. № 6. С. 1242.

*Лабораторная работа № 3*  
**СТОКСОВ СДВИГ В СПЕКТРАХ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ  
ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ В КРИСТАЛЛАХ**

**ЦЕЛЬ РАБОТЫ:** определить стоксов сдвиг между полосами поглощения и люминесценции  $M_A^+$ -центров окраски в кристаллах флюорита.

**ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ:** кристаллы фторида кальция, активированные натрием, с центрами окраски.

**ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ:**

1. Измерение спектра люминесценции кристаллов фторида кальция с центрами окраски.
2. Измерение спектра возбуждения люминесценции кристаллов фторида кальция с центрами окраски, отражающего спектр поглощения этих кристаллов.
3. Определение величины стоксова сдвига между максимумами полос в спектре люминесценции и спектре возбуждения люминесценции.

**СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ**

Примесный центр в кристалле взаимодействует с кристаллической решеткой. Это взаимодействие, в частности, проявляется в том, что внутрицентровые электронные переходы взаимодействуют с колебаниями решетки (электронно-колебательное взаимодействие). Без учета этого взаимодействия невозможно описать спектральные свойства примесного центра, его спектры поглощения и люминесценции, а следовательно, и понять причины существования сдвига между этими спектрами. Спектральный интервал между максимумом спектра люминесценции и максимумом спектра поглощения данного вещества называется стоксовым сдвигом. Ниже излагаются основные положения теории этого явления.

Следует заметить, что простейшая из молекул – ионизованная молекула водорода – является сложным объектом. Даже при учете одного кулоновского взаимодействия мы имеем дело с задачей трех тел (двух протонов и электрона), не имеющей точного решения ни в классической, ни в квантовой механике. Поэтому при рассмотрении столь сложного объекта, каким является примесный центр в кристалле, целесообразно идти по пути разумных приближений. Очевидно, что теория должна быть квантово-механической, но простейший подход к решению квантово-механических задач, теория возмущений, не может быть применена, поскольку в выражении потенциальной энергии отсутствует малый член, пренебрежение которым позволило бы точно решить уравнение

Шредингера и влияние которого можно было бы затем учесть в первом и втором порядках метода возмущений.

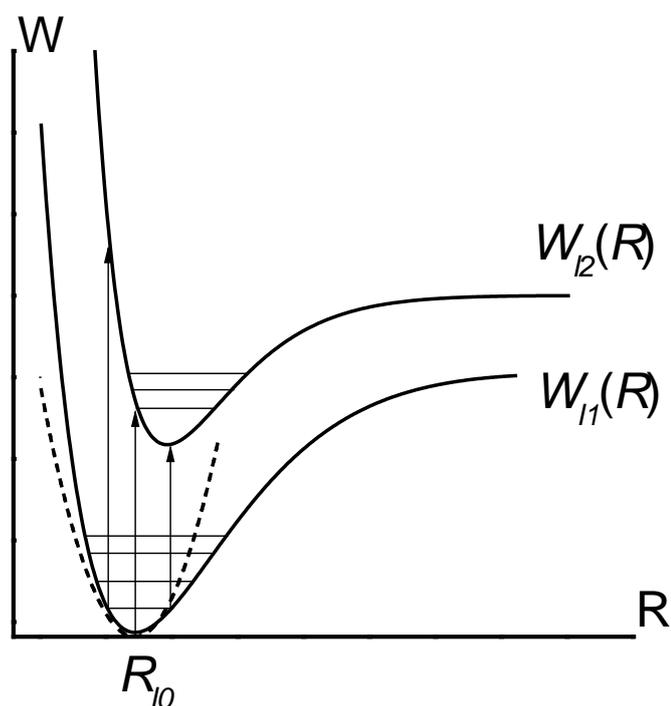
В основу квантово-механического подхода к теории примесных спектров положено *адиабатическое приближение*, основанное на огромном различии масс электронов  $m$  и ядер  $M$ , составляющем порядки величин (для наиболее легкого атома водорода  $M/m = 1840$ ). Суть этого приближения состоит в том, что тяжелые ядра двигаются (в результате тепловых колебаний) со значительно меньшей скоростью, нежели легкие электроны, вращающиеся по своим орбитам.

Следует заметить, что примесный центр в кристалле и молекула имеют много общего в том смысле, что в обоих случаях мы имеем электронные переходы, в основном определяющие оптические свойства этих объектов, и находящуюся в состоянии колебаний ядерную структуру. Взаимодействие двух объектов – электронов и ядер – и является предметом нашего внимания. Подход к описанию электронно-колебательного взаимодействия в молекулах и примесных центрах в кристаллах во многом сходен. Поэтому при дальнейшем рассмотрении теоретических аспектов мы не будем делать различия между этими двумя объектами. Оба они отличаются от атомов, в которых имеют место электроны и фиксированное в пространстве ядро. В атомных спектрах мы имеем дело с чисто электронным переходом.

Рассмотрим наглядную классическую картину внутримолекулярного движения. Интуитивно ясно, что тяжелые ядра движутся гораздо медленнее электронов, которые в тысячи раз легче ядер. За промежуток времени, в течение которого ядра сместятся на небольшое расстояние  $\Delta R$ , электроны многократно обернутся на своих орбитах. Поэтому естественно определить сначала орбиты электронов для всевозможных конфигураций неподвижных ядер (эти орбиты будут параметрически зависеть от ядерных координат), после чего рассмотреть движение ядер в усредненном поле электронов, не зависящем от их координат. Именно в этом заключается суть адиабатического приближения. Используя это приближение, можно провести как классическое, так и квантово-механическое описание процессов поглощения и люминесценции в столь сложных системах, каковыми являются молекула или примесный центр в кристалле.

При рассмотрении адиабатического приближения важными понятиями являются потенциальная кривая и диаграмма потенциальных кривых. Рассмотрим, прежде всего, эти понятия на простейшем примере двухатомной молекулы. Для этой молекулы на рис. 1 показана энергия молекулы  $E$  в зависимости от расстояния между ее ядрами. Потенциальная кривая  $W_i(R)$  представляет собственное значение энергии для электронного состояния, параметрически зависящего от колебательной координаты. В уравнении Шредингера для ядер  $W_i(R)$  выступает как оператор потенциальной энергии движения ядер. Кривая  $W_i(R)$  описывает

электронное состояние, при котором возможно устойчивое состояние молекулы. Минимум кривой соответствует равновесному положению молекулы, соответствующему данному электронному состоянию. Для различных электронных состояний,  $l$ , положения максимумов различаются (расположение ближайших к примеси атомов зависит от того, в каком электронном состоянии находится молекула). Это обстоятельство – относительный сдвиг потенциальных кривых для различных электронных состояний – имеет принципиальное значение для теории электронно-колебательных переходов в молекулах и примесных центрах.



**Рис. 1.** Диаграмма потенциальных кривых основного ( $W_{11}$ ) и первого возбужденного ( $W_{12}$ ) состояний двухатомной молекулы.  $R_{10}$  – равновесное положение молекулы в основном состоянии.

При значительном увеличении расстояния между атомами происходит диссоциация молекулы.

В теории электронно-колебательных спектров при не слишком высоких температурах особенно актуальны системы, в которых молекулы до перехода в более высокое электронное состояние находятся в условиях теплового равновесия и совершают малые колебания. При их исследовании достаточно рассмотреть потенциальную кривую вблизи положения равновесия,  $R_{10}$ , представив ее в виде первых членов разложения потенциальной энергии в ряд Тейлора до квадратичного члена

включительно (соответствующая парабола представлена на рис. 1 штриховой линией).

$$W_l(R) = W_l(R_{l0}) + \frac{1}{2} \left( \frac{d^2 W_l}{dR^2} \right)_{R=R_{l0}} (R - R_{l0})^2 + \dots \equiv W_l(R_{l0}) + \frac{1}{2} a_l (R - R_{l0})^2 + \dots \quad (1)$$

Коэффициент  $a_l$  имеет смысл силовой постоянной, коэффициента, фигурирующего в соотношении между частотой колебаний и массой колеблющейся частицы

$$\omega = \sqrt{\frac{a}{m}} \quad (2)$$

В данном электронном состоянии молекула может находиться в различных колебательных состояниях; каждому из этих состояний соответствует своя энергия, превышающая минимальную энергию на величину колебательного кванта, умноженную на номер колебательного состояния. При этом следует учесть, что в нулевом состоянии колебательная энергия не равна нулю. Энергия нулевых колебаний равна половине колебательного кванта  $\frac{1}{2} \hbar \omega_0$ . Величина колебательного кванта может быть определена из инфракрасных спектров поглощения молекулы; в этих спектрах проявляется частота колебательных переходов.

В процессе колебаний колебательная энергия данного состояния сохраняется, однако, при этом изменяется соотношение потенциальной и кинетической энергии. Кинетическая энергия достигает максимума, когда колебательная координата равна своему равновесному значению; потенциальная энергия колебаний в этой точке равна нулю. Максимальна эта энергия в точках, соответствующих пересечению графика полной энергии данного колебательного состояния с потенциальной кривой. В этих двух точках кинетическая энергия колебаний полностью переходит в потенциальную энергию. Эти точки называют точками возврата. При квантово-механическом описании каждому колебательному состоянию соответствует волновая функция, максимумы которой расположены вблизи от точек возврата. Для волновой функции нулевого состояния максимум соответствует равновесной колебательной координате данного электронного состояния. Для нижних колебательных состояний максимумы волновой функции располагаются вблизи от равновесного значения колебательной координаты.

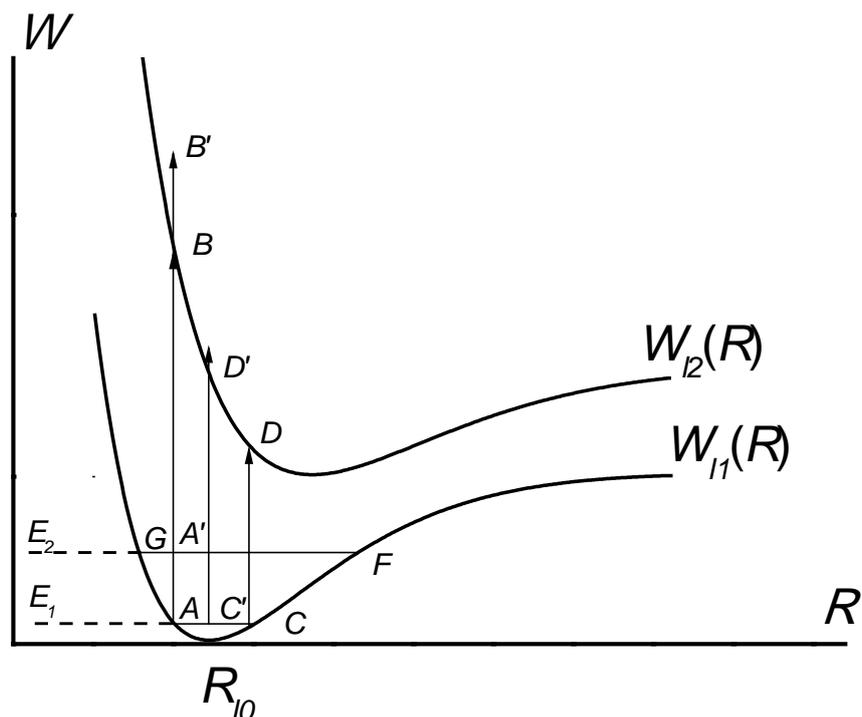
Спектр колебательных частот нормальных колебаний идеального (периодического) кристалла состоит из чередующихся разрешенных и запрещенных зон. Число разрешенных зон равно утроенному числу атомов

в элементарной ячейке, число частот в зоне равно числу элементарных ячеек в кристалле. Таким образом, полное число частот равно числу колебательных степеней свободы  $N = 3n$ , где  $n$  – число атомов кристалла. Внедрение примеси модифицирует колебательный спектр кристалла. Чем больше отличается масса и силовая постоянная примеси от соответствующих величин для замещаемого атома решетки, тем больше эта модификация. При некоторых предельных значениях указанных величин происходит отщепление частоты колебаний от непрерывной зоны кристаллических колебательных состояний. В этом случае говорят о возникновении локального колебания. Его волновая функция локализована в малой области пространства вблизи от примеси. Отщепление происходит от каждой из разрешенных зон. Если масса или силовая постоянная не достигают указанных критических величин, то локального колебания не возникает. Однако, если отличия этих двух величин от их «кристаллических» значений достаточно велики, то колебательные состояния, распределенные по всему объему кристалла, как бы «сжимаются» около примеси, причем тем сильнее, чем больше это отличие. В этом случае колебательные состояния расположены в более широкой области пространства, чем локальные колебания. Соответствующие колебания называют квазилокальными.

При рассмотрении общей картины электронно-колебательного взаимодействия, как правило, не конкретизируют тип и характер колебания, с которым взаимодействует электронный переход, и пользуются понятием конфигурационной (т.е. некой обобщенной) координаты. Используемая при этом модель называется моделью конфигурационных координат. Колебанию, соответствующему изменению конфигурационной координаты, сопоставляют некий эффективный осциллятор.

Структура электронно-колебательного спектра определяется вероятностями соответствующих электронно-колебательных переходов. Первостепенную роль играет принцип Франка-Кондона, который в теории электронно-колебательных переходов в некотором смысле заменяет обычные в спектроскопии правила отбора. Мы ограничимся простейшим рассмотрением принципа Франка-Кондона, который получается, если исходить из чисто классических представлений. В рамках квантово-механических представлений может быть проведено более полное рассмотрение этого принципа, однако, мы этого делать не будем. Основываясь на классических представлениях, можно утверждать, что электронное состояние (состояние «быстрой» подсистемы) молекулы (или примесного центра) изменяется настолько быстро, что за время электронного перехода ядра не успевают ни сместиться, ни изменить своих импульсов («классический» принцип Франка-Кондона). Если электронно-колебательный переход на диаграмме конфигурационных координат (рис. 2) изображать стрелкой, начало которой показывает энергию и координату

колебания в момент начала электронного перехода, а конец фиксирует энергию и координату в момент, непосредственно следующий за электронным переходом, то первое условие ( $R = \text{const}$ ) означает, что стрелка должна быть вертикальной. Второе условие (импульс  $P = \text{const}$  или  $E_{\text{кин}} = \text{const}$ ) означает, что конец стрелки должен находиться на таком же расстоянии (по энергиям) от потенциальной кривой конечного состояния, на котором находилось начало стрелки от исходной потенциальной кривой (на рис. 2  $AA' = BB'$ ).



**Рис. 2.** Диаграмма потенциальных кривых и принцип Франка-Кондона. Точки  $A$ ,  $C$ ,  $G$  характеризуют основное состояние системы. Точки  $A'$ ,  $C'$ ,  $G'$  характеризуют возбужденное колебательное состояние этой системы при энергии электрона  $W_{11}$ . Точки  $B$ ,  $D$ ,  $B'$ ,  $D'$  характеризуют состояние этой системы при энергии электрона  $W_{12}$ .

К этим двум условиям, естественно следующим из основной идеи адиабатического приближения, следует присоединить еще одно условие.

Поскольку, как отмечено выше, кинетическая энергия колебательного движения равна нулю в точках возврата (а, следовательно, равна нулю и скорость движения эффективного осциллятора), то осциллятор проводит наибольшее время именно в этих точках. Это – третье – условие сводится к тому, что изображающие переход стрелки следует начинать только с потенциальных кривых (точки  $A$  и  $C$  для колебательного состояния  $E_1$ , точки  $G$  и  $F$  для колебательного состояния  $E_2$ ). Согласно условию 2, концы стрелок должны теперь тоже лежать на

потенциальной кривой, т.к.  $E_{\text{кин}} = 0$  до и после перехода (стрелки АВ и CD).

Таким образом, классический принцип Франка-Кондона может быть сформулирован в трех пунктах: 1)  $R = \text{const}$ ; 2)  $P = \text{const}$ ; 3) стрелки начинаются из поворотных точек классического движения осциллятора.

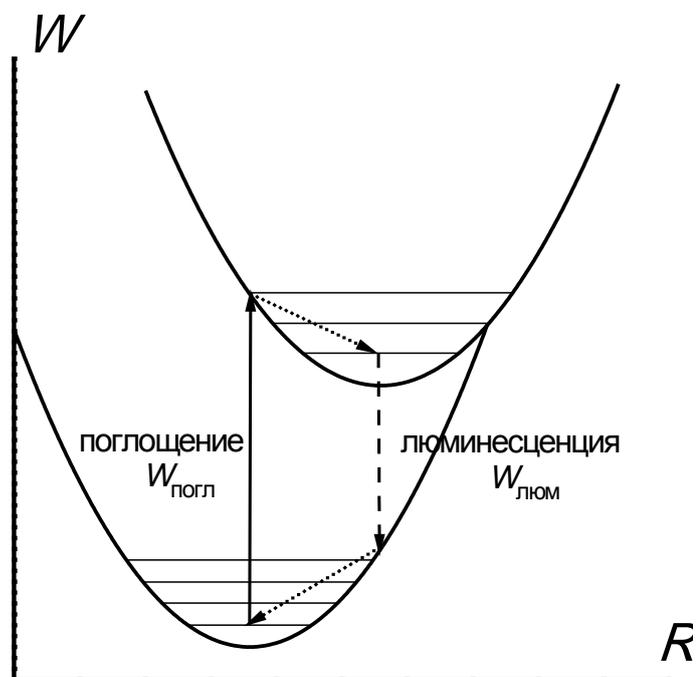
Пункты 1 и 2 в классическом принципе Франка-Кондона тесно связаны с адиабатическим приближением. Можно думать, что эти условия хорошо выражают истинное положение дел при электронно-колебательном переходе. Конечно, с точки зрения квантовой механики нельзя одновременно фиксировать координаты и импульсы частиц, но естественно предположить, что для столь массивных частиц, как ядра, квантовые эффекты не должны быть сильно выражены.

«Слабым местом» в классической формулировке этого принципа является пункт 3, который введен сверх адиабатического приближения как не очень хорошо обоснованное дополнительное ограничение. В связи с этим была введена *полуклассическая* формулировка принципа Франка-Кондона, которая сохраняет пункты 1 и 2, но заменяет условие 3 новым: электронные переходы могут иметь место при *любых* значениях колебательной координаты  $R$  с вероятностями  $w(R)$ , где  $w(R)$  – квантово-механическое распределение координаты. Если рассматривается переход из одного определенного (исходного) колебательного состояния, то вероятность распределения координаты является просто квадратом модуля волновой функции осциллятора. При тепловом равновесии различные осцилляторы имеют различную колебательную энергию ( $E_1$ ,  $E_2$  и т.д.) и, соответственно, различные вероятности  $w(R)$ .

В полуклассической трактовке, на диаграмме потенциальных кривых оказываются разрешенными не только стрелки АВ и CD, но и стрелка C'D'. При этом в области малых колебательных квантовых чисел нижнего состояния наибольший «вес» имеет именно эта стрелка, поскольку классическое распределение координаты для этих состояний (особенно для нулевого состояния) коренным образом отличается от действительного – квантового. В частности, для нулевого состояния максимум функции распределения находится в точке C'.

Электронно-колебательному переходу в спектре молекулы или примесного центра в кристалле соответствует набор полос, соответствующих переходам с различных колебательных подуровней исходного состояния перехода на различные колебательные подуровни его конечного состояния. Из полуклассического принципа Франка-Кондона следует, что это именно полосы, а не линии. При достаточно высокой температуре (например, комнатной) эти полосы уширяются из-за температурного заселения более высоких по энергии колебательных подуровней (эти подуровни тем сильнее заселяются, чем выше температура; это так называемое «однородное уширение»). Как результат

такого уширения, мы имеем в спектрах поглощения и люминесценции широкие электронно-колебательные полосы. При поглощении кванта света с энергией  $W_{\text{погл}}$  молекула (примесный центр) переходит в возбужденное электронное состояние и релаксирует к равновесному значению этого состояния, соответствующему данной температуре. Люминесценция происходит из этого состояния. При этом излучается квант света (фотон) с энергией  $W_{\text{люм}}$  (рис. 3). Таким образом, полоса люминесценции оказывается сдвинутой в область меньших энергий (больших длин волн) по отношению к полосе поглощения. Разность энергий ( $W_{\text{погл}} - W_{\text{люм}}$ ) между максимумами полос поглощения и люминесценции называется стоксовым сдвигом (рис. 3). Как ясно из изложенного выше, его причиной является сдвиг относительно друг друга минимумов потенциальных кривых, соответствующих основному и возбужденному состояниям примесного центра в кристалле или молекулы. Этот сдвиг для  $M_A^+$ -центра в кристалле  $\text{CaF}_2$  иллюстрирует рис. 4 из Введения.



**Рис. 3.** Диаграмма конфигурационных координат, иллюстрирующая стоксов сдвиг. Вертикальные линии показывают электронные переходы в поглощении (сплошная линия) и в люминесценции (штриховая линия).

Предполагается, что температура кристалла достаточно низкая и в обоих электронных состояниях поглощающая и излучающая системы находятся на нулевом колебательном уровне. Пунктирные линии показывают внутрицентровые безызлучательные переходы.

В данной работе изучаются электронно-колебательные переходы в кристаллах фторида кальция с  $M_A^+$ -центрами окраски. Электронная структура и строение этих центров рассмотрены во Введении и в



ШДР<sub>1</sub> – блок управления шаговым двигателем, вращающим решетку монохроматора МДР-12;  
ШДР<sub>2</sub> – блок управления шаговым двигателем, вращающим решетку монохроматора МДР-23;  
УВВ – блок связи аппаратуры с компьютером;  
ЦВ Щ14-13 – цифровой вольтметр;  
ФЭУ – фотоприемник;  
УПИ-2 – усилитель-преобразователь.

Установка для определения стокового сдвига состоит из двух монохроматоров для регистрации спектра возбуждения люминесценции и спектра люминесценции. Схема установки показана на рис. 4. Люминесценция возбуждается светом лампы накаливания S, прошедшим через объектив O1 и монохроматор M1 (в монохроматоре предусмотрен как ручной режим установления длины волны, так и управление с помощью шагового двигателя ШДР<sub>1</sub>). Питание лампы осуществляется блоком Б5-21. Излучение лампы модулируется вращающимся диском-прерывателем D. Прошедший через монохроматор свет фокусируется объективом O2 на образец C, помещенный в затемненную камеру. Излучение образца фокусируется объективом O3 на входную щель монохроматора M2 и регистрируется ФЭУ. Питание ФЭУ осуществляется блоком связи с компьютером УВВ. Сигнал от ФЭУ детектируется синхронным детектором и измеряется цифровым вольтметром, данные которого регистрируются на ЭВМ.

## **ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ**

- 1) Включить компьютер.
- 2) Включить цифровой вольтметр «Щ14-13».
- 3) Включить дисковый модулятор светового потока расположенным на его корпусе тумблером.
- 4) Включить усилитель-преобразователь УПИ-2 тумблером «сеть».
- 5) Включить блок связи измерительной аппаратуры с компьютером УВВ выключателем, находящимся на колодке удлинителя.
- 6) Включить тумблер «высокое напряжение» канала 1 на левой половине панели коммутации, расположенной под столешницей установки для подачи напряжения питания на ФЭУ.
- 7) Включить блок питания Б5-21 тумблером «сеть» и через 30 сек. установить ток лампы накаливания 5,6 А, для чего сначала нужно повернуть вправо до упора ручку плавной регулировки для прогрева лампы, а затем осторожно действовать ручками грубой (не больше 2 щелчков по часовой стрелке) и плавной регулировки тока.
- 8) Запустить программу «DataRecord.exe»

- 9) Активировать работу всех устройств нажатием «Адрес ПУ DIO-48 SET»
- 10) Ввести имя файла в соответствующем окне и зафиксировать его, нажав File-New. (Предыдущие имена файлов можно найти посредством цепочки действий: File-Open-диск C-папка DATA.)
- 11) Включить тумблеры «сеть» на двух блоках управления шаговыми двигателями.
- 12) При снятии спектра люминесценции образца нужно убедиться в отсутствии галочки в окне СВ1, установить в окне «Начало области сканирования» значение 600 нм, а в окне «Длина волны» ввести текущее значение длины волны, указанное на барабане монохроматора МДР-12, после чего нажать «Установка длины волны». Благодаря этим действиям на монохроматоре МДР-12 должна быть установлена длина волны 600 нм. Снять крышку камеры с образцом и убедиться, что образец освещен красным светом от монохроматора МДР-4. Закрывать крышку. Проверить исходное состояние монохроматора МДР-23 (M2), для чего убедиться, что ширина входной и выходной щелей составляет 2 мм, ручка «ЗАКР/ОТКР» под входной щелью находится в положении «ОТКР», ручка «ВКЛ/ВЫКЛ» под выходной щелью находится в положении «ВКЛ». Затем надо поставить галочку в окне СВ1, в окне «Длина волны» установить текущее значение, указанное на барабане монохроматора МДР-23, в окне «Начало области сканирования» установить 650 нм, в окне «Конец области сканирования» установить 900 нм, в окне «Число точек в спектре» установить 125, в окне «Число отсчетов для усреднения» установить 40, после чего нажать крайнюю справа кнопку в левой верхней части экрана монитора для начала сканирования. По завершении сканирования нажать File-SaveAs для сохранения полученных результатов.
- 13) Аналогичным образом снять спектр возбуждения, введя новое имя файла и нажав File-New . Необходимо не забывать о том, что наличие галочки в окне СВ1 требуется при настройках, относящихся к монохроматору МДР-23, а отсутствие ее – при настройках, относящихся к монохроматору МДР-12. При снятии спектра возбуждения на монохроматоре МДР-23 устанавливается длина волны 760 нм, а сканирование осуществляется монохроматором МДР-12 от 500 нм до 700 нм. Для этого при наличии галочки в окне СВ1 ввести в окне «Длина волны» отсчет барабана монохроматора МДР-23, а в окнах «Начало области сканирования» и «Конец области сканирования» установить 760 нм, а затем нажать «Установка длины волны». После этого снять галочку в окне СВ1, ввести в окне «Длина волны» отсчет барабана монохроматора МДР-12, в окнах «Начало области сканирования» и «Конец области сканирования» установить

соответственно 500 нм и 700 нм, в окне «Число точек в спектре» установить 100, в окне «Число отсчетов для усреднения» установить 40, а затем нажать крайнюю справа кнопку в левой верхней части экрана монитора. По завершении сканирования не забыть нажать File-SaveAs.

- 14) Полученные файлы переписываются на дискету, а затем на другом компьютере - на флеш-карту или отправляются по почте.
- 15) С помощью программы рисования графиков построить спектры люминесценции и возбуждения, убедиться в наличии стоксова сдвига между ними.

По окончании работы выключить компьютер, вывести на минимум ток лампы накаливания с помощью ручек регулировки тока и выключить тумблеры «сеть» всех приборов, а также тумблер питания ФЭУ.

### **КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ**

1. В чем суть адиабатического приближения?
2. На каком предположении основан классический принцип Франка-Кондона?
3. В чем заключается этот принцип?
4. Что такое стоксов сдвиг и в чем его причина?

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. *Ребане К.К.* Элементарная теория колебательной структуры спектров примесных центров кристаллов. М.: Наука, 1968. 231 с.
2. *Адирович Э.И.* Некоторые вопросы теории люминесценции кристаллов. М.: ГИТТЛ, 1951. 352 с.
3. *Кюри Д.* Люминесценция кристаллов. М.: ИИЛ, 1961. 199 с.

*Лабораторная работа № 4*  
**ИЗМЕРЕНИЕ ЛИНЕЙНЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ  
ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМ МЕТОДОМ С ПОМОЩЬЮ  
ГОЛОГРАММЫ-ШКАЛЫ.**

**ЦЕЛЬ РАБОТЫ:** знакомство с интерференционным методом измерения малых линейных перемещений при использовании объемной голограммы, записанной в кристалле фторида кальция.

**ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ:** образец кристалла фторида кальция, содержащий голограмму-шкалу на основе элементарных и высокоагрегированных центров окраски.

**ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ:**

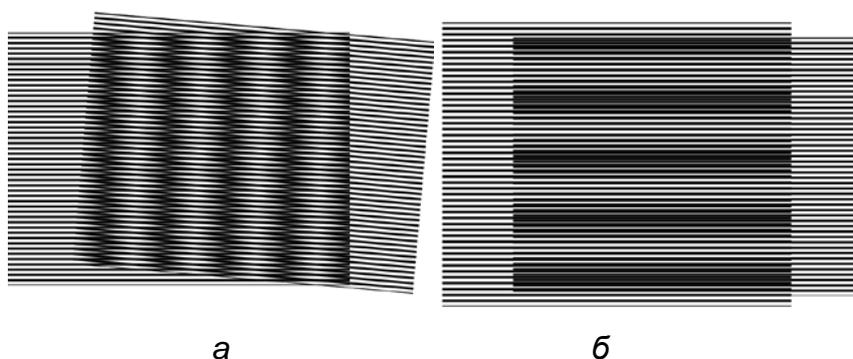
1. Наблюдение и измерение в двух каналах регистрации оптических сигналов, возникающих при наложении внешнего интерференционного поля на кристалл с голограммой при его линейном перемещении относительно интерференционного поля.
2. Построение фигуры Лиссажу по данным измеренных оптических сигналов.
3. Расчет значения линейного перемещения кристалла с голограммой по построенной фигуре Лиссажу и его сравнение со значением, полученным по показаниям микрометрического винта.

**СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ**

Высокоточное измерение линейных перемещений является одной из важнейших задач современной техники: такие измерения необходимы для создания и функционирования прецизионных устройств в различных ее областях, таких как машино- и станкостроение, металлообработка, электронная и полупроводниковая промышленность, изготовление научных приборов [1].

Одними из наиболее точных и чувствительных методов измерения линейных перемещений являются оптические интерференционные методы. Их чувствительность определяется малой длиной световой волны, формирующей интерференционное поле. В принципе, интерференционный метод позволяет сочетать в одном приборе возможность измерения макроскопических величин перемещений  $\sim 1$  м с точностью до единиц нанометров [2]. Высокая чувствительность интерференционных методов в настоящее время основывается на делении пространственного периода интерференционного поля и измерении, таким образом, малых долей длины волны света. Например, по данным фирмы Magnescale в их серийном датчике линейных перемещений Laserscale величина деления составляет более 4000 [3].

Периодические структуры, используемые в интерферометрических методах могут иметь различную природу [4]. Одна из структур (линейка-шкала) является образцовой и имеет точно определённую (другими методами) величину пространственного периода. Вторая при совмещении с первой позволяет получить в поле наблюдения теньевую картину, имеющую достаточно большие геометрические размеры. Данное утверждение можно проиллюстрировать на примере муарового эффекта, при котором формируется картина, состоящая из широких чередующихся темных и светлых полос. Подобная картина возникает при наложении двух периодических структур, состоящих из параллельных линий, с одинаковыми или близкими периодами (рис. 1). Расстояние между центрами двух соседних темных (или светлых) муаровых полос является периодом полос.



**Рис. 1.** Муаровый эффект при наложении сеток прямых параллельных линий одинакового периода, повернутых на небольшой угол одна относительно другой (а), а также имеющих небольшую разность в периодах и наложенных параллельно (б).

Линейное смещение структур (решеток) относительно друг друга приводит к смещению полос муаровой картины, причем *малому перемещению* решеток соответствует *существенное перемещение* муаровых полос. Например, при смещении решетки с периодом  $\lambda_1$  на некоторую (заранее неизвестную) величину  $\Delta x$  относительно линейки-шкалы с периодом  $\lambda_2$  смещение полос муаровой картины составит  $\Delta x \lambda_2 / (\lambda_2 - \lambda_1)$ . При регистрации муаровых полос на фотодетекторе получим периодически меняющийся (синусоидальный, в соответствии с периодом муаровой картины) сигнал. Обработка такого сигнала позволяет вычислить искомую величину перемещения  $\Delta x$ .

Стандартная схема измерения линейных перемещений, реализуемая в современных интерферометрических датчиках, показана на рис. 2. Измерительная линейка-шкала с нанесенными на нее масштабными рисками освещается излучением светодиода (LED) или лазерного диода

(LD). Отраженный от линейки, дифрагированный или прошедший свет (в зависимости от устройства датчика) регистрируется фотоприемником, встроенным в считывающую головку. В результате измерения интенсивности этого сигнала, генерируются синусоидальный синфазный ( $A$ ) и сдвинутый относительно него по фазе на  $90^\circ$  косинусоидальный ( $B$ ) сигналы (см. рис. 2) с периодами, равными периоду расположения рисок на линейке-шкале. По этим двум сигналам строится фигура Лиссажу – траектория, описываемая концом вектора, координаты которого заданы амплитудами сигналов  $A$  и  $B$ , сдвинутых по фазе относительно друг друга.

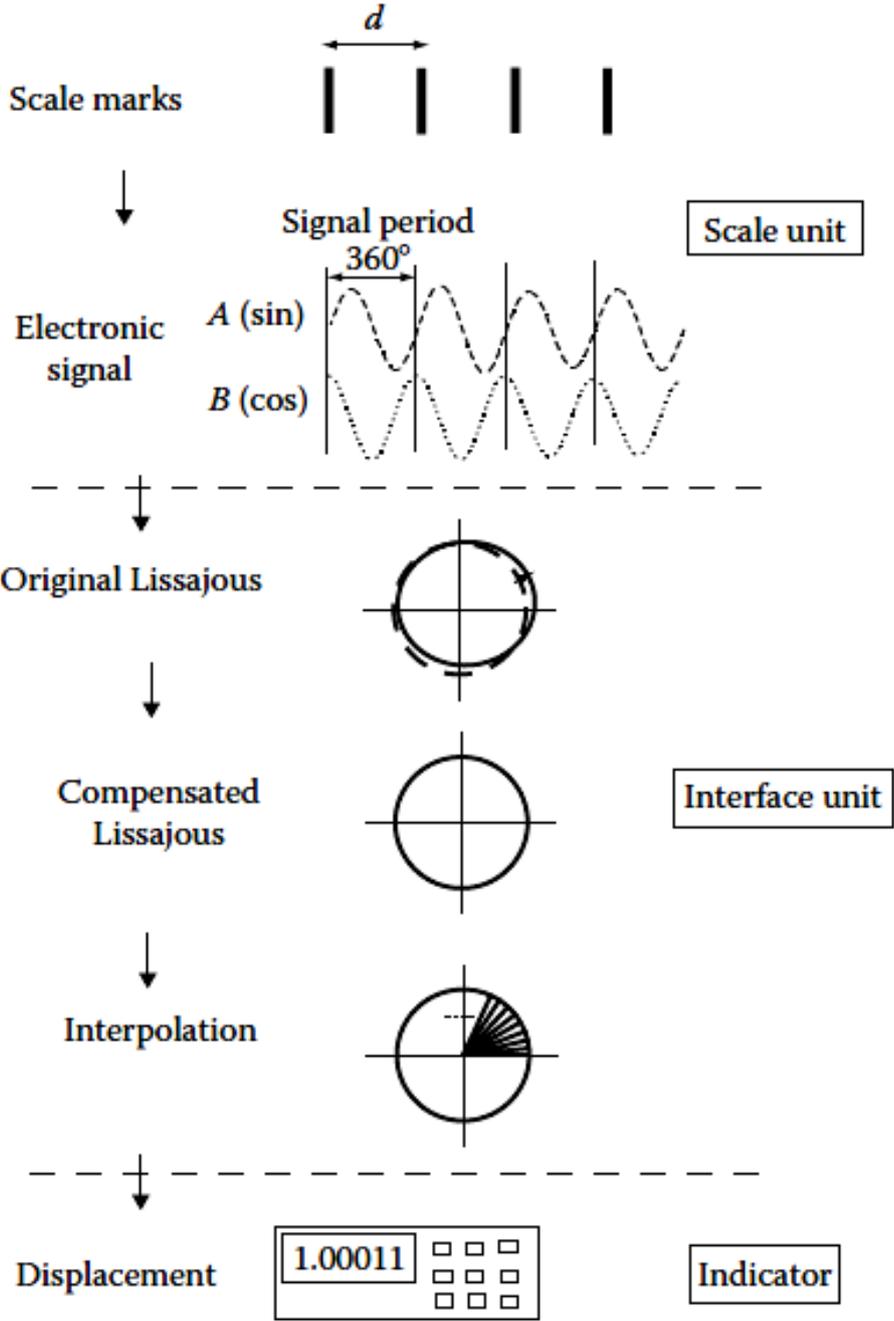
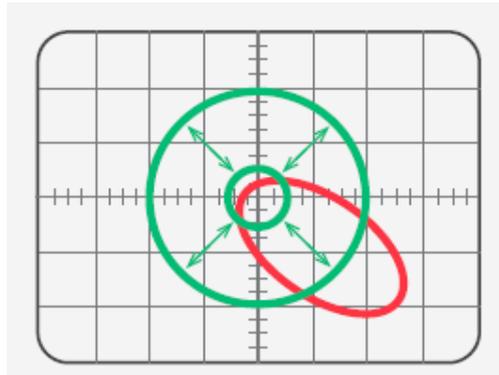


Рис. 2. Процедура измерения линейного перемещения [1].



**Рис. 3.** Круговой сигнал (с центром в начале координат) и типичная фигура Лиссажу измерения линейного перемещения (эллипс).

В случае точного равенства амплитуд сигналов и разности их фаз  $90^\circ$ , фигура Лиссажу представляет собой круг. Однако в общем случае, из-за влияния аппаратных погрешностей, круговой сигнал зашумлен и деформирован (см. рис.2, 3).

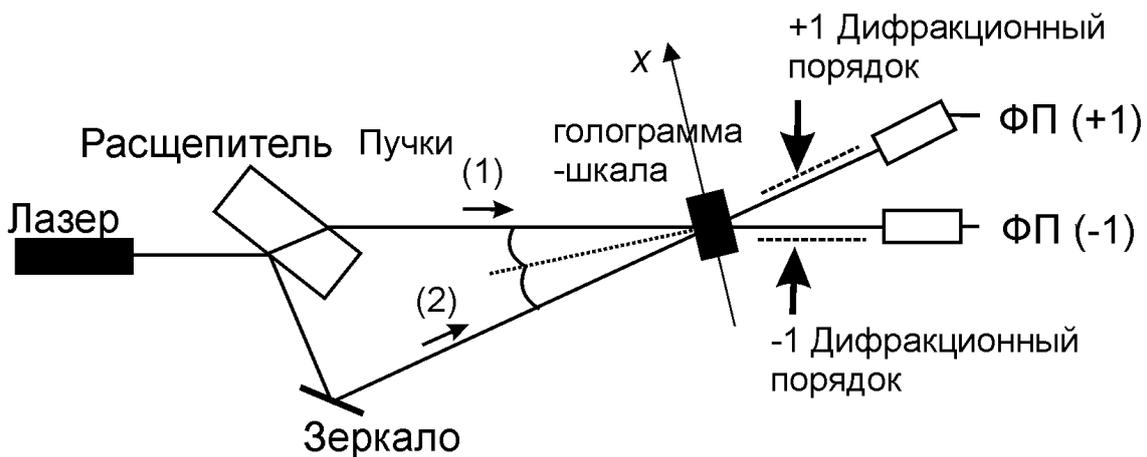
Поэтому на следующем шаге обработки блоком оцифровки, преобразования и интерполяции производится т.н. компенсация фигуры Лиссажу, т.е. ее приведение с помощью масштабного преобразования к круговому виду. Последующая интерполяция полученного кругового сигнала дает возможность перейти от значения периода деления линейки к более мелким шагам измерения, тем самым повышая разрешающую способность датчика линейных перемещений. Качество проведения интерполяции столь же важно для получения корректного результата, как и качество используемой в датчике оптической системы.

В интерференционных методах измерения линейных перемещений одна из периодических структур может быть интерференционным полем, сформированным когерентными световыми пучками, а в качестве линейки-шкалы может выступать объемная голограмма (голографическая решетка). В настоящей лабораторной работе в качестве линейки-шкалы используется объемная голограмма, называемая далее «голограммой-шкалой», записанная в аддитивно окрашенном кристалле фторида кальция с центрами окраски (см. Введение к настоящим лабораторным работам). Наложение этих двух периодических структур друг на друга и их взаимное линейное перемещение приводит к появлению двух периодических сигналов в оптических каналах регистрации. Математическая обработка фигуры Лиссажу, построенной по данным измеренных сигналов, позволяет определять величину линейного перемещения голограммы-шкалы относительно неподвижного интерференционного поля.

### ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ.

На рис. 4 представлена схема установки по определению величины линейного перемещения при использовании объемной голограммы, записанной в кристалле фторида кальция. Схема собрана на виброизолированном оптическом столе. В качестве источника света используется гелий-неоновый лазер, излучающий на длине волны 632.8 нм. Пучок расширяется до необходимого диаметра и коллимируется системой линз (не показаны на рис. 4). Расширенный и коллимированный пучок проходит в оптическую систему, где делится на два пучка (1) и (2) с помощью плоскопараллельной стеклянной пластины («расщепитель»).

Кристалл флюорита с центрами окраски с записанной в нем голограммой-шкалой установлен в держателе на столике, который может перемещаться вдоль оси  $x$ . Используется голограмма-шкала с периодом  $d = 4.55$  мкм, ее угол Брэгга для излучения с длиной волны  $\lambda = 632$  нм составляет  $\approx 4^\circ$  (угол сведения лучей (1) и (2), соответственно, больше в 2 раза и составляет  $\approx 8^\circ$ ).



**Рис. 4.** Схема лабораторной установки по измерению линейных перемещений.

Линейные перемещения вдоль оси  $x$  обеспечиваются устройством в составе малогабаритного шагового двигателя с системой редукторов, толкателя, сдвигающего столик с кристаллом, и возвратной пружины, обеспечивающей поддержание направления смещения (не показаны на рисунке). Управление скоростью шагового двигателя, задание количества его шагов и, соответственно, диапазона линейных перемещений столика, накопление измерений на каждом шаге, а также опрос фотоприемников ФП осуществляется по программе с помощью персонального компьютера (не показан на рисунке).

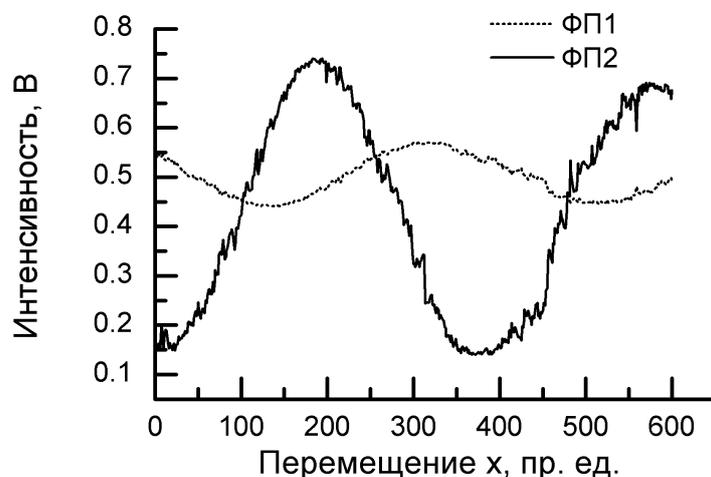
Когерентные пучки (1) и (2) направлены к голограмме-шкале под углом Брэгга, каждый из них формирует на выходе из кристалла два пучка:

прошедший и дифрагированный. Они направлены таким образом, чтобы дифрагированный пучок от пучка (1) совпадал по направлению с прошедшим пучком (2) и наоборот. Таким образом, в каждом из каналов регистрации возникает интерференция между прошедшим и соответствующим ему дифрагированным лучом. При линейном перемещении кристалла вдоль оси  $x$  изменяется фаза дифрагированного пучка и не изменяется фаза прошедшего пучка, в результате интерференционные линии перемещаются по апертуре фотоприемников ФП (+1) и ФП (-1), что проявляется в зависимости интенсивности света  $V$  от величины перемещения  $x$ :

$$V(x) = a \sin\left(\frac{x}{d} + \varphi_0\right) + V_0,$$

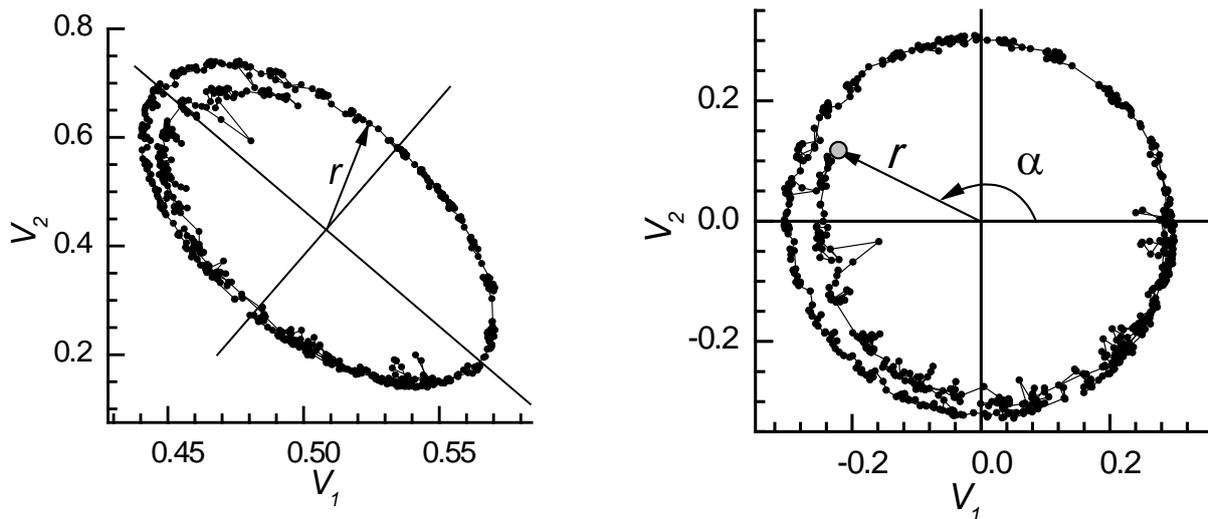
где  $a$  – амплитуда,  $\varphi_0$  – фаза осцилляций,  $V_0$  – «подставка»,  $d$  – период голограммы-шкалы.

Сигналы  $V$  с фотоприемников на каждом шаге измерения поступают в персональный компьютер, где записываются в таблицу, содержащую номер шага и интенсивности световых сигналов в каждом из 2-х каналов. На рис. 5 показаны примеры построенных зависимостей сигналов  $V(x)$  в 2-х каналах регистрации. Как видно, колебания интенсивности света, регистрируемые фотоприемниками, сдвинуты по фазе.



**Рис. 5.** Зависимости сигналов на фотоприемниках ФП1 и ФП2 от величины линейного перемещения  $x$ .

Величина перемещения голограммы вычисляется с помощью построения фигуры Лиссажу по значениям интенсивности пучков (1) ( $V_1(x)$ ) и (2) ( $V_2(x)$ ) (рис. 6). Эта фигура представляет собой эллипс, который может быть линейным преобразованием координат отображен в окружность с центром в точке  $V_1 = V_2 = 0$ .



**Рис. 6.** Фигура Лиссажу (слева) и ее преобразование к окружности (справа).

Угловая координата  $\alpha$  точек на окружности определяет конечную точку линейного перемещения. Величина перемещения  $\Delta x$  описывается уравнением:

$$\Delta x = d \left( n + \frac{\alpha}{2\pi} \right). \quad (1)$$

Полный оборот по окружности соответствует смещению на один период голограммы  $d$ . Измерение перемещения, таким образом, сводится к суммированию перемещения на целое число периодов голограммы  $nd$  и дробной части периода  $\left( \frac{\alpha}{2\pi} d \right)$ .

Обработка полученных экспериментальных результатов, построение фигуры Лиссажу и определение величины линейного перемещения проводится на компьютере при помощи специализированной программы.

## ПОРЯДОК РАБОТЫ

### Подготовка к выполнению работы

1. Повернуть ключ на блоке питания гелий-неонового лазера в положение «1» и открыть шторку на выходном торце лазера.
2. Дождаться появления лазерной генерации и визуально (с помощью картонной карточки) убедиться в наличии за кристаллом оптических сигналов, распространяющихся в направлении двух фотоприемников.
3. Включить блок питания шагового двигателя тумблером «ШД сеть».
4. Включить питание устройства сопряжения персонального компьютера и шагового двигателя тумблером «УС сеть».

5. Включить блоки питания фотоприемников ФП тумблерами «ФП 1 сеть» и «ФП 2 сеть».
6. Включить питание персонального компьютера. Дождаться загрузки операционной системы Windows.
7. Загрузить программу обслуживания эксперимента Holoshift.
8. В программе Holoshift нажать кнопку «Сигналы ФП» и убедиться в наличии электрических сигналов в диапазоне 0.3–3 В в каналах регистрации.

### **Выполнение работы**

1. Определить исходное положение микрометрического винта по показаниям на его шкале.
2. Вращением ручки микрометрического винта (до появления звука трещотки) подвести его щуп к вертикальной площадке устройства линейного перемещения. Записать в журнал значение исходного положения площадки с кристаллом по показаниям на шкале микрометрического винта.
3. Вернуть микрометрический винт в исходное положение.
4. В окне «Имя файла» программы Holoshift присвоить имя файлу с экспериментальными данными, которые будут измерены. Имя – латинскими буквами, произвольное. Расширение файла \*.dat.
5. В окне «Шаги» задать количество шагов перемещения шагового двигателя. Рекомендуемый диапазон шагов: 40000–200000. Не превышать значение 250000 шагов во избежание выхода голограммы-шкалы из области интерференционного поля. Не присваивать шагам отрицательные значения.
6. Нажать кнопку «Измерение» и убедиться в том, что началось вращение вала шагового двигателя.
7. По окончании измерения вращением ручки микрометрического винта подвести его щуп к вертикальной площадке устройства линейного перемещения. Записать в журнал значение конечного положения площадки с кристаллом по показаниям на шкале микрометрического винта. Вернуть микрометрический винт в исходное положение.
8. Вычислить величину линейного перемещения голограммы-шкалы как разность значений конечного и начального положений площадки с кристаллом.
9. Нажать на кнопку «Построение Лиссажу» в программе Holoshift. В появившемся окне выбрать файл с измеренными данными для построения (\*.dat). Нажать клавишу ввода.
10. Убедиться в построении программой фигуры Лиссажу, приведенной фигуры Лиссажу. Записать в журнал с экрана значение количества

целых периодов  $n$  голограммы-шкалы, содержащихся в перемещении; записать значение угла  $\alpha$ .

11. Используя известное значение периода голограммы  $d$ , вычислить по формуле (1) значение линейного перемещения кристалла с голограммой интерферометрическим методом.
12. Сравнить значения линейного перемещения кристалла, полученные интерферометрическим методом и с помощью микрометрического винта.
13. Нажать на кнопку «Возврат каретки» в программе Holoshift. Убедиться в возврате площадки с кристаллом в исходное положение.

### **КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ**

1. В чем состоит явление муарового эффекта и каково его основное преимущество при измерении малых перемещений?
2. Какова физическая природа наблюдаемых переменных сигналов в оптических каналах регистрации при линейном перемещении кристалла с голограммой относительно неподвижного интерференционного поля?
3. Как строится фигура Лиссажу?

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. URL: <http://www.renishaw.ru>
2. Турухано Б.Г., Турухано Н., Вилков Е.А. // Комп. опт. 2011. Т. 35. С. 145.
3. URL: <http://www.mgyscale.com/mgs/language/english/product/Laserscale.html>
4. Hirai A. et al., Handbook of Optical Metrology. Principles and Applications. Ed. by T. Yoshizawa. Boca Raton, London, New York: CRC Press, 2009. P. 393-410.
5. Микаэлян А.Л. Оптические методы в информатике. М.: Наука, 1990. 232 с.
6. Щеулин А.С., Ангервакс А.Е., Рыскин А.И. // Опт. и спектр. 2011. Т. 111. № 6. С. 1046.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	3
Лабораторная работа № 1 «Поляризованная люминесценция анизотропных центров в кубических кристаллах. 1».....	10
Лабораторная работа № 2 «Поляризованная люминесценция анизотропных центров в кубических кристаллах. 2».....	19
Лабораторная работа № 3 «Стоксов сдвиг в спектрах примесных центров в кристаллах».....	23
Лабораторная работа № 4 «Измерение линейных перемещений интерференционным методом с помощью голограммы- шкалы».....	35



В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена Программа развития государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики» на 2009–2018 годы.

---

## **КАФЕДРА ОПТОИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И МАТЕРИАЛОВ**

- 1994 г.** Организована базовая кафедра СПбГУ ИТМО при Государственном оптическом институте (ГОИ) им. С.И. Вавилова – кафедра оптического материаловедения. Образование кафедры явилось логичным развитием тесных связей, которые в течение многих лет существовали между ГОИ и СПбГУ ИТМО. В частности, для преподавания в СПбГУ ИТМО широко привлекались ведущие сотрудники ГОИ, а СПбГУ ИТМО был постоянным источником, из которого ГОИ черпал новые молодые кадры. Кафедра начала подготовку специалистов по образовательному направлению «Оптотехника», специальность «Оптические технологии и материалы».
- 1999 г.** Реорганизация кафедры. На кафедре созданы три направления: оптическое материаловедение, информационная оптотехника, физическая оптика и спектроскопия. Кафедра переименована в кафедру оптического материаловедения и оптики (ОМиО).
- 2002 г.** Кафедра ОМиО вошла в состав нового факультета СПбГУ ИТМО – фотоники и оптоинформатики.
- 2003 г.** При кафедре создана учебно-исследовательская лаборатория материалов и технологий фотоники.
- 2004 г.** Кафедра явилась одним из инициаторов и организаторов создания нового образовательного направления подготовки бакалавров и

магистров – «Фотоника и оптоинформатика». Кафедра начала подготовку бакалавров и магистров по направлению 200600 – «Фотоника и оптоинформатика».

**2005 г.** Кафедра ОМиО переименована в кафедру оптоинформационных технологий и материалов (ОТиМ).

**2006 г.** Кафедра ОТиМ – лидер в России по подготовке специалистов по оптическому материаловедению в области фотоники и оптоинформатики. Кафедра ведет совместные научные исследования с зарубежными компаниями Corning, Samsung, PPG Inc.

**2007 г.** Первый выпуск бакалавров по направлению «Фотоника и оптоинформатика». Кафедра ОТиМ – участник выполнения инновационной образовательной программы в СПбГУ ИТМО «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий», реализуемой в рамках приоритетных национальных проектов «Образование».

Александр Сергеевич Щеулин  
Александр Евгеньевич Ангервакс  
Евгений Борисович Верховский  
Анатолий Константинович Купчиков  
Александр Иосифович Рыскин

ИОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ: ОПТИЧЕСКИЕ И  
ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА  
Учебное пособие по выполнению  
лабораторного практикума

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 100 экз.

Отпечатано на ризографе

**Редакционно-издательский отдел**  
Санкт-Петербургского государственного  
университета информационных технологий,  
механики и оптики  
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

