

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

К. К. Боярский

Т. Д. Колесникова

И. Г. Смирнова

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

Руководство к лабораторному практикуму

 УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Санкт-Петербург

2016

Боярский Кирилл Кириллович, Колесникова Тамара Дмитриевна, Смирнова Ирина Геннадьевна Волновая оптика. Руководство к лабораторному практикуму. – СПб: Университет ИТМО, 2016. – 60 с.

Пособие содержит методические рекомендации к выполнению лабораторных работ и теоретические сведения, необходимые для объяснения результатов эксперимента. При подготовке данного пособия использованы материалы научно-исследовательской лаборатории (НИЛ) техники эксперимента Новосибирского государственного технического университета. Для выполнения лабораторных работ используются установки, разработанные НИЛ техники эксперимента Новосибирского государственного технического университета, производства ООО «Опытные приборы».

Учебное пособие разработано в соответствии с программой курса «Физика» (Б.2.1.2, Б.2.1.3, Б.2.2.5) Федерального образовательного стандарта высшего образования для бакалавров по направлениям подготовки 01.03.02, 44.03.04, 13.03.02, 24.03.02, 12.03.01, 12.03.02, 12.03.05, 12.03.03, 11.03.02, 11.03.03, 27.03.04, 15.03.06, 16.03.01, 09.03.01, 09.03.02.

Рекомендовано к печати на заседании Ученого совета ЕНФ, 26 января 2016 г, протокол № 1.



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, 2016

© К.К. Боярский, Т.Д. Колесникова, И.Г. Смирнова, 2016

Оглавление

ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ	4
Лабораторная работа № 21. ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА ОТ ДВУХ ИСТОЧНИКОВ.....	6
Лабораторная работа № 22 ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА НА ОДНОЙ И НЕСКОЛЬКИХ ЩЕЛЯХ.....	14
Лабораторная работа № 23 ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ НА ОДНОМЕРНОЙ И ДВУМЕРНОЙ РЕШЕТКАХ.....	27
Лабораторная работа № 24. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА. ЗАКОН МАЛЮСА	33
Лабораторная работа №25. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА. ЗАКОН БРЮСТЕРА..	39
Лабораторная работа № 26. ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ. ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВАЯ ФАЗОВАЯ ПЛАСТИНКА.....	-43
Лабораторная работа № 27. ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ИНТЕГРАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕЛА МЕТОДОМ СПЕКТРАЛЬНЫХ ОТНОШЕНИЙ	51
История кафедры.....	57

ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

Все лабораторные работы выполняются на модульном учебном комплексе МУК-ОВ. В состав комплекса (рис. 1) входят механический и электронные блоки.

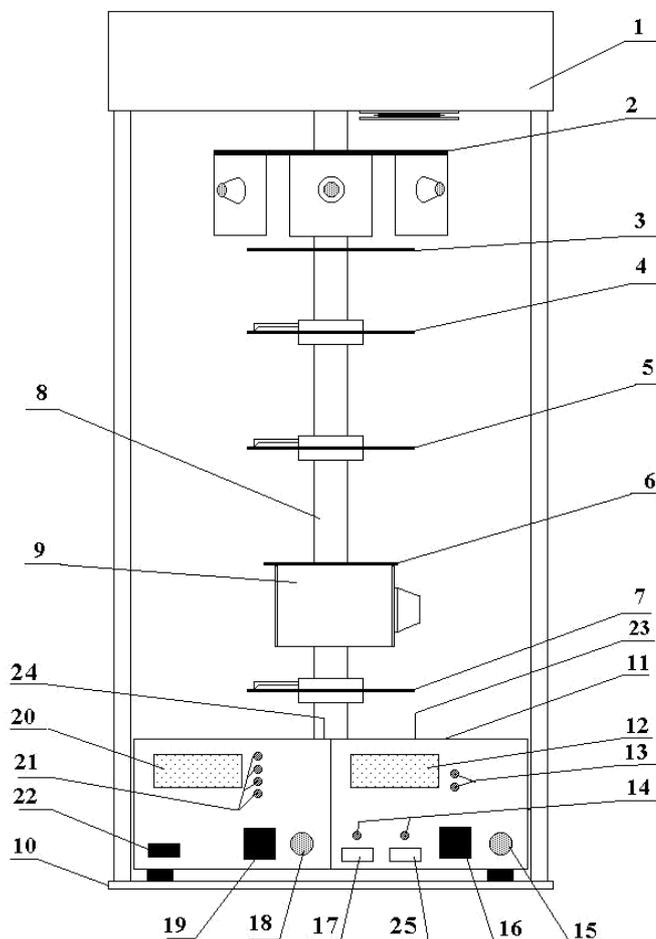


Рис. 1. Схема лабораторной установки

Устройство механического блока

Механический блок состоит из основания 10, на котором установлены и закреплены электронный блок 11, стойка 8, служащая вертикальной оптической скамьей и блок осветителей 1. Источниками освещения служат полупроводниковый лазер и лампа накаливания. На стойке смонтированы следующие оптические узлы:

2 – турель, на которой смонтированы объекты исследования для работ по интерференции и дифракции. Каждый из объектов закреплен на вращающейся втулке, ось которой совпадает с серединой объекта. Втулка снабжена указателем, а основание – угломерной шкалой и пиктограммой объекта исследования;

3 – защитный экран предназначен для защиты от отраженного от дифракционного элемента лазерного луча;

4 – поляризатор, закрепленный на турели во вращающейся обойме со стрелкой-указателем и транспортиром. При выполнении работ, в которых не требуется поляризатор, турель поляризатора может поворачиваться и выводиться из поля зрения;

5 – двулучепреломляющий одноосный образец, используемый в работах по поляризации света, конструктивно выполнен аналогично 4;

6 – блок для измерения угла Брюстера состоит из стеклянной пластинки с поворотным устройством и отсчетной вертикальной шкалой 9, закрепленной на стойке 8;

7 – анализатор, выполнен аналогично 4.

Устройство электронного блока

Электронный блок содержит следующие органы управления, коммутации и индикации:

12 – индикатор измерений блока амперметра-вольтметра

13 – индикатор режима измерений блока амперметра-вольтметра

14 – индикаторы включенного источника;

15 – регулятор накала белого осветителя;

16 – кнопка переключения режима измерений блока амперметра-вольтметра;

17 – кнопка включения лазера;

18 – ручка установки относительной интенсивности $\langle J/J_0 \rangle$;

19 – кнопка переключения фотоприемников;

20 – индикатор относительной интенсивности излучения;

21 – индикаторы включенного фотоприемника;

22 – кнопка «Сеть»;

23 – окно фотоприемников белого осветителя;

24 – окно фотоприемника лазерного излучения;

25 – кнопка включения лампы.

Лабораторная работа № 21.

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА ОТ ДВУХ ИСТОЧНИКОВ

Цель работы — исследование характеристик интерференционной картины в схеме Юнга.

Общие положения

Под интерференцией света понимают пространственное перераспределение энергии при суперпозиции электромагнитных волн видимого диапазона. Необходимым условием интерференции любых волн является их когерентность. Когерентность – это согласованность в протекании колебательных процессов. Необходимая согласованность заключается, прежде всего, в постоянстве разности фаз волн, приходящих в данную точку пространства. Из-за значительной степени немонохроматичности обычных источников это условие невыполнимо для волн, испускаемых двумя независимыми источниками. Поэтому обычно для получения когерентных световых волн при наблюдении двухлучевой интерференции поступают следующим образом: световой пучок от одного источника, разделяют тем

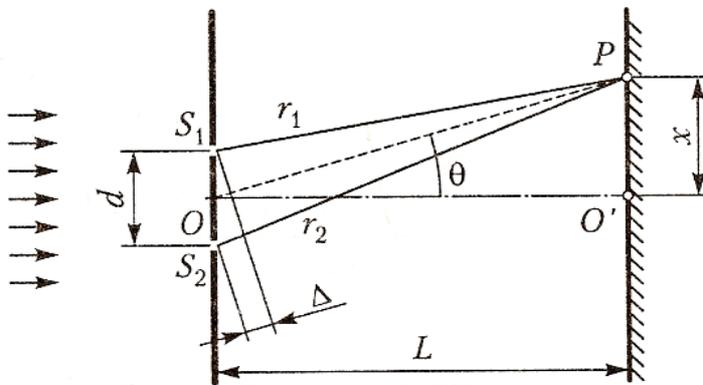


Рис. 21.1. Интерференционная схема Юнга

или иным способом на два пучка, «идущие» разными путями в одну и ту же область пространства, где и наблюдается интерференция.

Различают два основных метода получения интерферирующих пучков: метод деления волнового фронта и метод деления амплитуды. Из-за малости

длин волн видимого света и требований пространственной когерентности наблюдение интерференции света методом деления волнового фронта сопряжено с определенными сложностями. Один из первых успешных экспериментов, демонстрирующих двухлучевую интерференцию методом деления волнового фронта (рис. 21.1), был осуществлен Томасом Юнгом в начале XIX века.

Для электромагнитных волн (свет – электромагнитная волна) коле-

бания вектора \vec{E} от двух одинаковых источников S_1 и S_2 определяются выражениями

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_0 \cos \omega t - k_1 r_1, \quad (21.1)$$

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_0 \cos \omega t - k_2 r_2, \quad (21.2)$$

где E_0 – амплитуда гармонических колебаний, k – волновое число, r_1, r_2 – расстояния от источников S_1, S_2 до точки наблюдения P на экране.

В точке наблюдения P происходит сложение колебаний одинаковой частоты. Будем считать, что эти колебания происходят вдоль одного направления. Разность фаз колебаний в этой точке равна:

$$\delta = \omega t - k_1 r_1 - \omega t - k_2 r_2 = k_2 r_2 - k_1 r_1, \quad (21.3)$$

где $k = \frac{\omega}{v}$ – волновое число; $v = \frac{c}{n}$ – скорость распространения электромагнитной волны в среде с показателем преломления n ; c – скорость этой волны в вакууме.

Так как

$$kr = \frac{\omega}{v} r = \frac{\omega}{c} nr = k_0 nr,$$

где $k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ – волновое число для среды с $n = 1$ (вакуум), λ_0 – длина волны в среде с $n = 1$, то разность фаз колебаний

$$\delta = k_0 n_2 r_2 - k_0 n_1 r_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 r_2 - n_1 r_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \quad (21.4)$$

определяет результирующее колебание в точке P . Величина $\Delta = n_2 r_2 - n_1 r_1$ называется оптической разностью хода.

При выполнении условия $\delta = \pm 2\pi m$ (колебания происходят в одной фазе) или то же, выраженное через оптическую разность хода

$$\Delta = \pm m \lambda_0, \quad (21.5)$$

где m – любое целое число, в точке P наблюдается интерференционный максимум. Если же

$$\delta = \pm 2m + 1 \pi \quad \text{или} \quad \Delta = \pm 2m + 1 \frac{\lambda_0}{2}, \quad (21.6)$$

то в точке P наблюдается минимум. Можно сказать, что при сложении колебаний в любой точке пространства результирующее колебание опре-

деляется величиной оптической разности хода волн.

Методика эксперимента

В данной лабораторной работе источником служит лазер, обладающий по сравнению с обычными источниками высокой степенью монохроматичности и большой яркостью. Это позволяет наблюдать значительное количество интерференционных полос. Для увеличения яркости наблюдаемой интерференционной картины вместо точечных отверстий в качестве S_1 и S_2 в данной работе используются узкие длинные параллельные друг другу щели.

Рассмотрим монохроматическую световую волну с плоским фронтом, падающую на непрозрачный экран с двумя щелями (схема Юнга). На рисунке 1 изображен ход интерферирующих лучей от когерентных источников S_1 и S_2 до точки наблюдения P . Колебания происходят с одинаковой частотой ω , разность начальных фаз колебаний равна нулю (источники синфазны). Обозначим: d – расстояние между источниками S_1 и S_2 , L – расстояние от источников до плоскости наблюдения интерференционной картины, $L \gg d$, x – расстояние от точки P до центра O' интерференционной картины. Обычно интерферирующие лучи идут под малыми углами к оси системы OO' , угол $\theta \ll 1$, и для него справедливо соотношение $\theta \approx \frac{x}{L}$. В этом случае разность хода $\Delta = r_2 - r_1$ можно выразить как

$$\Delta \approx d \cdot \theta \approx d \cdot \frac{x}{L}. \quad (21.7)$$

Пусть экран, где расположены щели, может поворачиваться относительно точки O – середины расстояния d между щелями (рис. 21.2) на некоторый угол α .

В этом случае оптическая разность хода лучей 1 и 2 от плоского фронта до щелей равна $\Delta_1 = FS_2 = d \cdot \sin \alpha$, а оптическая разность хода лучей 1 и 2 после прохождения щелей S_1 и S_2 равна Δ_2 ($n = 1$). На экран лучи 1 и 2 приходят с разностью хода $\Delta = \Delta_1 + \Delta_2$.

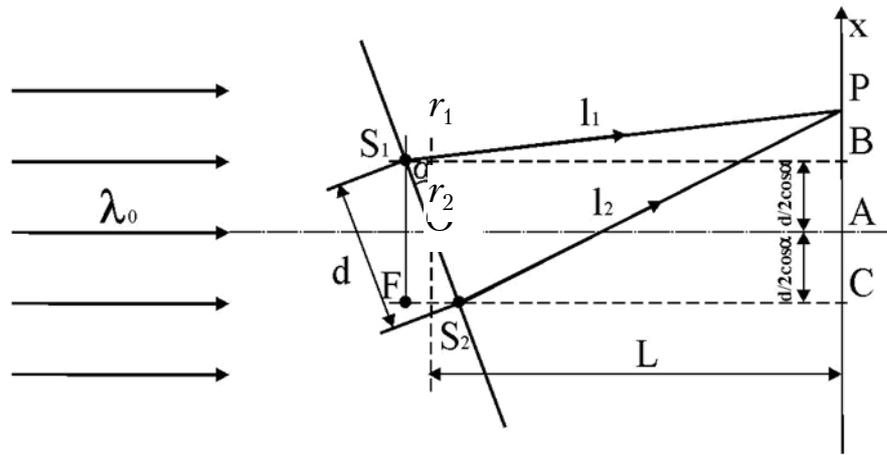


Рис. 21.2. Наклонное падение лучей на экран

Рассчитаем Δ_2 . Из прямоугольных треугольников S_1BP и S_2CP :

$$r_1^2 = \left(L + \frac{d}{2} \sin \alpha \right)^2 + \left(x - \frac{d}{2} \cos \alpha \right)^2,$$

$$r_2^2 = \left(L - \frac{d}{2} \sin \alpha \right)^2 + \left(x + \frac{d}{2} \cos \alpha \right)^2,$$

$$\Delta_2 = r_2 - r_1,$$

$$r_2^2 - r_1^2 = r_2 + r_1 \cdot r_2 - r_1 = -2Ld \sin \alpha + 2xd \cos \alpha.$$

При условии $d, x \ll L$,

$$r_1 \approx r_2 \approx L,$$

$$r_1 + r_2 \approx 2L,$$

$$2L\Delta_2 = 2xd \cos \alpha - 2Ld \sin \alpha,$$

или

$$\Delta_2 = \frac{xd \cos \alpha}{L} - d \sin \alpha,$$

$$\Delta = \Delta_1 + \Delta_2 = \frac{xd \cos \alpha}{L}. \quad (21.8)$$

Расстояние между соседними максимумами или минимумами интенсивности называют шириной интерференционной полосы Δx (периодом интерференционной картины). В данной лабораторной работе период картины определяется по расстоянию между минимумами, поскольку их положения фиксируются точнее.

Из условия минимума (21.6) для интерферирующих лучей 1 и 2 по-

лучим координаты точек экрана с минимальной интенсивностью света

$$\pm 2m + 1 \frac{\lambda_0}{2} = \frac{xd \cos \alpha}{L},$$
$$x = \pm 2m + 1 \frac{\lambda_0}{2} \frac{L}{d \cos \alpha}. \quad (21.9)$$

Отсюда для ширины полосы получаем:

$$\Delta x = x_{m+1} - x_m = \frac{\lambda_0 L}{d \cos \alpha}. \quad (21.10)$$

Измеряя Δx между серединами ярких полос, можно рассчитать расстояние между щелями d :

$$d = \frac{\lambda_0 L}{\Delta x \cos \alpha}. \quad (21.11)$$

Период Δx измеряется при нескольких расстояниях L . Как видно из уравнения (10), зависимость Δx от L является линейной, а коэффициент наклона графика этой зависимости $K = \frac{\lambda_0}{d}$ (при $\alpha = 0^\circ$). Построив экспериментальный график Δx от L , можно убедиться в том, что зависимость действительно линейна, а по коэффициенту наклона получившейся прямой определить расстояние между щелями d .

Порядок выполнения работы

Номера позиций даны по рис. 1 раздела «Описание лабораторной установки».

1. Для выполнения лабораторной работы приготовьте миллиметровую бумагу формата А5. Положите ее на электронный блок 11, она будет играть роль экрана наблюдения. При этом расстояние между объектом и экраном $L_1 = 370$ мм.
2. Включите установку кнопкой «Сеть» 22.
3. Включите лазер кнопкой 17. Время непрерывной работы лазера не должно превышать 15 минут! При работе с лазером недопустимо попадание в глаза прямого лазерного излучения!
4. Вращая турель 2, установите по ходу лазерного луча объект с двумя щелями.
5. Установите угол поворота щелей $\alpha = 0^\circ$. Поправьте лист миллиметровой бумаги так, чтобы интерференционная картина располагалась вдоль координатной линии. Зарисуйте или сфотографируйте интерфе-

ренционную картину. На фотографии должна быть указана следующая информация: фамилия и группа студента, дата выполнения, расстояние до экрана и угол поворота щелей.

6. Повторите измерения для углов 30° , 60° .
7. Установите произвольный угол α_x в диапазоне от 30° до 60° и зарегистрируйте полученную интерференционную картину.
8. Повторите измерения для расстояния $L_2 = 278$ мм между объектом и экраном. Для этого введите в схему анализатор 7, положите на него миллиметровую бумагу и повторите пункты 5, 6. Уберите анализатор из хода луча.
9. Ввести в схему блок для измерения угла Брюстера 9 и повторить те же измерения. ($L_3 = 200$ мм).
10. По указанию преподавателя повторить все измерения для другого объекта со щелями.

Обработка результатов

1. Составьте таблицу, в которую занесите информацию о расстоянии L от щелей до экрана, угле поворота α , количестве N интерференционных полос (рекомендуется для расчета брать $N = 7 \dots 9$), расстоянии s между серединами крайних выбранных минимумов, ширине полосы Δx , расстоянию между щелями d :

№ п/п	L , мм	α , °	N	s	Δx	d	$\langle d \rangle$
1	370	0					
2		30					
3		60					
4		α_x					
...	...						

2. По полученным данным рассчитайте ширину полосы $\Delta x = s/N$.
3. Рассчитайте расстояние между щелями d по формуле (21.11). Полученное значение усредните.
4. По результатам пункта 7, учитывая рассчитанное расстояние между щелями d , определите угол поворота объекта α_x .
5. Выполните те же вычисления для других L . Постройте график зависимости $\Delta x(L)$ при $\alpha = 0^\circ$. По коэффициенту наклона аппроксимирующей кривой определите расстояние d между щелями: $d = \frac{\lambda_0}{K}$. Полученное значение сравните с d , рассчитанным по формуле (21.11).

6. Постройте графики зависимости Δx (α) для всех расстояний L .

7. Оцените погрешность Δd .

Отчет по лабораторной работе оформляется либо на листах формата А4, либо на двойном листе из тетради в клетку. Отчет должен включать:

- протокол измерений, подписанный преподавателем, проводившим занятие в лаборатории, и распечатанные фотографии;
- краткую теоретическую часть с оптической схемой;
- графики, выполненные на миллиметровой бумаге;
- вывод.

Контрольные вопросы

1. В чем заключается явление интерференции?
2. Что понимают под монохроматической волной?
3. Какие источники называются когерентными, и как их можно получить?
4. В чем отличие понятий геометрической и оптической разности хода при интерференции?
5. Сформулировать условия максимумов и минимумов при интерференции в выражении через разность хода и разность фаз.
6. Что такое ширина интерференционной полосы?
7. Как найти разность хода интерферирующих лучей в опыте Юнга?
8. Как изменяется вид интерференционной картины в опыте Юнга при уменьшении расстояния между отверстиями S_1 и S_2 ?
9. Как изменяется вид интерференционной картины в опыте Юнга при увеличении расстояния между плоскостью с отверстиями S_1 и S_2 и плоскостью наблюдения интерференции?
10. Как изменится вид интерференционной картины в опыте Юнга при увеличении длины волны света, с которым проводится опыт?
11. Что такое степень монохроматичности излучения?
12. Что называется условием временной когерентности для наблюдения интерференции?

13. Что такое порядок интерференционной полосы?

14. Зачем была нужна первая щель в опыте Юнга?

15. Что такое радиус когерентности излучения? При каком условии на радиус когерентности излучения можно наблюдать интерференцию в опыте Юнга?

16. Достаточно ли условие когерентности для получения интерференционной картины при совмещении двух и более световых волн?

17. Почему результат интерференции зависит от разности хода совмещающихся когерентных и поляризованных волн?

18. При осуществлении интерференции света участвовали световые пучки, в состав которых, наряду с когерентным светом, входил и некогерентный. Что при этом наблюдалось?

19. Можно ли наблюдать интерференцию при совмещении волн от:

- а) двух независимых источников волн на поверхности воды;
- б) двух струн одной гитары;
- в) двух одинаковых камертонов;
- г) двух ламп накаливания;
- д) двух лазеров?

Лабораторная работа № 22

ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА НА ОДНОЙ И НЕСКОЛЬКИХ ЩЕЛЯХ

Цель работы — Исследование распределения интенсивности в дифракционных картинах, полученных при дифракции Фраунгофера на одной щели и на четырех щелях.

Требуемое оборудование: Модульный учебный комплекс МУК-ОВ.

Краткие теоретические положения

Дифракцией называется совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с резкими неоднородностями (т.е. при распространении света через малые отверстия, вблизи границ непрозрачных экранов и т. п.) и связанных с отклонениями от законов геометрической оптики, например, от закона прямолинейного распространения света. Дифракция происходит во всех случаях, когда изменение амплитуды или фазы световой волны не одинаково на поверхности волнового фронта. Поэтому это явление возникает при любом – амплитудном или фазовом – т. е. локальном нарушении волнового фронта. В результате дифракция приводит к огибанию световыми волнами препятствий и проникновению света в область геометрической тени. Дифракция, как и интерференция, служит *доказательством волновой природы света*. В большинстве случаев дифракция достаточно точно и просто моделируется на основе принципа Гюйгенса-Френеля: *каждая точка, до которой доходит волна, является источником вторичных волн, а огибающая этих волн дает положение волнового фронта в последующий момент времени*. Геометрическое место точек, до которых доходят колебания в некоторый момент времени называется *волновым фронтом*.

Различают два случая дифракции - в зависимости от расстояний между источником света и экраном (точкой наблюдения) до препятствия, расположенного на пути распространения света. *Дифракция Френеля* или дифракция в *сходящихся пучках*, получается, когда на препятствие падает сферическая или плоская волна, а экран наблюдения дифракционной картины находится на конечном от препятствия расстоянии. Дифракционную

картину Френеля достаточно просто объяснить на основе метода зон Френеля.

Дифракция Фраунгофера или дифракция в *параллельных пучках* получается:

1) когда на препятствие падает плоская волна, а экран наблюдения дифракционной картины находится в фокальной плоскости собирающей линзы, установленной за препятствием;

2) если источник света и экран наблюдения расположены от препятствия настолько далеко, что лучи, падающие на препятствие и лучи, идущие в точку наблюдения, образуют практически параллельные пучки. Между дифракцией Френеля и Фраунгофера нет принципиальной разницы, одна непрерывно переходит в другую.

Исследование дифракции Фраунгофера на одной щели.

Практически для наблюдения дифракции Фраунгофера точечный источник помещают в фокусе собирающей линзы и полученный при этом

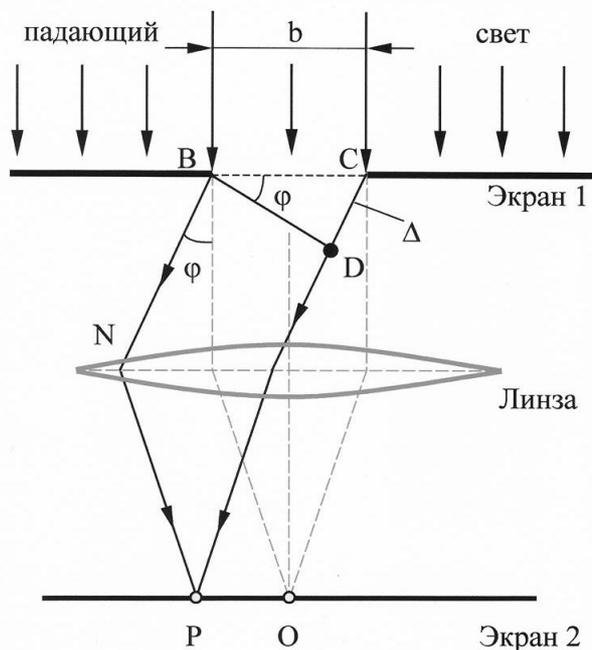


Рис. 22.1. Дифракция на щели

параллельный пучок света направляют на препятствие. Дифракционную картину наблюдают в фокальной плоскости другой собирающей линзы, поставленной на пути дифрагированного света. Для изучения дифракции Фраунгофера в качестве источника света удобно использовать лазер. Ла-

зерное излучение отличается малой расходимостью, высокой когерентностью, высокой степенью монохроматичности и значительной интенсивностью. В этом случае отпадает необходимость в первой линзе, при этом экран располагают в фокальной плоскости второй линзы. Лазерный пучок направляется на преграду, а дифрагированные в различных направлениях волны дают дифракционную картину, наблюдаемую на экране.

Пусть на бесконечно узкую длинную узкую щель шириной b , образованную в некотором светонепроницаемом препятствии, падает плоская монохроматическая световая волна амплитудой E_0 (рис. 22.1).

Линза собирает в одну точку фокальной плоскости лучи, дифрагировавшие под определенным углом φ . Волны, испущенные элементарными источниками в разных точках щели, проходят расстояния, различающиеся на величину $\Delta = x \sin \varphi$, следовательно, между ними возникает разность фаз $\delta = \frac{2\pi\Delta}{\lambda}$. Просуммируем вклады этих волн

$$E(\varphi) = \int_0^b E_0 \exp \left[-i2\pi \frac{x \sin \varphi}{\lambda} \right] dx. \quad (22.1)$$

Интегрируя выражение (22.1), находим

$$E(\varphi) = E_0 b \frac{\sin \left(\pi b \frac{\sin \varphi}{\lambda} \right)}{\pi b \frac{\sin \varphi}{\lambda}}. \quad (22.2)$$

Переходя от напряженности светового поля к интенсивности света и учитывая, что $I : E^2$, получаем:

$$I(\varphi) = I_0 \left(\frac{\sin \left(\pi b \frac{\sin \varphi}{\lambda} \right)}{\pi b \frac{\sin \varphi}{\lambda}} \right)^2, \quad (22.3)$$

где I_0 – интенсивность в середине дифракционной картины (против центра линзы).

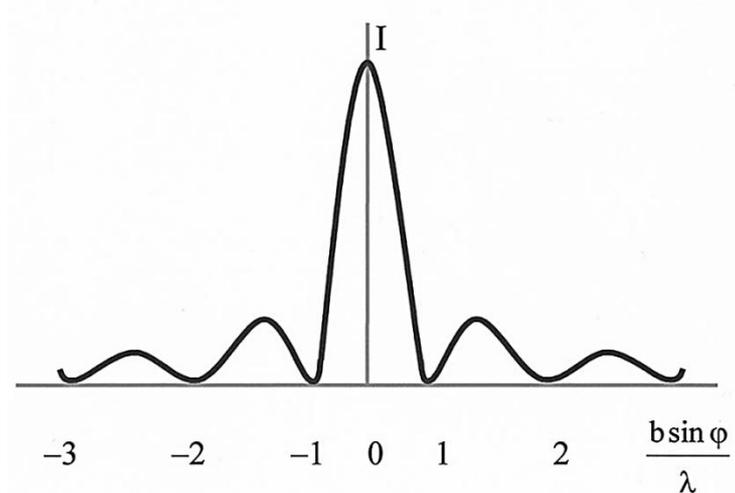


Рис. 22.2. Угловое распределение интенсивности дифрагировавшего света

При угле дифракции $\varphi = 0$ колебания от всех элементарных зон приходят в точку $x = 0$ экрана в одинаковой фазе. Поэтому амплитуда результирующего колебания равна алгебраической сумме амплитуд складываемых колебаний. При этом будет наблюдаться наиболее интенсивный центральный максимум (рис. 22.2).

Существуют направления, в которых интенсивность обращается в нуль. Соответствующие им углы дифракции находятся из соотношения

$$\sin \varphi = m \frac{\lambda}{b}, \quad (22.4)$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – порядок минимума.

Между минимумами находятся побочные максимумы, величины которых, однако, невелики. Отношение интенсивностей центрального и двух первых максимумов равно $I_0 : I_1 : I_2 = 1000 : 47 : 17$. Таким образом, можно утверждать, что основной световой поток (свыше 90%) сконцентрирован в пределах, определяемых значениями $\sin \theta = \pm \lambda/b$.

Уменьшение размеров щели приводит к тому, что ширина центрального максимума становится больше. При ширине щели $b = \lambda$ экран будет освещен весь, больше в середине и меньше по краям. Наоборот, чем щель шире, тем дифракционная картина ярче, ширина дифракционных полос меньше, а их плотность больше.

Дифракционная картина симметрична относительно центра линзы, т. е. из формулы (22.3) получается, что $I(-\varphi) = I(\varphi)$. При смещении щели

параллельно экрану дифракционная картина, наблюдаемая на экране, остается неподвижной (ее середина лежит против центра линзы). Смещение линзы при неподвижной щели сопровождается таким же смещением картины на экране.

При малых углах дифракции координаты минимумов и максимумов на экране (рис. 1)

$$x = F \operatorname{tg} \varphi \approx F \sin \varphi, \quad (22.5)$$

где F – фокусное расстояние линзы.

Из (22.4) следует, что координаты дифракционных минимумов определяются как

$$x_{\min} = m \frac{\lambda}{b} F \quad (22.6)$$

Побочные максимумы лежат приблизительно посередине между минимумами, можно считать, что

$$x_{\max} = \left(m + \frac{1}{2} \right) \frac{\lambda}{b} F \quad (22.7)$$

Ширина центрального максимума (рис. 22.2), ограниченная минимумами $m = \pm 1$ порядка, равна

$$\Delta x_0 = 2 \frac{\lambda}{b} F. \quad (22.8)$$

При больших расстояниях L от щели до экрана, суперпозиция параллельных дифрагированных лучей осуществляется на экране и без собирающей линзы и в выражениях (22.6) – (22.8) вместо F можно подставить L .

Так как $\sin \varphi \leq 1$, то из формулы (22.4) следует, что дифракционный максимум порядка m может наблюдаться только при ширине щели $b \geq m\lambda$. При ширине щели $b \gg \lambda$ дифракция становится слабо выраженной, и на экране наблюдается геометрическое изображение щели.

Исследование дифракции Фраунгофера на нескольких щелях.

Прозрачной одномерной дифракционной решеткой называют периодическую систему параллельных щелей в преграде, имеющих одинаковую ширину b и расположенных на одинаковом расстоянии a друг от друга. Основным параметром решетки является ее период d (постоянная решетки).

ки), которая определяется как $d = (b + a)$. Дифракционные решетки создают эффект резкого усиления интенсивности света в области максимумов и пространственного разнесения максимумов по длинам волн, что делает их незаменимыми оптическими приборами. Они позволяют получать ярко выраженную дифракционную картину.

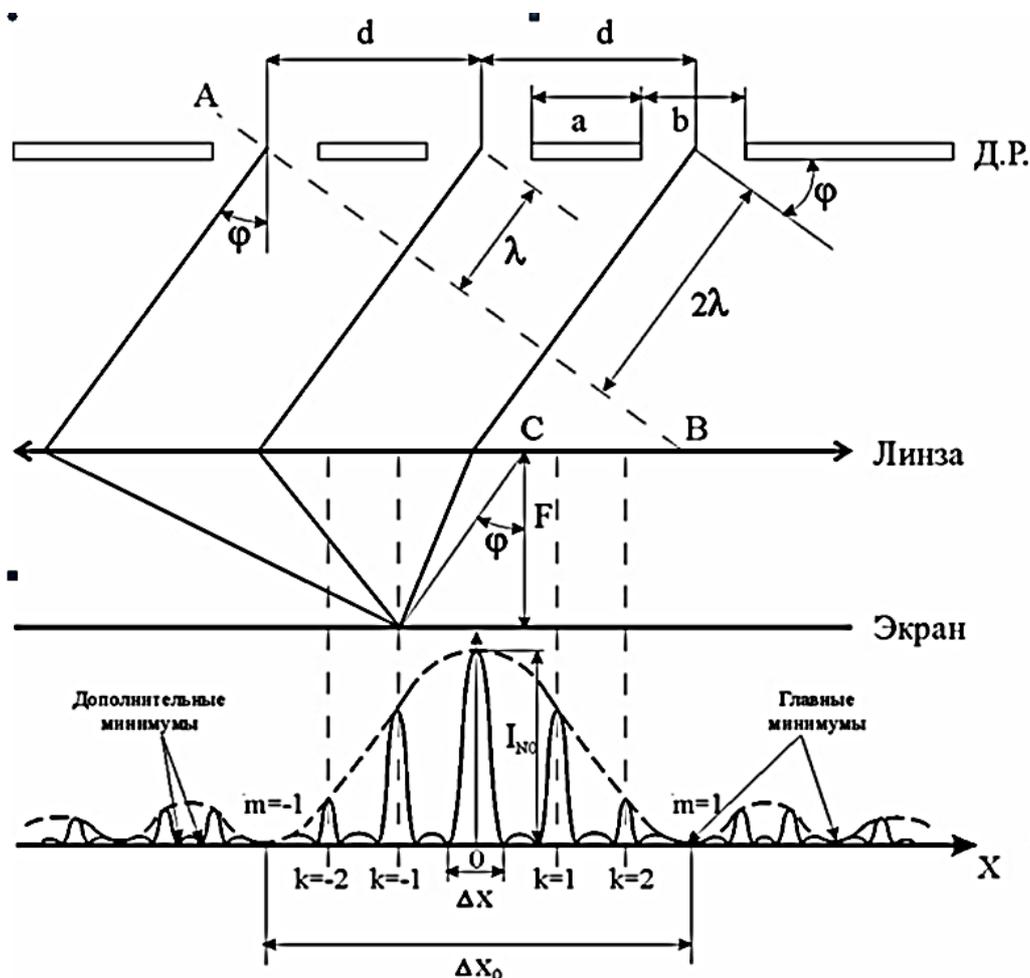


Рис. 22.3. Дифракция на нескольких щелях

На рис. 22.3 показаны схема установки, содержащей решетку из $N = 3$ щелей, линзы и экрана, а так же ход лучей дифрагированного света.

На N щелей по нормали падает пучок параллельных лучей при этом щели можно рассматривать как N когерентных источников света с синфазными колебаниями напряженности электрического поля E . На каждой щели происходит дифракция света как описано выше (фраунгоферовский способ наблюдения). Дифрагированные под одинаковым углом ϕ лучи от N когерентных источников при суперпозиции интерферируют. Поэтому перераспределение интенсивности света, прошедшего через щели, можно

рассматривать как интерференцию N -ого числа дифрагированных лучей.

Оптическая разность хода $\Delta = d \sin \varphi$ и разность фаз $\delta = \frac{2\pi\Delta}{\lambda}$ для волн, испущенных соседними щелями, прямо пропорциональна периоду решетки d и синусу угла дифракции φ . Таким образом, результирующая амплитуда при многолучевой интерференции может быть определена как сумма комплексной геометрической прогрессии, в которой знаменателем является чисто фазовый множитель:

$$A_{\Sigma} = A_1 + A_1 \exp(-i\delta) + A_1 \exp(-i2\delta) + A_1 \exp(-i3\delta) + \dots, \quad (22.9)$$

где A_1 – амплитуда поля, прошедшего через одну щель. Суммируя, получаем:

$$A_{\Sigma} = A_1 \frac{1 - \exp -2iN\delta}{1 - \exp -i\delta}. \quad (22.10)$$

Учитывая, что интенсивность пропорциональна квадрату модуля амплитуды, находим:

$$I_N = I_0 \left[\frac{\sin \left(N \frac{\pi d \sin \varphi}{\lambda} \right)}{\sin \left(\frac{\pi d \sin \varphi}{\lambda} \right)} \right]^2. \quad (22.11)$$

При выполнении условия

$$d \cdot \sin \varphi = m\lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (22.12)$$

векторы напряженности электрического поля всех N лучей колеблются синфазно и при суперпозиции дают амплитуду результирующего $E_N = N \cdot E_0$, которой соответствует интенсивность света

$$I_N = N^2 I_0, \quad (22.13)$$

что совпадает с тем, что дает формула (22.11) при выполнении (22.12).

Таким образом, при выполнении условия (22.12), которое называется условием **главных максимумов**, интенсивность света, дифрагировавшего на системе из N щелей, возрастает в N^2 раз. Это результат многолучевой интерференции пучков, прошедших через регулярную структуру. Если бы щели располагались хаотически, то интерференционный член был бы равен нулю, и суммарная интенсивность была пропорциональна числу щелей.

Решетка из N щелей создает в промежутках между главными максимумами $(N - 1)$ минимум освещенности и $(N - 2)$ побочных максимума.

Относительная интенсивность дополнительных максимумов резко падает с ростом числа щелей (рис. 22.4).

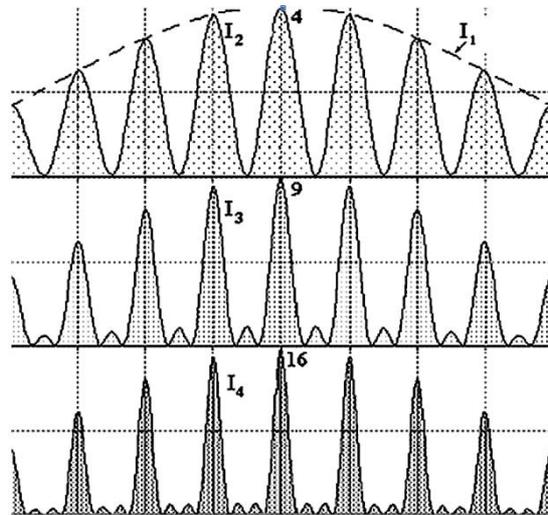


Рис. 22.4. Результат многолучевой интерференции для 2, 3, 4 щелей

Распределение интенсивности на экране определяется не только многолучевой интерференцией, но и дифракцией на каждой щели (штриховая кривая на рис. 22.3). Поэтому при выполнении условия (22.4) результирующая интенсивность света равна нулю.

При малых углах дифракции справедливо соотношение (22.5), и координаты главных максимумов на экране определяются как

$$x = \pm m \frac{\lambda}{b} F \quad (22.14)$$

Ширина главных максимумов зависит от числа N щелей, участвующих в дифракции, и определяется формулой

$$\Delta x = 2 \frac{\lambda}{Nd} F. \quad (22.15)$$

При больших расстояниях L от решетки до экрана в выражениях (22.14), (22.15) вместо F можно подставить L .

Из сравнения формул (22.8) и (22.15) видно, что $\Delta x \ll \Delta x_0$ (см. рис. 22.3).

Наклонное падение лучей на дифракционную решетку

Если плоская монохроматическая волна падает на решетку, работающую на пропускание, под углом θ (рис. 22.5), тогда разность хода двух со-

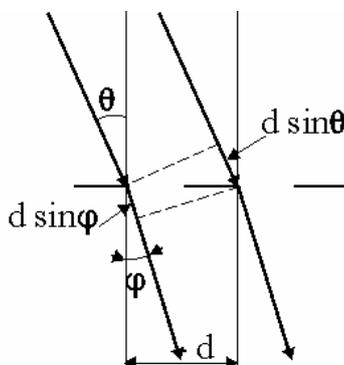


Рис. 22.5. Наклонное падение света на решетку

седних лучей, дифрагировавших под углом ϕ равна $\Delta = d \sin \phi - \sin \theta$.

В этом случае условие (22.12), при котором наблюдаются главные максимумы интенсивности света, запишется в виде:

$$d \sin \phi - \sin \theta = m\lambda. \quad (22.16)$$

При $d \gg \lambda$ углы дифракции малы, т.е. $\phi_m \approx \theta$, и условие главных максимумов (22.16) можно переписать в виде:

$$d \phi_m - \theta \cos \theta = m\lambda \quad (22.17)$$

Сравнение (22.17) и (22.12) показывает, что угол дифракции при наклонном падении вычисляется так же, как при нормальном падении света, но с уменьшенным значением периода решетки

$$d' = d \cos \theta \quad (22.18)$$

Следовательно, при большом наклоне ($\theta \approx 90^\circ$) падающего луча, кажущаяся постоянная решетки $d \cos \theta$ становится весьма малой, и на решетке с $d \gg \lambda$ при таком освещении можно будет наблюдать четкую дифракционную картину. Это свойство используется при исследовании дифракции рентгеновских лучей.

Методика эксперимента

Для выполнения лабораторной работы необходимо изучить теорию явления дифракции на одной и нескольких щелях, на одномерной и дву-

мерной решетках.

Лабораторная работа выполняется на модульном учебном комплексе МУК-ОВ, описание которого вы можете найти в разделе «Описание лабораторной установки». Для выполнения лабораторной работы ознакомьтесь с устройством установки.

МУК-ОВ имеет оптический блок, в верхней части которого находится лазерный источник света. Турель, расположенная ниже, содержит все объекты исследования, место расположения которых представлены на передней панели установки пиктограммами. Значения длины волны λ лазера и расстояния L от объекта до экрана представлены тоже на панели установки.

Рекомендуется провести измерения с одиночной щелью, установив ее в ход лазерного луча. Затем, вращая турель, изучать дифракцию на четырех щелях.

Порядок выполнения работы

Номера позиций даны по рис. 1 раздела «Описание лабораторной установки».

1. Включите установку кнопкой «Сеть» (22).
2. Для выполнения лабораторной работы приготовьте миллиметровую бумагу формата А5 и положите ее на электронный блок, который будет служить экраном.
3. Включите лазер кнопкой (17). **Время непрерывной работы лазера не должно превышать 15 минут! При работе с лазером недопустимо попадание в глаза прямого лазерного излучения!**
4. Вращая турель (2) установите в ход лазерного луча объект с одной щелью в положение перпендикулярное направлению светового пучка. При этом стрелка, закрепленная на оси вращения пластинки со щелью, должна указывать на 0° . Зарисуйте или сфотографируйте дифракционную картину.
5. Поверните щель на угол 30° , затем на 60° , при этом зарисуйте полученные дифракционные картины.
6. Уберите миллиметровую бумагу с электронного блока. Кнопкой (19) выбора фотоприемников выберите фотоприемник № 4.
7. Снимите значения интенсивности света I_0 центрального максимума ди-

фракционной картины при углах поворота щели ($\alpha=0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$).

8. Вращая турель (2) установите по ходу лазерного луча объект с четырьмя щелями. Зарисуйте дифракционную картину для углов поворота объекта $\alpha= 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$.

Обработка результатов измерений

1. По результатам измерений пунктов 4, 5 определите линейные положения минимумов первого, второго и третьего порядков. x_1, x_2, x_3 . С помощью формулы (22.8) рассчитайте ширину щели b .
2. Определите угловые координаты первых трех минимумов дифракционной картины от одной щели.
3. Составьте таблицу, в которую занесите информацию: L – расстояние между объектом и экраном, α – угол поворота щели, x – линейное положение минимумов дифракционной картины, b – ширина щели, I_{\max} – интенсивность центрального максимума
4. Результаты измерений п. 7 занесите в таблицу. Постройте график зависимости интенсивности света центрального максимума I_0 от угла поворота щели.

L, мм	α, град	x, мм	b, мм	I_0		
370	0°					
	15°					
	30°					
	45°					
	60°					

5. Рассчитайте значения интенсивности света максимумов I_1, I_2, I_3 и более высоких порядков по величине I_0 .
6. Найдите положение максимума первого порядка $m = 1$ и по формулам (22.6) и (22.14) рассчитайте значения d для $\alpha= 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$. **В данной установке вместо фокусного расстояния линзы F можно использовать просто расстояние от щелей до экрана L .** Объясните изменения вида дифракционной картины от угла поворота щелей.
7. По результатам пункта 8 определите ширину Δx центрального дифракционного максимума, затем по формуле (22.15) рассчитайте Δx . Сравните полученные значения.
8. Определите количество вторичных максимумов и минимумов в дифракционной картине от четырех щелей. Объясните их процесс обра-

зования.

9. По формуле (22.13), используя значение интенсивности света центрального максимума I_0 при дифракции на одной щели, рассчитайте интенсивность света в области максимумов при дифракции на двух, трех, четырех щелях.
10. По исследованиям пункта 8, используя формулу (22.18) определите постоянную одномерной дифракционной решетки.
11. Сравните дифракционные картины, получаемые одномерной дифракционной решеткой при наклонном падении лучей $\alpha = 0^\circ, 60^\circ$. Объясните их.

Контрольные вопросы

1. В чем заключается явление дифракции?
2. Объясните принцип Гюйгенса-Френеля. Приведите его математическую формулировку.
3. При каких условиях происходит дифракция Френеля? Дифракция Фраунгофера?
4. В чем отличие дифракции Фраунгофера и дифракция Френеля?
5. Почему дифракционные полосы нельзя наблюдать при протяженном или при некогерентном источнике света?
6. Чем отличается дифракция Фраунгофера на щели при освещении ее монохроматическим и белым светом?
7. Каким способом можно получить узкий параллельный пучок света?
8. Какова предельная ширина щели, при которой еще будут наблюдаться минимумы интенсивности?
9. Какой вид имеет дифракционная картина при наклонном падении плоской волны на щель?
10. Объясните распределение интенсивности в дифракционной картине Фраунгофера от щели?
11. Как изменится интерференционная картина, если: а) изменить ширину щели? б) увеличить число щелей? в) уменьшить расстояние между ними? г) изменить ширину всех щелей?
12. Объясните на основе принципа Гюйгенса – Френеля, почему при дифракции на одной щели существуют углы дифракции, для которых интенсивность света равна нулю? Получите выражение для определения значений таких углов.

13. Выведите формулу (22.11).
14. Параллельный пучок монохроматического света падает нормально на дифракционную решетку с заданной полной шириной ее штрихованной поверхности. При каком значении отношения b/d ширины щели b к периоду решетки d интенсивность главных дифракционных максимумов второго порядка будет максимальна?
15. От чего зависит ширина дифракционных полос на экране?
16. Как влияет на дифракцию Фраунгофера от одной щели длина волны света? ширина щели?
17. Как осуществить дифракцию Фраунгофера с применением точечного источника света?
18. Оцените угловую ширину центрального максимума в случае дифракции на щели.
19. Найдите направления на точки экрана в случае дифракции на щели, в которых интенсивность равна нулю; интенсивность максимальна.

Лабораторная работа № 23

ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ НА ОДНОМЕРНОЙ И ДВУМЕРНОЙ РЕШЕТКАХ.

Цель работы — Исследование распределения интенсивности в дифракционных картинах, полученных на одномерной и двумерной дифракционных решетках.

Требуемое оборудование: Модульный учебный комплекс МУК-ОВ.

Краткое теоретическое введение

Исследование дифракции на одномерной решетке.

Прозрачной одномерной дифракционной решеткой называют периодическую систему параллельных щелей (штрихов), имеющих одинаковую ширину b , лежащих в одной плоскости, расположенных на одинаковом расстоянии друг от друга и разделенных непрозрачными промежутками шириной a . Основным параметром решетки является ее *период* d (*постоянная решетки*), которая определяется суммой ширины прозрачной щели b и непрозрачного участка a , $d = (b + a)$. Для разных решеток делают $d = 1...30$ мкм. Дифракционные решетки создают эффект резкого усиления интенсивности света в области максимумов и пространственного разнесения максимумов по длинам волн, что делает их незаменимыми оптическими приборами. Они позволяют получать ярко выраженную дифракционную картину. Дифракционную картину на одномерной решетке рассматривают как результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей, или можно говорить, что при прохождении света через дифракционную решетку *осуществляется многолучевая интерференция когерентных дифрагированных лучей, идущих от всех щелей решетки.*

Изучите теорию предыдущей лабораторной работы № 22, раздел «Исследование дифракции Фраунгофера на нескольких щелях».

Исследование дифракции на двумерной решетке

Дифракция света наблюдается на двумерной решетке, где штрихи нанесены во взаимно перпендикулярных направлениях в одной и той же плоскости.

Двумерная решетка представляет собой скрещенные перпендикулярно друг другу решетки с периодами d_1 и d_2 , причем часто $d_1 = d_2$. Пусть ось X перпендикулярна щелям первой решетки, ось Y – щелям второй, а ось Z направлена перпендикулярно плоскости двумерной решетки. Углы между падающими и дифрагированными лучами и осями X , Y , Z обозначим, соответственно, через α_0 , β_0 , γ_0 и α , β , γ . Очевидно, что α , β , γ – углы, дополняющие углы дифракции до 90° (рис. 23.1).

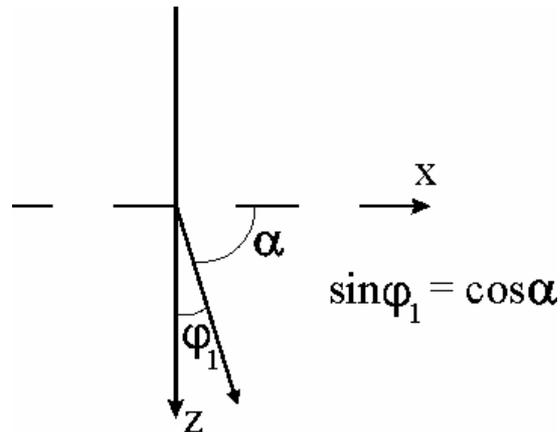


Рис. 23.1. Дифракция на двумерной решетке

Пусть на двумерную решетку нормально $\alpha_0 = \frac{\pi}{2}, \beta_0 = \frac{\pi}{2}, \gamma_0 = 0$ падает плоская волна. Тогда условия возникновения главных максимумов для излучения с длиной волны λ имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} d_1 \cos \alpha &= m_1 \lambda, \\ d_2 \cos \beta &= m_2 \lambda \end{aligned} \right\}. \quad (23.1)$$

Углы α , β , γ связаны между собой соотношением

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1. \quad (23.2)$$

Выражения (23.1) и (23.2) позволяют при известных d_1 , d_2 , λ определить углы α , β , γ , характеризующие направление дифрагированного луча для максимумов того или иного порядка. Если в каждой решетке число щелей N_1 и N_2 достаточно велико, то максимумы будут очень острыми и в них сосредоточится практически вся световая энергия дифрагировавших волн.

В результате на экране, расположенном за двумерной решеткой, получится дифракционная картина в виде четких, симметрично расположенных световых пятен, каждому из которых соответствуют два целочислен-

ных индекса m_1 и m_2 (рис. 23.2)

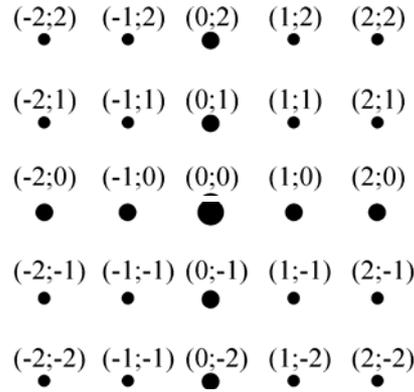


Рис. 23.2. Дифракционная картина от двумерной решетки

Главные максимумы возникают только тогда, когда $\frac{d_1}{\lambda} \cos \alpha = m_1$ и одновременно $\frac{d_2}{\lambda} \cos \beta = m_2 \frac{d_2}{\lambda} \cos \beta = k_2$, где m_1 и m_2 целые числа. В этом случае интенсивность света в данном направлении $I \sim N_1^2 \cdot N_2^2$. Если только одно из этих чисел (m_1 и m_2) целое, т.е. выполняется условие возникновения главного максимума лишь для одной из решеток, то его интенсивность оказывается много меньше. Одна система максимумов (соответствующая условию $\frac{\pi d_2 \cos \beta}{\lambda} = 0$) располагается вдоль оси X , а вторая ($\frac{\pi d_1 \cos \alpha}{\lambda} = 0 \frac{\pi d_1}{\lambda} \cos \alpha = 0$) – вдоль оси Y .

В центре картины находится максимум нулевого порядка, который лежит в направлении α_0, β_0 .

Если углы дифракции малы, координаты главных максимумов вдоль оси X и вдоль оси Y определяются соответственно как:

$$\left. \begin{aligned} x_{m_1} &= \pm m_1 \frac{\lambda}{d_1} F, & m_1 &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots \\ x_{m_2} &= \pm m_2 \frac{\lambda}{d_2} F, & m_2 &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots \end{aligned} \right\}. \quad (23.3)$$

При больших расстояниях L от решетки до экрана, суперпозиция параллельных дифрагированных лучей осуществляется на экране и без собирающей линзы и в выражениях (23.3) вместо F можно подставить L .

Если волна падает на двумерную решетку наклонно (т. е. углы α_0 и β_0 отличны от $\pi/2$), то условия возникновения главных максимумов примут вид:

$$\left. \begin{aligned} d_1 \cos \alpha - \cos \alpha_0 &= m_1 \lambda, \\ d_2 \cos \beta - \cos \beta_0 &= m_2 \lambda \end{aligned} \right\} \quad (23.4)$$

Общий характер дифракционной картины, в этом случае, останется прежним, изменятся лишь масштабы по осям X и Y , наблюдаемой дифракционной картины.

Если решетки d_1 и d_2 взаимно не перпендикулярны, а составляют какой-либо угол между собой, положение максимумов будет зависеть от угла между штрихами решеток. Однако, нарушение строгой периодичности щелей (хаотическое их распределение) приводит к существенному изменению общей картины: наблюдаются симметричные размытые интерференционные кольца. Интенсивность наблюдаемых колец пропорциональна не квадрату числа щелей, а числу щелей. Таким образом, по расположению максимумов можно судить о величине периодов d_1 и d_2 и взаимной ориентации решеток.

Методика эксперимента

Для выполнения лабораторной работы необходимо изучить теорию явления дифракции на одномерной и двумерной решетках.

Лабораторная работа выполняется на модульном учебном комплексе МУК-ОВ. Для выполнения лабораторной работы ознакомьтесь с устройством установки.

МУК-ОВ имеет оптический блок, в верхней части которого находится лазерный источник света. Турель, расположенная ниже, содержит все объекты исследования, место расположения которых представлены на передней панели установки пиктограммами. Значения длины волны λ лазера и расстояния L от объекта до экрана представлены тоже на панели установки.

Рекомендуется провести измерения с *одномерной дифракционной решеткой*, установив ее в ход лазерного луча. Затем, вращая турель, ввести в ход лазерного луча *двумерную дифракционную решетку* и провести ис-

следования.

Порядок выполнения работы

1. Включите установку кнопкой «Сеть» (22).
2. Для выполнения лабораторной работы подготовьте миллиметровую бумагу формата А5 и положите ее на электронный блок, который будет служить экраном.
3. Включите лазер кнопкой (17). **Время непрерывной работы лазера не должно превышать 15 минут! При работе с лазером недопустимо попадание в глаза прямого лазерного излучения!**
4. Вращая турель (2) установите в ход лазерного луча объект с одномерной решеткой в положение перпендикулярное направлению светового пучка. При этом стрелка, закрепленная на оси вращения пластинки со щелью, должна указывать на 0° . Зарисуйте или сфотографируйте дифракционную картину.
5. Поверните одномерную решетку на угол 30° , затем на 60° , при этом зафиксируйте полученные дифракционные картины.
6. Установите в качестве объекта исследования двумерную дифракционную решетку. При этом стрелка, закрепленная на оси вращения пластинки со щелью, должна указывать на угол 0° . Зарисуйте или сфотографируйте дифракционную картину.
7. Повторите действия пункта 6 для углов 30° , затем на 60° .

Обработка результатов измерений

1. По исследованиям пункта 9, используя формулу (22.14) определите постоянную одномерной дифракционной решетки.
2. Определите количество вторичных максимумов и минимумов в дифракционной картине на одномерной решетке. Объясните их процесс образования.
3. По зарисованной картине от двухмерной дифракционной решетки определите положение максимума первого порядка (m_1 и m_2) вдоль осей X и Y , затем по формуле (23.3) рассчитайте периоды d_1 и d_2 .
4. Сравните дифракционные картины, получаемые одномерной дифракционной решеткой при наклонном падении лучей $\alpha = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$. Объясните их.
5. Проанализируйте изменения дифракционной картины, получаемой двумерной дифракционной решеткой при наклонном падении лучей $\alpha = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$. Объясните их.

6. Определите положение максимума нулевого порядка в дифракционной картине, получаемой двумерной дифракционной решеткой.

Контрольные вопросы

1. Параллельный пучок монохроматического света падает нормально на дифракционную решетку с заданной полной шириной ее штрихованной поверхности. При каком значении отношения b/d ширины щели b к периоду решетки d интенсивность главных дифракционных максимумов второго порядка будет максимальна?
2. Найти угловое распределение дифракционных максимумов при дифракции на решетке, период которой равен d , а ширина щели равна b .
3. Найти условие появления главного дифракционного максимума при наклонном падении лучей на решетку (угол падения ϑ_0). Какой вид принимает это условие, если $d \gg \lambda$, а порядок спектра $m \ll d/\lambda$?
4. Могут ли перекрываться спектры первого и второго порядков дифракционной решетки при освещении ее видимым светом (700 – 400 нм)?
5. Найти условие равенства нулю интенсивности m -го максимума для дифракционной решетки с периодом d и шириной щели b .
6. Описать характер спектров дифракционной решетки, если ее постоянная равна: 1) удвоенной, 2) утроенной, 3) учетверенной ширине щели.
7. Изменяется ли разрешающая сила решетки при изменении наклона первичного пучка, падающего на нее?
8. Почему дифракция не наблюдается на больших отверстиях и дисках?
9. Можно ли получить дифракционный спектр, если период дифракционной решетки меньше длины световой волны?
10. Как будет изменяться дифракционная картина при удалении экрана от решетки?
11. Определите наибольший порядок спектра дифракционной решетки.
12. При каком отношении периода дифракционной решетки к ширине щели не будет наблюдаться спектр второго порядка?
13. Объясните, каким образом дифракционная решетка разлагает белый свет в спектр.
14. Каким образом изменится дифракционная картина, если, не изменяя постоянную решетки, увеличить общее число штрихов решетки?
15. Каким образом изменится дифракционная картина, если, не изменяя общего числа штрихов решетки, увеличить постоянную решетки?

Лабораторная работа № 24.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА. ЗАКОН МАЛЮСА

Цель работы – Исследование характера поляризации лазерного излучения и экспериментальная проверка закона Малюса.

Требуемое оборудование: Модульный учебный комплекс МУК-ОВ.

Краткое теоретическое введение

Поперечные волны обладают особым, присущим только им, свойством, известным под названием поляризация. Под этим понимается пространственное соотношение между направлением распространения светового луча и направлением колебания вектора напряженности электрического \vec{E} (или магнитного \vec{H}) поля. Теория Максвелла для электромагнитной волны утверждает только, что векторы напряженности электрического и магнитного полей лежат в плоскости, перпендикулярной направлению распространения света, но не накладывает никаких ограничений на их поведение в этой плоскости. Друг относительно друга вектора и ориентированы взаимно перпендикулярно. Поэтому для описания колебаний в световой волне достаточно указывать один из них. Исторически таким вектором выбран вектор напряженности электрического поля \vec{E} , который также называют световым.

Если при распространении световой волны направление колебаний электрического вектора бессистемно, хаотически изменяется с равной амплитудой и, следовательно, любое его направление в плоскости, перпендикулярной распространению волны, равновероятно, то такой свет называют неполяризованным, или естественным (рис. 24.1, *a*). В случае, когда колебания в каком-либо направлении преобладают, свет частично по-

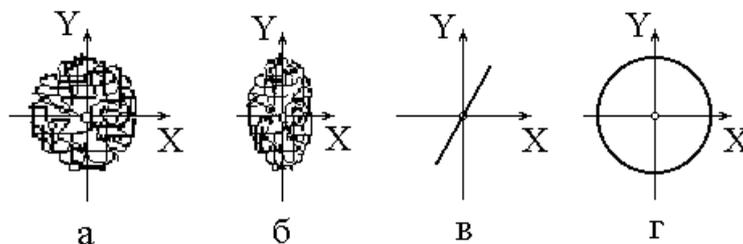


Рис. 24.1. Движение вектора \vec{E} в естественном (*a*), частично поляризованном (*б*) и полностью поляризованном (*в, г*) свете

ляризован (рис. 24.1, *б*). Если колебания электрического вектора фиксированы строго в одном направлении, свет называется линейно- или плос-

ко поляризованным (рис. 24.1, в). В этом случае плоскость, образованная направлением распространения электромагнитной волны и направлением колебаний вектора напряженности электрического поля, называется плоскостью поляризации электромагнитной волны.

Если конец электрического вектора описывает эллипс или окружность, поляризация будет соответственно эллиптической или круговой (циркулярной) (рис. 24.1, г).

В полностью поляризованном свете траектория движения в плоскости XU в общем случае задается уравнением

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 - 2\frac{E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta, \quad (24.1)$$

где E_{0x} , E_{0y} – амплитуды проекций, δ – разность фаз.

Вид эллипса зависит от соотношения амплитуд проекций и разности фаз δ . Так при $\delta = m\pi$ уравнение переходит в уравнение отрезка прямой, поляризация линейная. Если амплитуды проекций равны $E_{0x} = E_{0y} = E_0$ и фазовый сдвиг $\delta = \frac{(2m+1)\pi}{2}$, то эллипс превращается в окружность, поляризация круговая.

Для анализа поляризации света применяются устройства, называемые **поляризаторами**. С технической стороны поляризаторы могут быть самых разных типов: кристаллические, пленочные, отражательные и т. п. Но независимо от конкретного устройства, поляризатор пропускает свет с определенной ориентацией вектора \vec{E} . Таким образом, прошедший через поляризатор свет всегда линейно поляризован.

Широкое распространение для получения плоско-поляризованного света имеют поляризаторы, действие которых основано на явлении дихроизма – селективного поглощения света в зависимости от направления колебаний электрического вектора световой волны. Сильным дихроизмом обладают кристаллы турмалина. В данной работе для получения плоско-поляризованного света применяются поляроиды – пленки, на которые нанесены кристаллики герпатита – двоякопреломляющего вещества с сильно выраженным дихроизмом в видимой области.

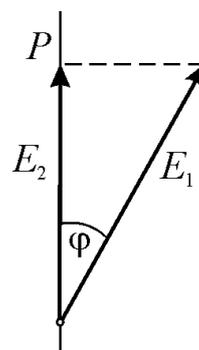


Рис. 24.2 Закон Малюса

Поляризаторы можно использовать и в качестве анализаторов – для

определения характера и степени поляризации интересующего нас света. Пусть на анализатор падает линейно-поляризованный свет, вектор \vec{E} которого составляет угол φ с плоскостью пропускания P (рис. 24.2, направление светового пучка перпендикулярно к плоскости рисунка). Анализатор пропускает только ту составляющую вектора \vec{E} , которая параллельна его плоскости пропускания P , т. е. $E_2 = E_1 \cos \varphi$. Интенсивность пропорциональна квадрату модуля светового вектора ($I \sim E^2$), поэтому интенсивность прошедшего света:

$$I_2 = I_1 \cos^2 \varphi, \quad (24.2)$$

где I_1 — интенсивность падающего плоско-поляризованного света. Это соотношение было установлено в 1810 г. французским физиком Этьеном Луи Малюсом и носит название закона Малюса.

Одной из количественных характеристик поляризации является **степень поляризации** P . Для ее определения измеряется интенсивность прошедшего света при вращении поляризатора вокруг направления светового пучка. Определяются максимальная I_{\max} и минимальная I_{\min} интенсивности (соответствующие двум ортогональным ориентациям поляризатора) и вычисляется величина P по формуле

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (24.3)$$

Методика эксперимента

При проведении эксперимента необходимо учитывать то, что в анализаторе теряется часть световой энергии. Поэтому закон Малюса будет иметь следующий вид:

$$I_{\text{пр}} = k I_{\text{п}} \cos^2 \varphi \quad (24.4)$$

где $I_{\text{пр}}$ — интенсивность света, прошедшего через анализатор, $I_{\text{п}}$ — интенсивность плоско-поляризованного падающего света, k — коэффициент пропускания, который можно найти по следующим формулам:

для параллельной ориентации \vec{E}

$$k_{\parallel} = \frac{I_{\max}}{I_{\text{п}}}, \quad (24.5)$$

для перпендикулярной ориентации \vec{E}

$$k_{\perp} = \frac{I_{\min}}{I_{\text{п}}}, \quad (24.6)$$

где I_{\max} , I_{\min} — максимальная и минимальная интенсивности прошедшего света, найденная при вращении анализатора.

Порядок выполнения работы

Номера позиций даны по рис. 1 раздела «Описание лабораторной установки».

1. Установите по ходу лазерного луча анализатор 7 или поляризатор 4. Луч до и после анализатора должен проходить беспрепятственно до фотоприемника. Кнопкой 19 выбора фотоприемников выберите фотоприемник № 4. Включите лазер (кнопка 17). **Время непрерывной работы лазера не должно превышать 15 минут!**
2. Ручкой установки относительной интенсивности 18 установите значение в диапазоне 1,5 — 1,6. Запишите это значение, оно соответствует интенсивности излучения лазера $I_{\text{л}}$, не ослабленной поляроидом.
3. Вращая поляроид от 150° справа через 0° до 150° слева, снимите зависимость интенсивности $I_{\text{пр}}$ луча, прошедшего через анализатор, от угла поворота через каждые 10° . Измерения повторить не менее трех раз. Данные измерений оформить в виде таблицы. Усреднить полученные значения.
4. Отключите лазер (кнопка 17). С помощью кнопки 19 выберите фотоприемник № 3, подключите белый осветитель (кнопка 25). Поверните турель 2 так, чтобы на пути света было свободное место. Убедитесь, что свет свободно проходит до приемника.
5. Ручкой установки относительной интенсивности 18 установите значение интенсивности источника белого света I_0' в диапазоне 1,5 — 1,6. Запишите это значение.
6. Введите поляризатор (4). Запишите значение I относительной интенсивности света, прошедшего через поляризатор. Сравните его со значением I_0' .
7. Вращая поляризатор, найдите максимальное и минимальное значения интенсивности прошедшего света.
8. Установите поляризатор в нулевое положение, введите анализатор и снимите зависимость интенсивности $\frac{I}{I'}$ луча, прошедшего через анализатор, от угла поворота аналогично пункту 1.3.

Обработка результатов

1. Найдите максимальное значение интенсивности излучения, прошедшего сквозь поляризатор I_{\max} , соответствующее углу φ_m . Получите нормированные значения относительной интенсивности $I_{\text{отн}} = \frac{I}{I_{\max}}$. Это значение будет лежать в пределах от 0 до единицы. Результаты занесите в таблицу.
2. Постройте график зависимости нормированной интенсивности $I_{\text{отн}}$ от угла φ поворота поляроида в полярных координатах, для чего из начала координат проведите с помощью транспортира вспомогательные линии (оси) с шагом в 10° . Выберите масштабную единицу (прочертите единичную окружность). Затем на каждой оси отметьте точкой соответствующее значение нормированной интенсивности. Соедините полученные экспериментальные точки аппроксимирующей кривой.
3. На той же координатной плоскости постройте график зависимости $\cos^2 \varphi - \varphi_m$ от угла поворота поляроида φ . Сравните полученные зависимости. Укажите вид поляризации лазерного излучения.
4. Найдите коэффициенты пропускания использованного поляроида для параллельной и перпендикулярной ориентации его плоскости пропускания по отношению направлению колебаний вектора \vec{E} в излучении лазера: $k_{\parallel} = \frac{I_{\max}}{I_{\Pi}}$ и $k_{\perp} = \frac{I_{\min}}{I_{\Pi}}$.
5. Найдите степень поляризации излучения белого источника.
6. На той же координатной плоскости по данным п. 8 постройте зависимость $\frac{I}{I'}$ от φ для белого света.
7. Найдите степень линейной поляризации белого света, прошедшего через поляризатор.

Контрольные вопросы

1. Чем отличается линейно-поляризованный свет от естественного?
2. Чем отличается линейно-поляризованный свет от света, поляризованного по кругу?
3. Чему равна степень поляризации циркулярно-поляризованного света?
4. Можно ли имея в распоряжении поляризатор и анализатор определить тип поляризации света (линейная, круговая, эллиптическая).

5. Рассмотрите частные случаи формулы (24.1) при сдвиге фаз $\delta = \frac{m\pi}{2}$.
Какая поляризация получается при четном m ? При нечетном m ?
6. На поляризатор падает эллиптически поляризованный свет. При какой ориентации поляризатора интенсивность прошедшего света максимальна?
7. При вращении поляризатора интенсивность проходящего света не меняется. Что можно сказать о поляризации падающего излучения?
8. Как будет меняться интенсивность света, прошедшего через три последовательно установленных поляризатора при вращении среднего из них. Первый и третий поляризатор установлены параллельно.
9. Как будет меняться интенсивность света, прошедшего через три последовательно установленных поляризатора при вращении среднего из них. Первый и третий поляризатор скрещены.

Лабораторная работа №25.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА. ЗАКОН БРЮСТЕРА

Цель работы – Исследование характера поляризации лазерного излучения и экспериментальная проверка закона Брюстера.

Требуемое оборудование: Модульный учебный комплекс МУК-ОВ.

Краткое теоретическое введение

Поляризация света наблюдается при отражении и преломлении света на границе прозрачных изотропных диэлектриков. Если угол падения естественного света на границу раздела двух прозрачных диэлектриков отличен от нуля, то отраженный и преломленный пучки оказываются

частично-поляризованными

(рис. 25.1). В отраженном свете преобладают колебания вектора

, перпендикулярные к

плоскости падения, а в преломленном свете –

параллельные плоскости падения. Степень

поляризации обеих волн (отраженной и преломленной) зависит от угла падения. Соответствующую зависимость в 1815 г. установил шотландец

Дэвид Брюстер. Как показали опыты, отраженный луч оказывается полностью поляризованным (колебания вектора в нем перпендикулярны

плоскости падения) в случае, когда угол между отраженным и преломленным лучом равен 90° . Прошедший луч поляризован частично и содержит преимущественно параллельную составляющую вектора \vec{E} .

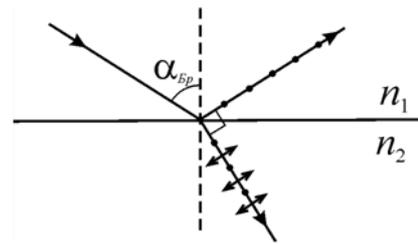


Рис. 25.1. Поведение света на границе раздела двух сред

Объяснение эффекту Брюстера дал в 1823 г. один из создателей волновой теории света французский физик Огюст Френель. Он доказал, что коэффициенты отражения для света, поляризованного параллельно и перпендикулярно плоскости падения, равны

$$R_{\parallel} = \left(\frac{\operatorname{tg}(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}(\alpha + \beta)} \right)^2; \quad R_{\perp} = \left(\frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} \right)^2, \quad (25.1)$$

где α и β – углы падения и преломления.

Если угол падения таков, что $\alpha + \beta = \pi/2$, то $\operatorname{tg} \alpha + \beta \rightarrow \infty$ и коэффициент отражения параллельной компоненты равен нулю. В то же время коэффициент отражения перпендикулярной компоненты отличен от 0 и отраженная волна оказывается линейно поляризованной.

Значение угла, соответствующего полной поляризации отраженного луча, определяется из закона преломления:

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sin \alpha}{\sin 90^\circ - \alpha} = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \operatorname{tg} \alpha, \quad (25.2)$$

т. е.

$$\operatorname{tg} \alpha_{\text{бр}} = \frac{n_2}{n_1} = n_{12} \quad (25.3)$$

Соответствующий угол падения называют углом Брюстера.

Если на границу раздела двух диэлектриков под углом Брюстера падает плоско-поляризованный свет (например, от лазера) с направлением колебаний вектора \vec{E} в плоскости падения волны, то интенсивность *отраженной* волны становится близкой к нулю. Для перпендикулярной компоненты коэффициент отражения при этом равен

$$R_{\perp} = \frac{n_{12}^2 - 1}{n_{12}^2 + 1}, \quad (25.4)$$

что для границы раздела воздух – стекло равно примерно 0,15. Поэтому получать таким образом линейно-поляризованный свет энергетически невыгодно.

Степень поляризации *преломленной* волны при угле падения, равном углу Брюстера, достигает максимального значения, однако эта волна остается лишь частично поляризованной со степенью поляризации

$$P = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} = \frac{n_{12}^2 - 1}{2 n_{12}^2 + 1 - n_{12}^2 - 1} \quad (25.5)$$

Для границы воздух – стекло степень поляризации прошедшего света всего около 8%, повысить ее можно путем ряда последовательных отражений и преломлений. Это осуществляют с помощью, так называемой стопы Столетова, состоящей из нескольких одинаковых и параллельных друг другу пластинок, установленных под углом Брюстера к падающему свету. При достаточно большом числе пластинок проходящий через эту систему свет будет практически полностью линейно-поляризованным. Интенсивность

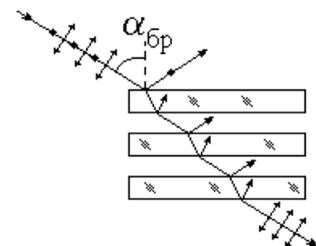


Рис. 25.2. Стопа Столетова

прошедшего через такую стопу света (в отсутствие поглощения) будет равна половине падающего на стопу естественного света.

Эта идея нашла высокоэффективное использование в лазерах, где торцы разрядной трубки представляют собой плоскопараллельные стеклянные пластинки, расположенные под углом Брюстера к оси трубки (рис. 1).

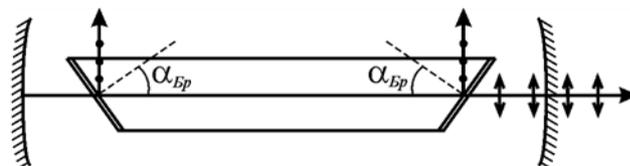


Рис. 25.3. Принципиальная схема лазера

Поэтому излучение, распространяющееся вдоль оси трубки между зеркалами и поляризованное в плоскости падения на пластинки, многократно проходит сквозь них практически беспрепятственно, не испытывая отражения. В результате из лазера выходит луч, поляризованный в этой плоскости, что и показано на рисунке. Для другой составляющей излучения, плоскость поляризации которой перпендикулярна плоскости падения, из-за отражений коэффициент усиления оказывается меньше единицы и генерация отсутствует. Таким образом, излучение лазера оказывается линейно поляризованным.

Порядок выполнения работы

Номера позиций даны по рис. 1 раздела «Описание лабораторной установки».

1. Установите на пути лазерного луча устройство для определения угла Брюстера. Включите лазер, выберите фотоприемник № 4. **Время непрерывной работы лазера не должно превышать 15 минут!** Изменяя угол наклона стеклянной пластинки, по минимуму интенсивности отраженного луча найдите угол Брюстера. Запишите полученное значение и сравните его с табличным.
2. В диапазоне углов наклона стеклянной пластинки от 30 до 65° с шагом 2° запишите интенсивность прошедшего света. Измерения повторите в прямом и обратном направлении. Оформите в виде таблицы.
3. По максимуму интенсивности прошедшего света найдите угол Брюстера. Сравните найденное значение со значением, полученным по визуальному определению минимума интенсивности отраженного луча. Оцените точность обоих способов.
4. Установите пластинку под углом Брюстера. Введите поляризатор, ус-

тановите его под углом 45° . Введите анализатор. Найдите интенсивность прошедшего света при положениях анализатора 0° и 90° .

5. Не меняя угла поворота пластинки, установите приспособление для измерения угла Брюстера на пути белого света. Отключите лазер, включите источник белого света, выберите фотоприемник № 3. Вращая анализатор, найдите максимальную и минимальную интенсивность прошедшего света.

Обработка результатов

1. Вычислите по формуле (25.2) показатель преломления стекла.
2. Найдите степень поляризации света после прохождения его через пластинку по данным п. 4. Сравните с расчетом по формуле (25.5).
3. Найдите степень поляризации белого света после прохождения его через пластинку по данным п. 5. Сравните с расчетом по формуле (25.5).

Контрольные вопросы

4. Как зависит угол Брюстера от показателя преломления первой среды?
5. Как зависит угол Брюстера от показателя преломления второй среды?
6. Какова связь между углами Брюстера при падении света на границу воздух – стекло со стороны воздуха и со стороны стекла?
7. Из формул Френеля (3) выведите формулу (6).
8. Из формул (2) и (6) выведите формулу для степени поляризации прошедшего излучения, если на границу раздела под углом Брюстера падает естественный свет.
9. На границу раздела двух сред падает линейно поляризованный свет. Как будет меняться поляризация отраженной волны при изменении угла между плоскостью падения и плоскостью поляризации?

Лабораторная работа № 26.

ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ. ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВАЯ ФАЗОВАЯ ПЛАСТИНКА

Цель работы – получение эллиптически поляризованного света из линейно поляризованного с помощью четверть волновой пластинки и его анализ.

Требуемое оборудование: Модульный учебный комплекс МУК-ОВ.

Краткое теоретическое введение

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА. *Поляризация* – свойство света, связанное с *поперечностью* электромагнитных волн и описывающее пространственное поведение векторов электрического и магнитного полей. Из уравнений Максвелла вытекает, что, волновой вектор \vec{k} , вектора \vec{E} и \vec{H} взаимно ортогональны и составляют правую тройку. Это позволяет ограничиться рассмотрением ориентации вектора электрической напряженности. Именно его поведение и определяет состояние поляризации света.

Проекции электрического вектора световой волны, распространяющейся вдоль оси Z, могут быть записаны как

$$\begin{cases} E_x = E_1 \cos(\omega t - kz + \delta_x) \\ E_y = E_2 \cos(\omega t - kz + \delta_y) \end{cases} \quad (26.1)$$

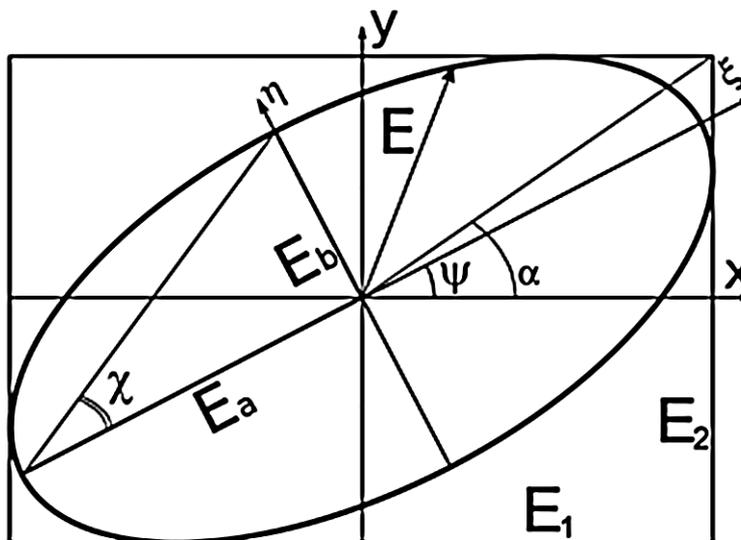


Рис. 26.1. Эллиптическая поляризация

Исключая из этих уравнений переменную часть фазы $\omega t - kz$, получаем уравнение, описывающее движение конца вектора \vec{E} в плоскости XY:

$$\left(\frac{E_x}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_2}\right)^2 - 2\frac{E_x E_y}{E_1 E_2} \cos \delta = \sin^2 \delta, \quad (26.2)$$

где $\delta = \delta_y - \delta_x$ – разность фаз проекций электрического вектора. В общем случае траектория, задаваемая (26.2) представляет собой эллипс (см. рис. 26.1). В соответствии с формой описываемой кривой, такая поляризация называется **эллиптической**. Вид эллипса зависит от соотношения амплитуд проекций и разности фаз δ . Так при $\delta = m\pi$ уравнение (26.2) переходит в

$$\left(\frac{E_x}{E_1} \pm \frac{E_y}{E_2}\right)^2 = 0. \quad (26.3)$$

Это – уравнение отрезка прямой в плоскости XOY. При распространении волны колебания вектора \mathbf{E} происходят в фиксированной плоскости, называемой **плоскостью поляризации**, поэтому поляризация волны называется **линейной** или **плоской**.

Если амплитуды проекций равны $E_1 = E_2 = E_0$ и фазовый сдвиг $\delta = \frac{(2m+1)\pi}{2}$, то из (26.2) получаем:

$$E_x^2 + E_y^2 = E_0^2, \quad (26.4)$$

то есть уравнение окружности. Такая поляризация называется **круговой** или **циркулярной**. Случаи $\delta = \pi/2$ и $\delta = -\pi/2$ отличаются направлением вращения (правая и левая круговые поляризации).

Описание состояния полностью поляризованного света может основываться непосредственно на параметрах эллипса поляризации, как наиболее общего случая сложения двух ортогональных колебаний с одинаковой частотой. Введем дополнительные обозначения $\text{tg } \alpha = E_2/E_1$ и $\text{tg } \chi = E_b/E_a$, то из тех же уравнений (26.1) можно вывести соотношения

$$\begin{aligned} \text{tg } 2\psi &= \text{tg } 2\alpha \cos \delta \\ \pm \text{tg } 2\chi &= \sin 2\psi \text{tg } \delta \end{aligned} \quad (26.5)$$

Величина $\text{tg } \chi$, задающая отношение полуосей эллипса, называется **эллиптичностью**, а угол ψ , задающий наклон большой полуоси к оси X – **азимутом**.

ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ. Основные методы получения циркулярно и эллиптически поляризованного света связаны с использованием оптически анизотропных сред. В оптически анизотропных средах (например, в кристаллах) диэлектрическая проницаемость ϵ зависит от направления. Поэтому волнам с разным направлением колебаний вектора \vec{E} соответствуют разные показатели преломления $n = \sqrt{\epsilon}$ и, следовательно, разные фазовые скорости $v = c/n$.

Если на анизотропное вещество падает линейно поляризованный свет, то он рождает в среде в общем случае две волны, линейно поляризованные во взаимно перпендикулярных направлениях и распространяющихся с разными скоростями. Для двуосных кристаллов существуют два направления, называемых *оптическими осями*, вдоль которого обе волны распространяются с одинаковой скоростью. В одноосных кристаллах такое направление одно (одна оптическая ось). Плоскость, проходящая через оптическую ось и направление распространения света, называется *главной плоскостью*. Скорость распространения волны, поляризованной перпендикулярно главной плоскости, не зависит от направления распространения. Такая волна называется *обыкновенной*, ее показатель преломления обозначается через n_o . Скорость волны, поляризованной в главной плоскости, зависит от направления распространения, эта волна называется *необыкновенной*, ее показатель преломления меняется от n_o (при распространении вдоль оптической оси) до n_e (при распространении перпендикулярно оптической оси).

ФАЗОВЫЕ ПЛАСТИНКИ. Рассмотрим особенности распространения света в одноосных кристаллах. Пусть анизотропная пластинка толщиной d вырезана параллельно оптической оси и нормально к ней падает линейно поляризованный свет (рис. 26.2). Выберем систему координат таким образом, чтобы ось OX совпадала с направлением оптической оси кристалла, а ось OZ – с направлением распространения волны. Световой вектор падающей линейно поляризованной волны с амплитудным значением E_0 составляет угол φ с оптической осью. В этом случае свет можно представить, как результат сложения распространяющихся в одном направлении двух линейно поляризованных волн с взаимно перпендикулярными направлениями колебаний вектора \vec{E} .

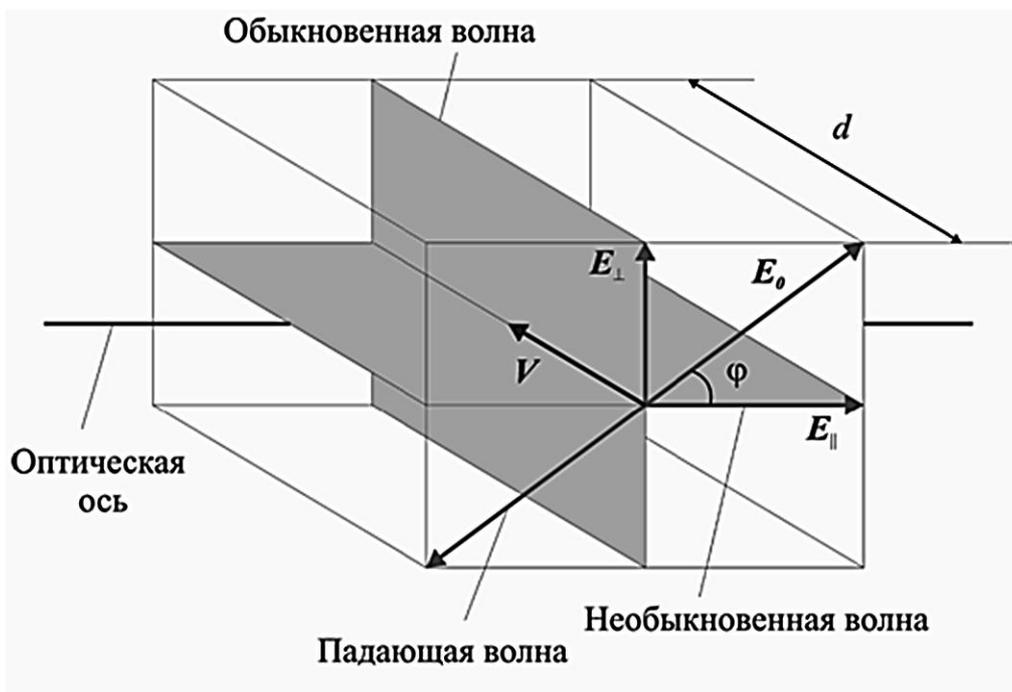


Рис. 26.2. Распространение света в кристалле

Таким образом, в пластинке будут распространяться две волны – обыкновенная с показателем преломления n_o и необыкновенная с показателем преломления n_e . Направление колебаний светового вектора обыкновенной волны (направление \perp) перпендикулярно главной плоскости. У необыкновенной волны световой вектор колеблется в главной плоскости вдоль оптической оси (направление \parallel).

Амплитуды световых векторов необыкновенной и обыкновенной волн равны соответственно:

$$\begin{aligned} E_{\parallel} &= E_0 \cos \varphi \\ E_{\perp} &= E_0 \sin \varphi \end{aligned} \quad (26.6)$$

Поскольку показатели преломления в пластинке для этих двух волн различны, то за время прохождения через пластинку между ними возникнет оптическая разность хода:

$$\Delta = n_e - n_o \, d, \quad (26.7)$$

которой соответствует разность фаз на выходе из пластинки

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta, \quad (26.8)$$

где λ_0 – длина волны в вакууме.

Таким образом, на выходе из пластинки имеются два взаимно пер-

пендикулярных световых колебания

$$\begin{aligned} E_{\parallel} &= E_0 \cos \varphi \cos \omega t - \delta \\ E_{\perp} &= E_0 \sin \varphi \cos \omega t \end{aligned} \quad (26.9)$$

Если оптическая разность хода равна $\lambda/4$ (четвертьволновая пластинка, разность фаз $\pi/2$), а угол φ между оптической осью и электрическим вектором падающей линейно поляризованной волны 45° , то прошедшая волна оказывается поляризованной по кругу. Если оптическая разность хода равна $\lambda/2$ (полуволновая пластинка, разность фаз π), то волна остается линейно поляризованной, но плоскость поляризации поворачивается на угол 2φ .

Пусть свет, вышедший из кристаллической пластинки, проходит через анализатор (поляроид). На рис. 26.3 ОА – направление пропускания анализатора, α – угол между вектором E_0 и направлением ОА.

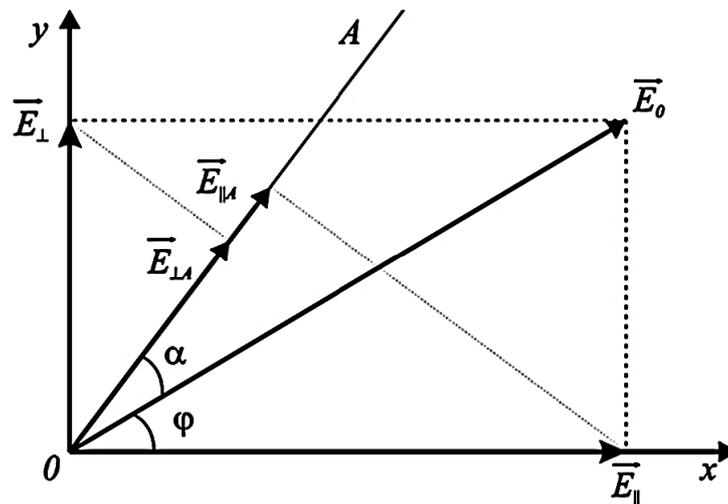


Рис. 26.3. Прохождение света через пластинку и анализатор

Как видно из рис. 26.3, анализатор пропускает составляющие необыкновенной и обыкновенной волн вдоль одного направления ОА, амплитуды которых равны соответственно

$$\begin{aligned} E_{\parallel A} &= E_0 \cos \varphi \cos \alpha + \varphi \\ E_{\perp A} &= E_0 \sin \varphi \sin \alpha + \varphi \end{aligned} \quad (26.10)$$

Поскольку обыкновенная и необыкновенная волны, возбуждаемые в кристалле, когерентны, то вышедшие из анализатора лучи интерферируют. Результирующая интенсивность ($I \sim E^2$), используя закон сложения однонаправленных колебаний, может быть определена как:

$$I = I_0 \left[\sin^2 \varphi \sin^2 \alpha + \varphi + \cos^2 \varphi \cos^2 \alpha + \varphi + \frac{1}{2} \sin 2\varphi \sin 2\alpha + \varphi \cos \delta \right] \quad (26.11)$$

Полученная выше формула описывает зависимость интенсивности линейно-поляризованной световой волны прошедшей через фазовую пластинку при любом взаимном расположении плоскости поляризации, оптической оси пластинки и плоскости пропускания анализатора. Эта формула не учитывает потери в поляризаторе, анализаторе и фазовой пластинке.

Если в качестве двулучепреломляющего образца используется четвертьволновая пластинка ($\delta = \pi/2$), то для нее формула (26.11) может быть представлена в виде:

$$I = I_0 \left[\sin^2 \varphi \sin^2 \alpha + \varphi + \cos^2 \varphi \cos^2 \alpha + \varphi \right] \quad (26.12)$$

Методика эксперимента

Номера позиций даны по рис. 1 раздела «Описание лабораторной установки».

Источником света служит полупроводниковый лазер с длиной волны излучения 650 нм. Лазер дает линейно-поляризованное излучение с плоскостью поляризации соответствующей отсчету 0° на лимбах пластинки 5 и анализатора 3.

Анизотропная пластинка 2 состоит из двух склеенных кварцевых пластинок с взаимно перпендикулярным направлением оптических осей. Показатели преломления кварца для длины волны 0,6438 мкм равны $n_o = 1,5423$ и $n_e = 1,5513$. Таким образом, обыкновенная волна в первой пластинке становится необыкновенной во второй и наоборот. Разность фаз взаимно перпендикулярно поляризованных волн создается за счет неодинаковой толщины этих пластинок.

Анализ поляризации прошедшей волны производится с помощью анализатора 3, измерения интенсивности производятся приемником 4 и вольтметром 5. Измерения интенсивности производятся в относительных единицах.

Порядок выполнения работы

1. Установите по ходу лазерного луча кристаллическую пластинку 5 и анализатор 7. Луч должен проходить беспрепятственно до фотоприемника. Кнопкой 19 выбора фотоприемников выберите фотоприемник № 4. Включите лазер (кнопка 17). **Время непрерывной работы лазера не должно превышать 15 минут!** Ручкой установки относительной ин-

тенсивности 18 установите значение I_0 в диапазоне 1,5 – 1,6.

2. Установите пластинку 2 под углом $\varphi = 45^\circ$. Вращая анализатор, найдите положение α_2 , соответствующее максимальной интенсивности проходящего излучения. Запишите это положение и полученную интенсивность. Аналогично найдите положение анализатора и интенсивность, соответствующие минимуму пропускания.
3. Установите анализатор в положение $\alpha_2 = 90^\circ$. Меняя угол установки пластинки φ от -135° до 135° через 15° , измерьте интенсивность проходящего света.
4. Для значений $\varphi = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ измерьте интенсивность проходящего света при повороте анализатора от -135° до 135° через 15° .

Обработка результатов

1. По измерениям п. 2 найдите азимут и эллиптичность поляризации света, прошедшего через пластинку. По формулам (26.5) рассчитайте фазовый сдвиг в пластинке. Какова минимальная разность толщин двух частей пластинки?
2. По измерениям п. 3 произведите нормировку полученных данных путем деления на максимальное значение и постройте график $I(\varphi)$. В тех же координатах постройте график теоретической зависимости. Сравните полученные данные.
3. Для указанного преподавателем значения угла φ (п. 4) произведите нормировку полученных данных путем деления на максимальное значение и постройте график $I(\alpha_2)$. В тех же координатах постройте график теоретической зависимости. Сравните полученные данные.

Контрольные вопросы

1. Чем отличается линейно-поляризованный свет от света, поляризованного по кругу?
2. Чем отличается поляризация света со сдвигом фаз между проекциями электрического вектора 0 и π ?
3. Чем отличается поляризация света со сдвигом фаз между проекциями электрического вектора $\pi/2$ и $3\pi/2$?
4. Что такое оптическая ось кристалла?
5. Что такое обыкновенная и необыкновенная волны?
6. Почему необыкновенная волна так называется?

7. На четвертьволновую пластинку падает волна, поляризованная по кругу. Как будет поляризована прошедшая волна?
8. На четвертьволновую пластинку падает линейно поляризованная волна. При каких условиях прошедшая волна останется линейно поляризованной, а при каких станет циркулярно поляризованной?
9. Какова минимальная толщина четвертьволновой пластинки, изготовленной из исландского шпата с показателями преломления $n_o = 1,66$ и $n_e = 1,51$?
10. Какова минимальная толщина четвертьволновой пластинки, изготовленной из кварца с показателями преломления $n_o = 1,5423$ и $n_e = 1,5513$?
11. Как меняется поляризация света при прохождении через полуволновую пластинку?
12. Из уравнений (26.1) выведите формулу (26.2).
13. Можно ли получить эллиптически поляризованную волну при сложении линейно поляризованных волн с одинаковыми амплитудами?
14. Можно ли получить циркулярно поляризованную волну при сложении линейно поляризованных волн с различными амплитудами?

Лабораторная работа № 27.

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ИНТЕГРАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕЛА МЕТОДОМ СПЕКТРАЛЬНЫХ ОТНОШЕНИЙ

Цель работы – анализ спектральных характеристик теплового излучения и определение параметров излучателя.

Требуемое оборудование: Модульный учебный комплекс МУК-ОВ.

Краткое теоретическое введение

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ.

Если свечение тела происходит за счет внутренней (тепловой) энергии тела, оно называется *тепловым излучением*. В отличие от других видов излучения, тепловое может находиться в состоянии *термодинамического равновесия* с материальными телами, например, с телами, помещенными в полость с зеркальными стенками. В соответствии с *первым законом Кирхгофа*, *равновесная спектральная плотность энергии $U_\lambda(T)$ зависит только от абсолютной температуры* и не зависит от количественного и качественного состава термодинамической системы. Это означает, что функция $U_\lambda(T)$ является универсальной, не зависящей от вида тел, находящихся в оболочке, материала стенок, коэффициента отражения стенок и т. д.

В соответствии со *вторым законом Кирхгофа* *отношение испускательной способности тела к его поглощательной способности не зависит от материала тела и совпадает (с точностью до множителя $c/4$) со спектральной плотностью равновесного излучения*. Это означает, что тело, сильнее поглощающее какие-либо лучи, будет эти лучи сильнее и испускать (не следует смешивать испускание лучей с их отражением). Тело, которое при любой температуре полностью поглощает всю энергию падающих на него электромагнитных волн, независимо от частоты, поляризации и направления распространения, называется *абсолютно черным телом (АЧТ)*. Следовательно, спектральное распределение теплового излучения черного тела будет таким же, как у равновесного излучения при той же температуре.

По формуле Планка испускательная способность АЧТ $r_{T,\lambda}^*$, т. е. спектральная плотность потока энергии излучения, испускаемая единичной площадкой поверхности по всем направлениям, равна

$$r^*_{\lambda, T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, \quad (27.1)$$

где c – скорость света в вакууме,

h – постоянная Планка;

λ – длина волны;

k – постоянная Больцмана;

T – температура.

Если тело не является абсолютно черным, его испускательная способность выражается формулой

$$r_{\lambda, T} = A_{\lambda, T} r^*_{\lambda, T} \quad (27.2)$$

где $A(\lambda, T)$ – коэффициент черноты.

Если коэффициент черноты меньше единицы и не зависит от частоты излучения, то тело называют *серым*. Если коэффициент черноты различен в различных частях спектра, то тело называют *селективным* или *цветным*. Непрозрачные тела, у которых степень черноты равна нулю, не излучают и не поглощают электромагнитных волн. Падающее на них излучение эти зеркальные тела полностью отражают.

Таким образом, энергетическая светимость тела в интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$ равна

$$dR = A_{\lambda, T} r^*_{\lambda, T} d\lambda. \quad (27.3)$$

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ИСТОЧНИКА

Излучение, дошедшее до приемника, составляет некоторую часть от общего излучения источника. Оно определяется размерами приемника, расстоянием от источника до приемника и наличием на пути излучения поглощающих сред, т. е. определяется такими параметрами измерительной системы, которые не изменяются в процессе опыта. Сигнал, вырабатываемый приемником пропорционален падающему потоку излучения. Для двух различных приемников, воспринимающих излучение в различных узких диапазонах длин волн, величины сигналов будут равны:

$$I_1 = K_1 A_1 r^*_{\lambda_1, T} d\lambda_1$$

$$I_2 = K_2 A_2 r^*_{\lambda_2, T} d\lambda_2,$$

где K_1 и K_2 – коэффициенты использования потока излучения первым и вторым приемником. Следовательно, отношение сигналов для двух приемников

$$\frac{I_1}{I_2} = Z \frac{r^* \lambda_1, T d\lambda_1}{r^* \lambda_2, T d\lambda_2}, \quad (27.4)$$

где величину $Z = K_1 A_1 / K_2 A_2$ можно считать постоянной.

Подставляя в (27.4) r^* из формулы Планка (27.1), получаем:

$$\frac{I_1}{I_2} = Z \frac{B\lambda_2^5 \exp D/\lambda_2 T - 1 d\lambda_1}{B\lambda_1^5 \exp D/\lambda_1 T - 1 d\lambda_2}, \quad (27.5)$$

где $B = 2\pi hc^2 = 3,742 \cdot 10^{-16}$ Вт·м²,

$D = hc/k = 1,439 \cdot 10^{-2}$ м·К.

При температурах в несколько тысяч Кельвин $\exp D/\lambda_2 T \gg 1$, поэтому формулу (27.5) можно упростить:

$$\frac{I_1}{I_2} = Z \frac{\lambda_2^5 d\lambda_1}{\lambda_1^5 d\lambda_2} \cdot \exp \left[\frac{D}{T} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \right] \quad (27.6)$$

Прологарифмируем это выражение и найдем температуру T :

$$T = \frac{D \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}{\ln \frac{I_1}{I_2} - \ln Z - 5 \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1} - \ln \frac{d\lambda_1}{d\lambda_2}}. \quad (27.7)$$

Учтем, что в процессе опытов сохраняются значения λ_1 , λ_2 , $d\lambda_1$, $d\lambda_2$. Поэтому объединим члены, содержащие постоянные величины, в две новые константы L и Z_0 :

$$L = D \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right), \quad (27.8)$$

$$Z_0 = \ln Z - 5 \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1} - \ln \frac{d\lambda_1}{d\lambda_2}. \quad (27.9)$$

Тогда формула для определения температуры примет вид:

$$T = \frac{L}{\ln \frac{I_1}{I_2} - Z_0}. \quad (27.10)$$

Из формулы (27.10) видно, что зная величину Z_0 , которая постоянна для конкретного прибора, можно по измерениям интенсивности теплового излучения на двух длинах волн определить температуру источника.

В данной работе $Z_0 = 1,784$.

ИЗМЕРЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ЧЕРНОТЫ

Интегральный коэффициент черноты (ИКЧ) определяется как отношение энергетической светимости тела при температуре T к энергетической светимости АЧТ при той же температуре:

$$A_T = \frac{R_T}{R_T^*}. \quad (27.11)$$

По закону Стефана-Больцмана энергетическая светимость АЧТ равна

$$R_T^* = \sigma T^4 \quad (27.12)$$

В качестве источника излучения в данной работе используется вольфрамовая нить накала электролампы. Подводимая мощность электрического тока равна

$$P = Ui, \quad (27.13)$$

где U – напряжение на спирали, i – сила тока.

Если считать, что потери энергии за счет теплопроводности и конвекции малы, т. е. вся подводимая энергия превращается в энергию излучения, то энергетическая светимость источника

$$R_T = \frac{P}{S}, \quad (27.14)$$

где S – площадь излучающей поверхности.

Предположим, что ИКЧ измерен для некоторой температуры T_0 и равен A_0 . Тогда отношение коэффициентов черноты

$$\frac{A_T}{A_0} = \frac{R_T R_{T_0}^*}{R_T^* R_{T_0}} = \frac{P \sigma T_0^4 S}{\sigma T^4 S} = \frac{T_0^4 P}{T^4 P_{T_0}} \quad (27.15)$$

Для вольфрама, который используется в этой лабораторной работе, интегральный коэффициент черноты для температуры $T_0 = 2000$ К равен $A_0 = 0,249$.

Величины P можно найти, если в процессе опытов по определению температуры дополнительно измерять ток и напряжение на спирали.

Порядок выполнения работы

Номера позиций даны по рис. 1 раздела «Описание лабораторной установки».

1. Подключите белый осветитель (кнопка 25). Поверните турель 2 так, чтобы на пути света было свободное место. Убедитесь, что свет свободно проходит до приемника. С помощью кнопки 19 выберите фотоприемник № 1.
2. Установите максимальное значение напряжения накала. Ручкой установки относительной интенсивности 18 установите значение интенсивности в диапазоне 1,5 – 1,6.
3. Запишите значения интенсивности на фотоприемниках 1 и 2, а также показания амперметра и вольтметра, переключая режим измерений кнопкой 16.
4. Повторите измерения п. 3 8...10 раз, постепенно уменьшая напряжение накала.

Обработка результатов

Внесите в таблицу результаты измерений и расчетов: силу тока, напряжение, мощность, интенсивности, измеренные первым и вторым приемниками и их отношение, температуру источника, коэффициент черноты.

№ опыта	i	U	P	I_1	I_2	I_1/I_2	T	A_T
1								
2								
...								

1. По формуле (27.10) вычислите температуры источника при различных значениях мощности накала.
2. Вычислите мощность, выделяемую на спирали. Особо выделите мощность P_{T_0} , соответствующую температуре 2000 К.
3. Найдите значения коэффициента черноты A_T и постройте график зависимости этого коэффициента от температуры.
4. На одних осях постройте графики $I_1(T)$ и $I_2(T)$ и объясните их ход.

Контрольные вопросы

1. Что такое абсолютно черное тело, какими физическими параметрами оно характеризуется?
2. У какого тела больше интенсивность теплового излучения, белого или

черного?

3. Может ли коэффициент черноты быть больше 1, если да, то в каких случаях?
4. В каких единицах измеряется испускательная способность?
5. В каких единицах измеряется поглощательная способность?
6. В чем заключаются законы Кирхгофа для теплового излучения?
7. В какой области длин волн находится максимум интенсивности теплового излучения при $T = 2000 \text{ К}$?
8. Докажите, что при условиях данного эксперимента формула (27.5) переходит в формулу (27.6).
9. Как и во сколько раз изменится энергетическая светимость АЧТ при увеличении его температуры вдвое?
10. Как изменится длина волны, соответствующая максимуму спектральной плотности излучения АЧТ при увеличении его температуры вдвое?

Список рекомендуемой литературы

1. И. В. Савельев. Курс общей физики, том 2, 4-е изд., перер. Издательство КноРус, 2012 г.
2. А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. Курс физики. – 8-е изд., стер. – М.: Издательский центр «Академия», 2009.
3. С. К. Стафеев, К. К. Боярский, Г. Л. Башнина. Основы оптики. – СПб.: Питер, 2006
4. Т.И. Трофимова. Курс физики. Оптика и атомная физика: теория, задачи, решения. – М.: Высшая школа, 2003.
5. В. В. Курепин, И. В. Баранов. Обработка экспериментальных данных: Методические указания к лабораторным работам. – СПб, 2003.

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 ФИЗИКИ

Кафедра Физики как общеобразовательная кафедра университета обеспечивает преподавание курса общей физики по двум (стандартной и расширенной) учебным программам в количестве 324 и 500 аудиторных часов для всех дневных факультетов, а также заочного и вечернего отделений. Лекции, практические и лабораторные занятия проводятся в течение 1-4 семестров на 1 и 2 курсах и заканчиваются сдачей зачетов и экзаменов в конце каждого семестра. Также на кафедре физики разработаны и реализуются специализированные дисциплины для студентов старших курсов – физика низких температур, биофизика, специальные и дополнительные главы физики.

Кафедра оснащена учебно-лабораторным оборудованием по всем разделам физики и имеет, помимо традиционных, специализированные компьютеризированные учебные лаборатории по электромагнетизму, колебательным процессам, волновой и квантовой оптике, физике низких температур.

В 2011 г. в соответствии с приказом Министерства образования и науки Российской Федерации от 18.08.2011 г. № 2209 произошло объединение Санкт-Петербургского национального исследовательского университета информационных технологий, механики и оптики (Университет ИТМО) и Санкт-Петербургского государственного университета низкотемпературных и пищевых технологий (СПбГУНиПТ). После реорганизации в структуре Университета ИТМО с 01.01.2012 г. по 31.08.2015 г. функционировали две кафедры физики: 1) физики-1, заведующий д.т.н., профессор Стафеев Сергей Константинович; 2) физики-2, заведующий д.т.н., профессор Баранов Игорь Владимирович. С 01.09.2015 г. с целью оптимизации образовательного процесса вышеуказанные кафедры объединены в единую кафедру Физики.

Учитывая богатую и плодотворную историю педагогической и научной работы кафедр физики Университета ИТМО и СПбГУНиПТ, ниже представлена краткая историческая справка об их развитии образовательной и научной деятельности.

Кафедра физики Университета ИТМО (1930-2011 гг.).

Преподавание физики как учебной дисциплины велось в Ремесленном училище цесаревича Николая всегда с момента его создания. Механико-оптическое и часовое отделение, а затем — Техникум точной механики и оптики имели в своем составе Физический кабинет. Преподаванию дисциплины Физика для учащихся всегда уделялось большое внимание. В 1930 году при организации вуза — Ленинградского института точной механики и оптики — была организована кафедра Физики как одна из общеобразовательных кафедр.

Организатором и первым заведующим кафедрой Физики явился профессор А.П. Ющенко. Затем в довоенные годы кафедре возглавляли: профессора В.Ф. Трояновский, Л.С. Полак. С 1935 года кафедре возглавил известный специалист в области рентгенометрии профессор И.В. Поройков.

В эвакуации в г. Черепаново Новосибирской области кафедру Физики возглавил известный ученый, сотрудник Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии (ВНИИМ), занимавшийся дозиметрией и метрологией рентгеновских лучей, профессор К.К. Аглинцев.

С 1945 года кафедру Физики возглавил крупный специалист в области рентгенографии и физики твердого тела профессор Д.Б. Гогоберидзе. В 1946 году профессор Д.Б. Гогоберидзе стал первым деканом нового Инженерно-физического факультета.

Во второй половине 1940-ых годов на кафедре работал выдающийся советский физик-теоретик, член-корреспондент Академии наук СССР Я.И. Френкель. Впоследствии кафедру Физики возглавляли: основоположник теплофизической школы ЛИТМО профессор Г.М. Кондратьев, профессор Н.А. Толстой, доцент С.В. Андреев, доцент А.Ф. Бегункова, профессор А.Я. Вятский и профессор Н.А. Ярышев.

В течение 16 лет с 1957 по 1973 г. под руководством доктора физико-математических наук, профессора А.Я. Вяткина на кафедре было сформулировано научное направление по исследованию физики взаимодействия электронных пучков с веществом.

С 1973 года на кафедре под руководством профессора Н.А. Ярышева получили развитие научные исследования в области теплофизики, в частности, изучение нестационарной теплопроводности и теплотометрии.

В 1987 году сотрудником кафедры стал С.А. Козлов (ныне декан факультета фотоники и оптоинформатики), Лауреат премии Ленинского комсомола по науке и технике, в 1998 году им была открыта лаборатория волновых процессов.

С конца XX века на кафедре проводится комплексная работа по совершенствованию всего учебного процесса, включая создание фронтальных компьютеризированных учебных лабораторий, банков контроля и проверки усвоения знаний, подготовку программно-методического обеспечения по дистанционному обучению студентов через компьютерные сети RUNNET и INTERNET. В этих учебно- и научно-методических направлениях деятельности кафедры принимали активное участие ведущие сотрудники кафедры доценты С.К. Стафеев (ныне профессор, декан естественнонаучного факультета), Ю.Л. Колесников (ныне профессор, проректор по учебно-организационной и административной деятельности), А.В. Смирнов, А.А. Королев, Г.Л. Башнина, ст. преподаватель С.А. Курашова.

С 2000 по 2015 годы кафедрой заведовал профессор, декан естественнонаучного факультета С.К. Стафеев. Под его руководством было сформировано научное направление, связанное с оптическими методами неразрушающего контроля, сотрудники кафедры А.А. Зинчик, Я.А. Музыченко подготовили и защитили кандидатские диссертации. С.К. Стафеев является организатором и научным руководителем первой в России интерактивной образовательной экспозиция "Музей оптики", созданной в рамках инновационной образовательной программы Национального исследовательского университета информационных технологий, механики и оптики. Расположена экспозиция на стрелке Васильевского острова, на первом этаже бывшего дома купца Елисеева. Знакомит с широким кругом применений оптических и оптико-информационных технологий, стимулирует дальнейшее изучение оптики. Главная цель Музея оптики — не только произвести впечатление, но и помочь в обучении школьникам и студентам профильных вузов. Для этого действуют залы практикумов и демонстраций.

Также С.К. Стафеев является куратором выставки Magicoflight (Магия света) проходящей с России в рамках в рамках международного Года света, проводимого в 2015 г. в соответствии с решением Генеральной Ассамблеи ООН.

Кафедра физики СПбГУНиПТ (1931-2011 гг.).

В составе Университета низкотемпературных и пищевых технологий кафедра физики существовала с момента его основания в 1931 г. и обеспечивала фундаментальную общенаучную подготовку инженеров по всем специальностям.

Кафедрой руководили известные в СССР и России ученые, авторы многочисленных научных работ, монографий, учебников и учебных пособий по физике: доцент А.Н. Святозаров (1931 – 1942 гг.), профессор Л.М. Розенфельд (1942-1949 гг.), доцент Е.А. Штрауф (1949-1959 гг.), доцент К.В. Струве (1960-1968 гг.), профессор Н.В. Солнцев (1969-1975 гг.), заслуженный деятель науки РФ профессор Е.С. Платунов (1975-2002 гг.), профессор С.Е. Буравой (2002-2010 гг.), профессор И.В. Баранов (2010-2011 гг.).

В 1976-1985 гг. по инициативе заведующего кафедрой Е.С. Платунова коллективом кафедры была осуществлена коренная реконструкция учебно-лабораторной базы. Была переосмыслена логика проведения лабораторных и практических занятий и их связь с лекционной теоретической частью курса. В основу реорганизации была положена идея системного объединения всех видов занятий в логически обоснованную схему фронтального обучения «лекция – практическое занятие – лабораторная работа». Было создано 5 оригинальных учебных лабораторий стендового типа, охватывающих основные разделы курса.

Каждая лаборатория имеет в своем составе 15 стендов, рассчитанных на проведение от 10 до 20 различных лабораторных работ по всем основным темам соответствующего раздела курса. Многие лабораторные работы отличаются оригинальным содержанием и не имеют аналогов в других учебных заведениях. Стенды оснащены современными приборами (цифровыми вольтметрами, лазерами, монохроматорами и т. п.).

Преподавателями кафедры был выполнен большой объем методической работы: составлено и издано около 100 новых оригинальных методических указаний по выполнению лабораторных работ, В.В. Курепиным, И.В. Барановым и В.Е. Куцаковой разработано пособие по оценке погрешностей в лабораторных работах, выдержавшее более 5 изданий.

В 1995-2005 гг. профессором Е.С. Платуновым подготовлено и дважды издано учебное пособие по курсу общей физики в четырех томах общим объемом около 80 печ. листов.

В 2002 – 2006 гг. для студентов, обучающихся по специальности «Техника и физика низких температур», и магистров всех специальностей создана не имеющая аналогов учебно-исследовательская лаборатория «Физика низких температур». Лаборатория оснащена 15 автоматизированными стендами, каждый из которых позволяет выполнить 13 лабораторных работ по изучению физических свойств веществ в области температур от минус 196 °С до 100 °С.

В 2002 – 2004 гг. преподавателями кафедры С.С. Прошкиным, Н.В. Нименским, В.А. Самолетовым подготовлено и издано учебное пособие «Сборник задач» с методическими указаниями и примерами решения. Сборник содержит около 1700 задач в трех книгах по разделам «Молекулярная физика и термодинамика», «Электродинамика и электромагнитные волны», «Квантовая физика».

Сотрудниками кафедры (проф. Е.С. Платунов, проф. В.А. Самолетов, проф. С.Е. Буравой) подготовлен и дважды издан словарь-справочник «Физика», объемом 40 печ. листов. Доцентом С.С. Прошкиным подготовлено и издано в 2009 году учебное пособие «Физика. История и развитие» объемом около 40 печатных листов для студентов, обучающихся по специальности «Экономика и менеджмент», а также аспирантов и магистров всех специальностей.

На кафедре физики под руководством профессора Е.С. Платунова к началу 80-х годов прошлого столетия сложилась оригинальная самостоятельная научная школа теплофизиков-прибористов, получившая мировое признание и известность.

В 1977 г. при кафедре была открыта Отраслевая научная лаборатория динамических методов теплофизических измерений и приборов. Лаборатория стала базой для научного роста аспирантов и инженеров, формирования нового поколения преподавателей кафедры.

Совместно с ГСКБ теплофизического приборостроения (ГСКБ ТФП) за 15 лет функционирования лаборатории было создано более двадцати различных образцов приборов для изучения теплофизических свойств веществ, охватывающих в совокупности диапазон температур от 4,2 до 1200 К. Некоторые из них были приняты к промышленному производству

и выпускались серийно на опытном производстве ГСКБ ТФП и на одном из заводов Казахстана вплоть до распада СССР в 1991 году. По своей методической сути эти разработки значительно превышали уровень таких известных фирм, как «Dynatech» (США), «Feuotron» (ФРГ), «Setaram» (Франция). Созданные приборы обладали большой производительностью, позволяя за один эксперимент изучать температурную зависимость измеряемых параметров (теплопроводность, теплоемкость, температуропроводность).

По данной научной тематике к 1992 году было опубликовано свыше 150 статей, получено 40 авторских свидетельств на изобретения. Разработаны оригинальные методы исследования теплофизических свойств в области криогенных температур (от 4,2 до 300 К). Созданы средства измерения, не требовавшие специальных криостатирующих устройств, экспрессные по своей сути, что означало значительный прорыв в области техники низкотемпературного теплофизического эксперимента.

Сотрудниками кафедры проведены оригинальные исследования в области создания методов и средств неразрушающего контроля тепловых свойств материалов и изделий. Эти разработки стали основой кандидатских диссертаций Е.А. Белова и Г.Я. Соколова.

В 1976 г. на кафедре развивалась научное направление, связанное с поиском методов построения уравнений состояния и расчетом свойств индивидуальных веществ идеальных газов, имеющих широкое применение в холодильной и криогенной технике. По результатам этих исследований были защищены 4 кандидатских и 2 докторские диссертации, опубликовано более 70 научных статей в отечественных и зарубежных журналах.

При кафедре под руководством профессоров Е.С. Платунова и И.В. Баранова с 2008 г. функционирует научная лаборатория «Теплофизические измерения и приборы». В лаборатории создан комплекс методов автоматизированных приборов для изучения теплопроводности, теплоемкости, теплот структурных и фазовых переходов в различных веществах, в том числе в процессах замораживания, оттайки, исследуются свойства пищевых продуктов и конструкционных материалов холодильной и криогенной техники.

Коллективом преподавателей кафедры по этому направлению подготовлена к изданию фундаментальная монография «Теплофизические измерения», обобщающая исследования авторов за последние 30 лет.

С конца 60-х годов на кафедре проводятся экспериментальные и теоретические исследования фазовых переходов и критических явлений. Начало этим работам было положено исследованием гравитационного эффекта вблизи критической точки парообразования, проведенным доцентом Д.Ю. Ивановым. В 80-ые годы группой сотрудников кафедры были проведены работы по корреляционной спектроскопии многократно рассеянного света. Научные исследования в области фазовых переходов, предпереходных явлений и рассеяния света в сложных жидких системах успешно развивает доцент, кандидат физико-математических наук А.Ф. Костко. Во время многолетней стажировки в ведущих университетах США А.Ф. Костко совместно с американскими коллегами методами рассеяния света проводил исследования растворов полимеров, водных растворов электролитов, биогелей и лиотропных хромо- нических жидких кристаллов в широком диапазоне температур и давлений.

На сегодня кафедра Физики — одна из крупнейших в университете — представляет собой динамично развивающийся творческий коллектив, способный решать масштабные задачи развития и подготовки инженерных и научно-педагогических кадров. В связи с реорганизацией и объединением кафедр с 1 сентября 2015 года кафедра Физики находится под руководством доктора технических наук, профессора Игоря Владимировича Баранова.

В настоящее время коллектив кафедры включает в себя 30 преподавателей и 10 учебно-вспомогательного персонала.

Под руководством С.К. Стафеева на кафедре Физики в 2016 году открыта программа подготовки магистров по уникальному в России направлению Science Communications.