

Е.С. Левин

ФИЗИКА: ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

Модуль № 6
Конспект лекций
Рабочая тетрадь

Научный редактор – проф.,
д-р физ.-мат. наук А.А. Повзнер

Екатеринбург 2006

УДК 373:53
ББК 22.34

Рецензенты: кафедра физики Уральской государственной горно-геологической академии (зав. кафедрой – проф., д-р физ.-мат. наук И.Г. Коршунов); канд. физ.-мат. наук Ю.П. Сухоруков

Автор Е.С. Левин

Л34 ФИЗИКА: ВОЛНОВАЯ ОПТИКА: МОДУЛЬ № 6:
Конспект лекций и Рабочая тетрадь/ Е.С. Левин.
Екатеринбург: ООО «Изд-во УМЦ УПИ», 2006, 82 с.

Настоящее Учебное пособие составлено в соответствии с действующей программой Министерства общего и профессионального образования Российской Федерации для технических вузов и преследует цель активизации самостоятельной работы студентов над учебным материалом. Подробно рассмотрены теоретические вопросы интерференции, дифракции и поляризации света, приведены примеры решения задач, вопросы для самоконтроля и задачи для самостоятельного решения. Учебное пособие предназначено для студентов всех форм обучения всех специальностей технических вузов.

Приведены рабочая программа, примеры решения задач, вопросы для самоконтроля и задачи для самостоятельного решения.

Библиогр.: 2 назв. Рис 32.

Подготовлено кафедрой физики УГТУ

© ООО «Издательство УМЦ УПИ», 2006

Оглавление

Конспект лекций.....	5
1. Интерференция света.....	6
1.1. Представления о природе света. Световая волна.....	6
1.2. Интерференция света. Когерентность и монохроматичность световых волн. Пространственная и временная когерентность.....	7
1.3. Способы получения когерентных источников света.....	8
1.4. Расчет интерференционной картины от двух когерентных источников света (опыт Юнга).....	10
1.5. Оптическая длина пути и оптическая разность хода волн. Интерференция световых волн.....	11
1.6. Интерференция в тонких пленках.....	13
1.7. Полосы равной толщины (клин, кольца Ньютона) и полосы равного наклона.....	16
1.8. Практическое применение интерференции света: просветление оптики, контроль обработки поверхностей, точное измерение длины отрезков. Интерферометры.....	19
2. Дифракция света.....	22
2.1. Принцип Гюйгенса–Френеля. Метод зон Френеля. Прямолинейное распространение света. Зонная пластинка.....	22
2.2. Дифракция Френеля на диске и на круглом отверстии.....	24
2.3. Дифракция в параллельных лучах на одной щели.....	26
2.4. Дифракция на дифракционной решетке. Дифракционные спектры.....	28
2.5. Дифракция на пространственной решетке. Формула Вульфа–Брэггов. Исследование структуры кристаллов.....	30
2.6. Понятие о голографии.....	31
3. Поляризация света.....	33
3.1. Естественный и поляризованный свет. Виды поляризованного света (линейно поляризованный, поляризованный по кругу и по эллипсу).....	33
3.2. Анализ поляризованного света. Закон Малюса.....	34
3.3. Поляризация света при отражении. Закон Брюстера.....	35
3.4. Двойное лучепреломление. Поляроиды и поляризационные призмы.....	36
3.5. Интерференция поляризованного света. Искусственная оптическая анизотропия. Применение поляризованного света.....	37
Основная литература.....	39
Рабочая тетрадь.....	42
1. Интерференция света.....	43
1.1. Основные понятия и формулы.....	43
1.2. Рекомендации по решению задач. Ход (алгоритм) решения.....	45
1.3. Примеры решения задач.....	45
1.4. Вопросы и задачи для самоконтроля.....	51

1.5. Ответы на вопросы для самоконтроля по теме «Интерференция света»	58
1.6. Ответы на задачи для самоконтроля по теме «Интерференция света»	59
1.7. Задачи для самостоятельного решения	60
2. Дифракция света	62
2.1. Основные понятия и формулы	62
2.2. Рекомендации по решению задач (алгоритм решения)	64
2.3. Примеры решения задач	64
2.4. Вопросы и задачи для самоконтроля	69
2.5. Ответы на вопросы для самоконтроля по теме «Дифракция света»	76
2.6. Ответы на задачи для самоконтроля по теме «Дифракция света»	78
2.7. Задачи для самостоятельного решения	78
3. Методические указания по выполнению домашних контрольных заданий	81
3.1. Оформление задания	81
3.2. Формы отчета о решении задач	81

Е.С. Левин

ФИЗИКА: ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

Модуль № 6
Конспект лекций

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

Физическая оптика (волновая и квантовая) изучает процессы излучения и распространения света и его взаимодействие с веществом.

1. Интерференция света

1.1. Представления о природе света. Световая волна

Первой теорией света была созданная в XVII веке Ньютоном корпускулярная теория, согласно которой свет – поток особых материальных частиц (корпускул), движущихся и взаимодействующих по законам механики. Корпускулярная теория не смогла полностью объяснить все световые явления и в настоящее время представляет лишь исторический интерес. Более прогрессивной стала волновая теория, разработанная Гюйгенсом, Френелем и другими исследователями. Эта теория, рассматривая свет как упругую волну, объясняла многие оптические явления, но не смогла ответить на принципиальный вопрос о природе среды, в которой распространяется эта упругая волна.

В середине XIX века Максвелл разработал волновую электромагнитную теорию света, согласно которой видимый свет – частный случай электромагнитных волн, это переменное электромагнитное поле, распространяющееся в пространстве в виде поперечных волн с длинами волн от 400 (фиолетовый цвет) до 760 нм (красный цвет). В световой волне векторы напряженности электрического поля \vec{E} и индукции магнитного поля \vec{B} взаимно перпендикулярны и лежат в плоскости, перпендикулярной вектору \vec{v} скорости распространения волны (см. рис. 6.1).

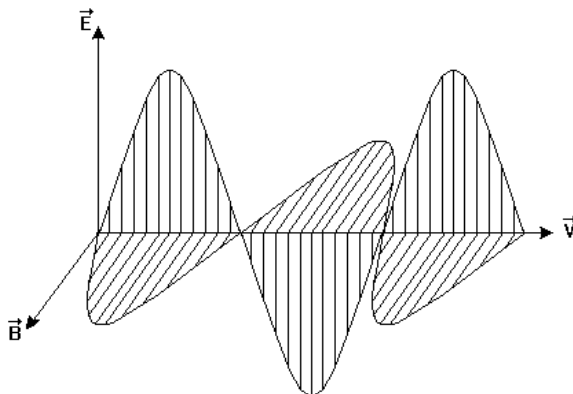


Рис. 6.1

Векторы \vec{E} , \vec{B} , \vec{v} образуют правовинтовую систему. Плоские монохроматические электромагнитные волны (строго определенной частоты) описываются уравнениями

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - kx + \varphi_0),$$

$$\vec{B} = \vec{B}_0 \cos(\omega t - kx + \varphi_0),$$

где E_0 и B_0 – амплитудные значения; ω – круговая частота; k – волновое число; φ_0 – начальные фазы колебаний (они одинаковы для E и B , так как колебания происходят с одинаковой фазой).

Для оптических явлений наиболее важен вектор \vec{E} (он называется световым вектором), так как он действует на свободные электроны сильнее, чем вектор \vec{B} .

Электромагнитная теория Максвелла прекрасно объясняет такие явления, как интерференция, дифракция, поляризация света и другие. Однако она не смогла объяснить тепловое излучение тел, фотоэффект, эффект Комптона, спектральные закономерности, которые могут быть поняты лишь с точки зрения квантовой теории света, разработанной Планком и Эйнштейном.

По квантовой теории свет излучается, распространяется, поглощается в виде отдельных порций – световых квантов или фотонов, которые представляют собой особый вид материи качественно иной природы, чем частицы вещества.

По современным представлениям свет обладает и волновыми, и корпускулярными свойствами, проявляет корпускулярно–волновой дуализм. В одних оптических явлениях наиболее отчетливо проявляются волновые свойства света, в других – корпускулярные, квантовые. Свет представляет собой единство непрерывности и дискретности.

1.2. Интерференция света. Когерентность и монохроматичность световых волн. Пространственная и временная когерентность

Интерференция света – это такое наложение световых волн, при котором колебания, обусловленные волнами, в одних точках волнового поля усиливают друг друга, а в других ослабляют, в результате чего имеет место пространственное перераспределение интенсивности результирующей волны.

Интерферировать могут только когерентные волны. Две волны называются когерентными, если их частоты одинаковы, разность фаз, а также направления колебаний, обусловленных этими волнами, не изменяются с течением времени и не перпендикулярны друг к другу.

Когерентность – это согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов. Этому условию удовлетворяют монохроматические волны – неограниченные в пространстве волны постоянной частоты ($\omega = \text{const}$).

Временная когерентность – это согласованность фаз и частот колебаний в данной точке пространства волнового поля в различные моменты времени.

Пространственная когерентность означает, что определенные фазовые соотношения сохраняются неизменными в течение некоторого времени не только в данной точке пространства, но и между колебаниями, происходящими в разных точках пространства.

Пространственная и временная когерентности связаны с реальной некогерентностью световых волн (существует не одна единственная частота излучения ω , а некоторый разброс ее значений $\Delta\omega$ и связанный с этим разброс направлений волнового вектора \vec{k}).

Световые волны, излучаемые возбужденными атомами источников света, всегда некогерентны.

1.3. Способы получения когерентных источников света

Излучение световых волн, происходящее при переходе атомов из возбужденного в нормальное состояние, осуществляется не непрерывно, а в виде отдельных импульсов – волновых цугов слабо затухающих колебаний (см. рис. 6.2).

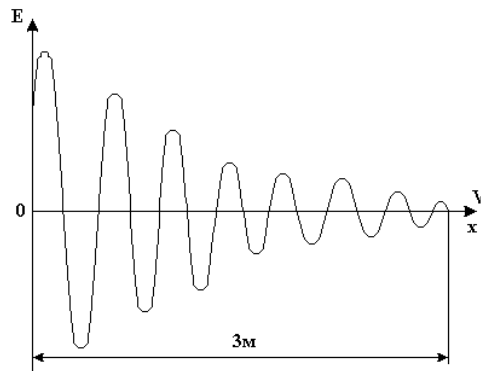


Рис. 6.2

При времени излучения $\tau = 10^{-8}$ с длина цуга $l = c \cdot \tau = 3 \cdot 10^8 \cdot 10^{-8} = 3$ м.

Если рассматривать видимый свет с $\lambda = 10^{-6}$ м, то на цуге укладывается $N = \frac{l}{\lambda} = \frac{3}{10^{-6}} = 3 \cdot 10^6$ штук длин волн.

Отдельные цуги некогерентны, так как разные акты излучения не согласованы, направления колебаний различны, волны некогерентны. Наблюдать интерференционную картину при наложении разных световых волн не удает-

ся. Получить когерентные волны можно, если разделить отдельный пучок на две части. Пройдя разные пути и вновь соединившись вместе, они будут интерферировать.

Разложение пучков на части осуществляется с помощью линз, зеркал, призм, тонких пленок при использовании законов отражения, преломления или любой комбинации этих процессов. Перечислим некоторые способы получения когерентных световых волн.

1. Щели Юнга

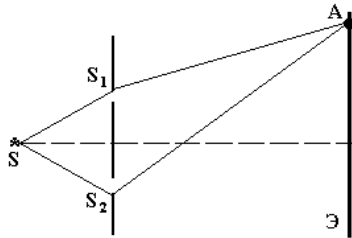


Рис. 6.3

Две узкие (десятые доли мм) параллельные друг другу щели S_1 и S_2 , вырезанные в непрозрачном экране, освещаются светом, прошедшим через столь же узкую щель S , равноотстоящую от S_1 и S_2 (см. рис. 6.3). Щели S_1 и S_2 являются источниками вторичных когерентных волн. Накладываясь друг на друга в точке A на экране \mathcal{E} , волны интерферируют.

2. Зеркала Френеля

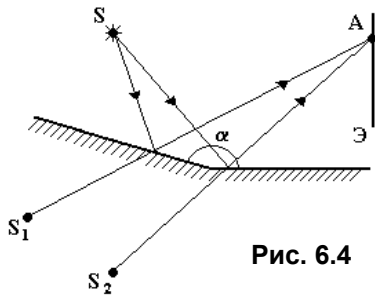


Рис. 6.4

Как видно из рис. 6.4, волновой пучок одновременно падает на два зеркала, расположенных под углом $\alpha \approx 180^\circ$, отражается от них и интерферирует в точке A на экране.

Когерентные части пучка распространяются так, как будто бы они испускаются двумя разными источниками S_1 и S_2 .

3. Тонкая прозрачная пленка

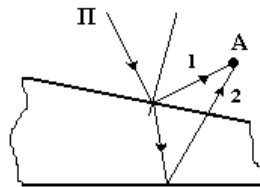


Рис. 6.5

Когерентные волны 1 и 2 возникают из одного падающего луча Π при отражении пучков от нижней и верхней поверхностей пленки (см. рис. 6.5).

1.4. Расчет интерференционной картины от двух когерентных источников света (опыт Юнга)

Схема опыта Юнга и интерференционная картина в виде светлых и темных полос на экране представлены на рис. 6.6.

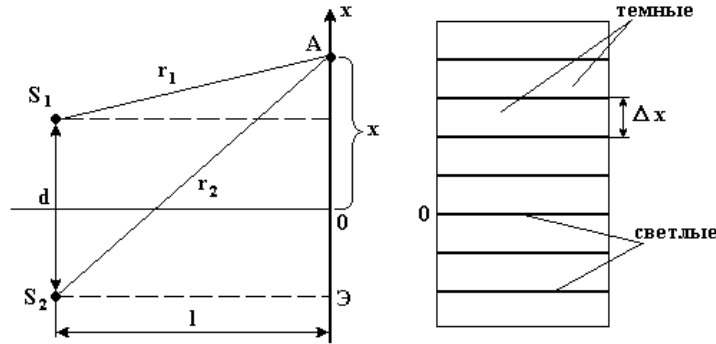


Рис. 6.6

Пусть S_1 и S_2 – когерентные (щелевые) источники света, расположенные на расстоянии d друг от друга, экран \mathcal{E} расположен параллельно d на расстоянии l ($l \gg d$). Световые волны от S_1 и S_2 , накладываясь в точке A экрана друг на друга, интерферируют, окрашивая экран прямолинейными полосами (светлыми и темными). Так как световые векторы определяются уравнениями

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_0 \cos(\omega t - kr_1 + \varphi_{01}),$$

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_0 \cos(\omega t - kr_2 + \varphi_{02}),$$

то разность фаз между волнами

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \varphi_{01} - kr_1 - \varphi_{02} + kr_2 = \varphi_{01} - \varphi_{02} + k(r_2 - r_1).$$

Поскольку источники волн когерентны, то разность начальных фаз

$$\varphi_{01} - \varphi_{02} = 0 \text{ и разность фаз } \Delta\varphi = k(r_2 - r_1) = \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1). \quad (1.1)$$

Из рисунка по теореме Пифагора

$$r_2^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2 \text{ и } r_1^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2.$$

Вычтем из первого второе равенство

$$r_2^2 - r_1^2 = \left(x + \frac{d}{2}\right)^2 - \left(x - \frac{d}{2}\right)^2 = 2xd \text{ или}$$

$$r_2 - r_1 = \frac{2xd}{r_1 + r_2}. \quad (1.2)$$

Опыт показывает, что четкая интерференционная картина наблюдается только вблизи центра экрана, т.е. при $x \ll l$.

Тогда $r_1 + r_2 \approx 2l$ и $r_2 - r_1 = \frac{2xd}{2l} = \frac{xd}{l}$. (1.3)

При интерференции механических волн геометрическая разность хода соответствует

$$r_2 - r_1 = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad (\text{условие максимума}),$$

$$r_2 - r_1 = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (\text{условие минимума}).$$

Подставив эти выражения в (1.3), получим

$$\frac{x_{\max} \cdot d}{l} = 2m \frac{\lambda}{2}, \quad x_{\max} = 2m \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{l}{d} \quad (\text{светлые линии}), \quad (1.4)$$

$$\frac{x_{\min} \cdot d}{l} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad x_{\min} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{l}{d} \quad (\text{темные линии}), \quad (1.5)$$

где $m = 0, 1, 2 \dots$

Шириной интерференционной полосы Δx называется расстояние между соседними минимумами (или максимумами) интенсивности

$$\Delta x = \left[2(m+1)+1\right] \frac{\lambda l}{2d} - (2m+1) \frac{\lambda l}{2d} = \frac{\lambda l}{d}. \quad (1.6)$$

Для монохроматического света ($\lambda \neq \text{const}$) полосы на экране цветные.

1.5. Оптическая длина пути и оптическая разность хода волн.

Интерференция световых волн

Скорость света зависит от свойств среды. Если скорость света в вакууме равна $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, то скорость v света в среде равна $v = \frac{c}{n}$, где n – абсолютный показатель преломления среды ($n > 1$). При переходе световой волны из одной среды в другую изменяется длина волны. Действительно, так как частота световой волны не изменяется, $v = \frac{v}{\lambda} = \text{const}$, а скорости света v в разных средах различны, то и длины волн λ разные. Для света данной частоты в вакууме длина волны λ_0 максимальна:

$$v = \frac{v}{\lambda} = \frac{c}{\lambda_0} = \text{const}, \text{ т.е. } \frac{c}{v} = n = \frac{\lambda_0}{\lambda}, \quad \lambda_0 > \lambda.$$

Произведение геометрической длины пути l , пройденного световой волной в данной однородной среде, на абсолютный показатель преломления этой среды называется оптической длиной пути:

$$l_{\text{опт}} = l \cdot n.$$

Разность оптических путей двух когерентных волн называется оптической разностью хода этих волн:

$$\Delta L_{21} = l_{\text{онм}2} - l_{\text{онм}1},$$

где индекс 21 означает, что из оптического пути волны 2 вычитается оптический путь волны 1. Оптическая разность хода – величина алгебраическая: она может быть положительной или отрицательной.

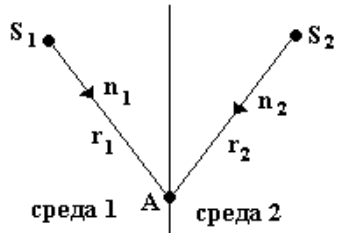


Рис. 6.7

Рассмотрим интерференцию двух световых волн

$$E_1 = E_{01} \cos(\omega t - k_1 x_1 + \varphi_{01}) \text{ и}$$

$$E_2 = E_{02} \cos(\omega t - k_2 x_2 + \varphi_{02}), \quad \text{распространяющихся в разных средах (см. рис. 6.7).}$$

Квадрат результирующей амплитуды при сложении колебаний, направленных вдоль одной прямой, определяется вы-

ражением

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos \Delta\varphi, \quad (1.7)$$

где $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \Delta\varphi_0 + k_1 x_1 - k_2 x_2$.

Так как волны когерентны, то разность начальных фаз $\Delta\varphi_0 = 0$.

Так как $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ и $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$, то

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \frac{2\pi}{\lambda_1} x_1 - \frac{2\pi}{\lambda_2} x_2 = \frac{2\pi}{\lambda_0} x_1 n_1 - \frac{2\pi}{\lambda_0} x_2 n_2 = \\ &= \frac{2\pi}{\lambda_0} (x_1 n_1 - x_2 n_2) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta L_{12}. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Поскольку волны когерентны, то $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta L_{12} = \text{const}$ (не изменяется с течением времени).

Из выражения (1.7) следует, что максимальное усиление волн будет наблюдаться тогда, когда $\cos \Delta\varphi = 1$, т.е. $\Delta\varphi = 2m\pi$, где m – целое число.

$$\frac{2\pi}{\lambda_0}(x_1n_1 - x_2n_2) = 2m\pi \quad x_1n_1 - x_2n_2 = m\lambda_0 = 2m\frac{\lambda_0}{2} \quad (1.9)$$

Оптическая разность хода волны ΔL_{12} равна четному числу полуволен (условие максимума интенсивности).

Наибольшее ослабление интерферирующих световых волн наблюдается при $\cos\varphi = -1$, $\Delta\varphi = (2m+1)\pi$.

$$\frac{2\pi}{\lambda_0}(x_1n_1 - x_1n_2) = (2m+1)\pi, \quad x_1n_1 - x_2n_2 = (2m+1)\frac{\lambda_0}{2}. \quad (1.10)$$

Оптическая разность хода волн ΔL_{12} равна нечетному числу полуволен (условие минимума интенсивности).

Интенсивность волны I – это энергия, переносимая волной за единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную к направлению распространения волны.

Из теории колебательных процессов известно, что энергия волны прямо пропорциональна квадрату амплитуды. Тогда выражение (1.7) может быть записано в виде

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cdot \cos\Delta\varphi \dots \quad (1.11)$$

При этом $\cos\Delta\varphi \neq 0$, так как когерентные волны не могут быть перпендикулярными.

Напротив, для некогерентных волн (для реальных оптических процессов) среднее по времени значение $\overline{\cos\Delta\varphi} = 0$ и $I = I_1 + I_2$, т.е. интенсивность результирующей волны в каждой точке волнового поля равна сумме интенсивностей накладывающихся волн.

1.6. Интерференция в тонких пленках

Пусть на тонкую оптически однородную прозрачную пленку толщиной d и показателем преломления n , находящуюся в вакууме ($n = 1$), падает под углом α монохроматическая световая волна П (см. рис. 6.8). Достигнув поверхности пленки в точке А, волна частично отразится (луч 1), частично преломится под углом β и, достигнув нижней поверхности пленки в точке В, частично отразится, частично преломится и выйдет из пленки (луч 3). В точке С волна вновь делится: преломляется и выходит в вакуум (луч 2), отражается и, достигнув точки F, преломляется и покидает пленку (луч 4).

Волны 1, 2, 3, 4 образуются из одного падающего луча П и являются когерентными. Лучи 1 и 2 называют отраженным светом, лучи 3 и 4 – проходящим светом.

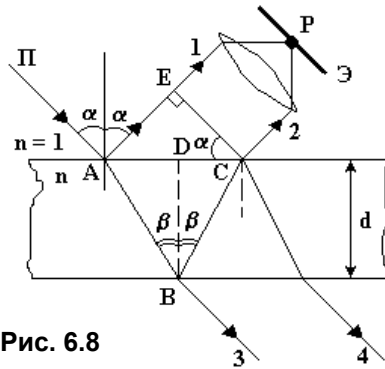


Рис. 6.8

Найдем условия образования интерференционных максимумов и минимумов для отраженного света. Поставив на пути лучей 1 и 2 собирающую линзу, получим на экране Э в точке Р результат их интерференции, зависящий от оптической разности хода волн 1 и 2. Для того чтобы определить ΔL_{21} , опустим перпендикуляр СЕ на прямую АЕ. От плоскости СЕ до точки Р лучи 1 и 2 проходят одинаковые оптические пути. Оптическая разность хода ΔL_{21} возникает на участке от точки А до плоскости ЕС. Луч 2 проходит оптический путь $(AB+BC)n$, в то время как луч 1 проходит в вакууме путь АЕ.

Казалось бы, найдя оптическую разность хода волн ΔL_{21} и учитывая условия образования интерференционных максимумов и минимумов (1.9) и (1.10), можно определить результат интерференции в точке Р. Однако дело осложняется тем, что происходит отражение волн в точках А и В.

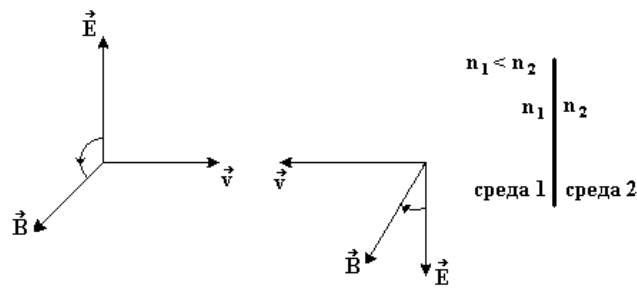


Рис. 6.9

При отражении световой волны, падающей нормально на границу раздела двух сред, направление вектора скорости \vec{v} волны изменяется на

противоположное. Для того чтобы в отраженной волне векторы \vec{E} , \vec{B} , \vec{v} составляли по-прежнему правовинтовую систему, необходимо, чтобы еще один вектор (или \vec{E} , или \vec{B}) изменил свое направление на противоположное. Теория и опыт показывают, что если отражение происходит от оптически более плотной среды (показатель преломления n имеет большее значение), то изменяется направление вектора \vec{E} , при отражении от оптически менее плотной среды – направление \vec{B} (см. рис. 6.9).

Скачкообразное изменение направления вектора \vec{E} означает, что фаза колебаний изменяется на противоположную. Изменение фазы на π эквивалентно тому, как если бы оптический путь изменился на половину длины волны. (Скачок фазы на π в оптике трактуется как потеря полуволны).

В рассматриваемом случае это происходит при отражении падающего луча в точке А (в точке В отражение происходит от оптически менее плотной среды, и вектор \vec{E} не изменяет своего направления).

Таким образом,

$$\Delta L_{21} = (AB + BC)n - AE \cdot 1 - \frac{\lambda_0}{2} \dots \quad (1.12)$$

Из геометрических соображения имеем

$$AB = BC = \frac{\alpha}{\cos \beta}, \quad AC = 2AD = 2d \cdot \operatorname{tg} \beta, \quad \sin \alpha = \frac{AE}{AC} \quad \text{и} \quad AE = 2d \cdot \operatorname{tg} \beta \cdot \sin \alpha$$

Подставим эти выражения в (1.12) и учтем закон преломления света

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n.$$

Тогда получим

$$\begin{aligned} \Delta L_{21} &= \frac{2dn}{\cos \beta} - 2d \cdot \operatorname{tg} \beta \sin \alpha - \frac{\lambda_0}{2} = 2dn \left(\frac{1}{\cos \beta} - \operatorname{tg} \beta \cdot \sin \beta \right) - \frac{\lambda_0}{2} = \\ &= 2dn \left(\frac{1 - \sin^2 \beta}{\cos \beta} \right) - \frac{\lambda_0}{2} = 2dn \cos \beta - \frac{\lambda_0}{2} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda_0}{2} \dots \quad (1.13) \end{aligned}$$

Волны 1 и 2 усиливают друг друга, если

$$\left. \begin{aligned} 2dn \cos \beta - \frac{\lambda_0}{2} &= 2m \frac{\lambda_0}{2}, \quad \text{т.е.} \quad 2dn \cos \beta = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \\ \text{или} \quad 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} &= (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (1.14)$$

Световые волны, отраженные от пленки, при наложении усиливают друг друга, если их оптическая разность хода равна нечетному числу полуволн в вакууме.

Волны 1 и 2 ослабляют друг друга, если

$$\left. \begin{aligned} 2dn \cos \beta - \frac{\lambda_0}{2} &= (2m+1) \frac{\lambda_0}{2}, \text{ т.е. } 2dn \cos \beta = 2m \frac{\lambda_0}{2}, \\ \text{или } 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} &= 2m \frac{\lambda_0}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (1.15)$$

Световые волны, отраженные от пленки, при наложении ослабляют друг друга, если их оптическая разность хода равна четному числу полуволин в вакууме.

Для проходящего света (лучи 3 и 4) условия максимума соответствуют условиям минимума для отраженного света, а условия минимума – условиям максимума для отраженного света.

1.7. Полосы равной толщины (клин, кольца Ньютона) и полосы равного наклона

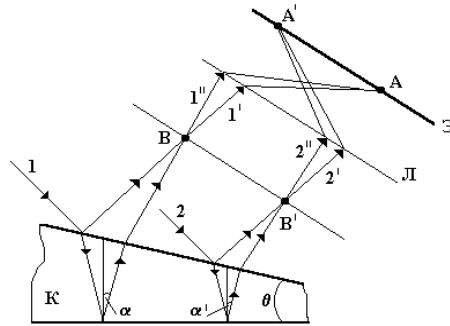


Рис. 6.10

Пусть на тонкую пленку (см. рис. 6.10) с непараллельными гранями (угол между ними достаточно мал) падает плоская волна (лучи 1 и 2). Рассмотрим лучи (1' и 1'', 2' и 2''), получающиеся при отражении от верхней и нижней поверхностей пленки (от клина). При определенном положении клина К и линзы Л лучи 1' и 1'' пересекаются в точке А, являющейся изображением точки В. Так как лучи 1' и 1''

когерентны (они образуются из одного падающего луча 1), то они дают интерференционную картину в точке А на экране Э, зависящую от толщины клина d . Аналогично и для лучей 2' и 2'', интерферирующих в точке А' (результат их интерференции зависит от толщины клина d'). На экране Э от многих падающих лучей возникает система интерференционных полос, соответствующих максимумам и минимумам интенсивности. Каждая из полос возникает за счет отражения от мест пленки, имеющих одинаковую толщину. Такие полосы получили название полос равной толщины. Полосы равной толщины локализованы вблизи поверхности клина (плоскость В–В'). Если же свет падает на пленку нормально, то полосы равной толщины локализуются на верхней поверхности клина.

Найдем расстояние l между двумя соседними интерференционными полосами (см. рис. 6.11).

Пусть лучи I и II, падающие из воздуха, дают светлые интерференционные полосы на поверхности стеклянного клина с показателем преломления n .

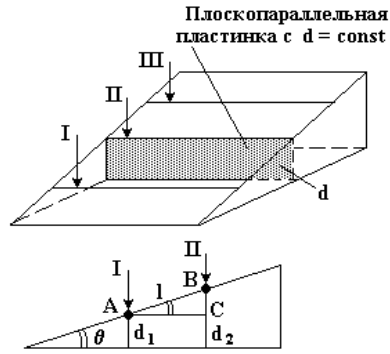


Рис. 6.11

Используем условия максимумов (1.14) для полос $m + 1$ и m :

$$2d_2 n \cos \beta = [2(m + 1) + 1] \frac{\lambda_0}{2}, \quad (1.16)$$

$$2d_1 n \cos \beta = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}. \quad (1.17)$$

Вычтем из (1.16) уравнение (1.17) и учтем, что $\Delta d = d_2 - d_1$:

$$2n \cos \beta \cdot \Delta d = \lambda_0, \text{ откуда}$$

$$\Delta d = \frac{\lambda_0}{2n \cos \beta}. \quad (1.18)$$

Из $\triangle ABC$:

$$l = \frac{\Delta d}{\sin \theta} = \frac{\lambda_0}{2n \cos \beta \cdot \sin \theta}. \quad (1.19)$$

При малом угле клина θ $\sin \theta \cong \text{tg} \theta \cong \theta$, а при нормальном падении лучей на клин $\cos \beta \approx 1$. Тогда окончательно имеем

$$l = \frac{\lambda_0}{2n\theta}. \quad (1.20)$$

Расстояние l между полосами равной толщины прямо пропорционально длине волны падающего света λ_0 и обратно пропорционально показателю преломления n вещества клина и углу θ .

Если клин освещается белым светом, то интерференционные полосы будут окрашены.

Кольца Ньютона

Одним из характерных примеров полос равной толщины являются кольца Ньютона, наблюдающиеся при отражении света от воздушного зазора, образованного плоскопараллельной стеклянной пластинкой II и соприкасающейся с ней плосковыпуклой линзой Л с большим радиусом кривизны (см. рис. 6.12).

Параллельный пучок света падает нормально на плоскую поверхность линзы Л (луч падающий) и частично отражается от верхней и нижней поверхностей воздушного зазора между линзой Л и пластинкой II.

При интерференции когерентных лучей 1 и 2 возникают полосы равной толщины, имеющие вид concentрических окружностей.

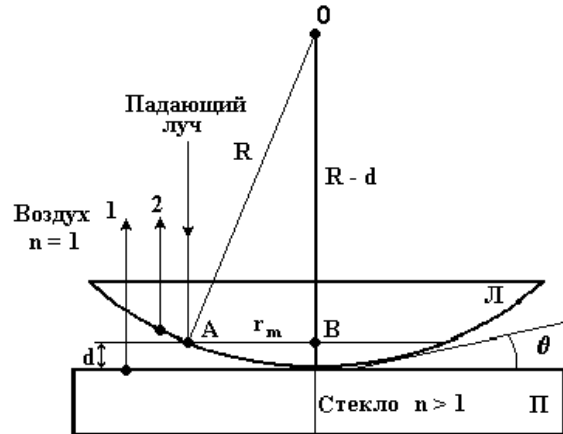


Рис. 6.12

Пусть r_m – радиус m темного кольца. Из $\triangle OAB$ $R^2 = r_m^2 + (R-d)^2$. Так как $d \ll r_m$, то $r_m^2 = 2Rd$ и

$$2d = \frac{r_m^2}{R}. \quad (1.21)$$

Используя условия минимума (1.15) для отраженного света (темные кольца), имеем

$$2dn \cos \beta = 2m \frac{\lambda_0}{2}.$$

При $\cos \beta \approx 1$

$$2dn = m\lambda_0 \quad (1.22)$$

Подставим (1.21) в (1.22) и найдем радиусы темных колец

$$r_m = \sqrt{\frac{mR\lambda_0}{n}}, \quad (1.23)$$

где n – показатель преломления вещества клина.

Для воздушного слоя $n = 1$ и

$$r_m = \sqrt{mR\lambda_0}. \quad (1.24)$$

Радиусы светлых колец (условия максимумов) в общем случае рассчитываются по формуле

$$r_m = \sqrt{\frac{(2m+1)R\lambda_0}{2n}} \quad (1.25)$$

Полосы равного наклона

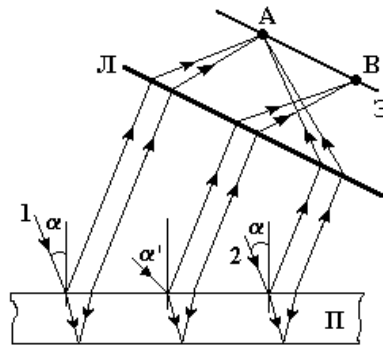


Рис. 6.13

Интерференционная картина, возникающая при отражении рассеянного монохроматического света от тонкой прозрачной пленки постоянной толщины и представляющая собой чередующиеся светлые и темные эллиптические полосы, образуемые лучами, падающими на пленку под одним и тем же углом, называется полосами равного наклона.

В пучке рассеянного света имеются лучи всевозможных направлений (см. рис. 6.13). Лучи 1 и 2, лежащие в одной плоскости и падающие на пленку П под одним и тем же углом α , сфокусируются линзой Л в одной и той же точке А, лежащей в фокальной плоскости линзы (на экране Э). Лучи, падающие под тем же углом α , но лежащие в другой плоскости, соберутся в другой точке фокальной плоскости. Лучи, падающие на пленку под другим углом α' , соберутся в других точках. Таким образом, на экране возникнут светлые и темные полосы (кривые), соответствующие максимумам и минимумам интенсивностей света, падающего под определенным углом на пленку.

Если плоскопараллельную пластинку осветить белым светом, то интерференционная картина приобретает радужную (цветную) окраску, так как длины волн разных цветов различны.

1.8. Практическое применение интерференции света: просветление оптики, контроль обработки поверхностей, точное измерение длины отрезков. Интерферометры

Рассматривая различные интерференционные картины и применяя известные условия максимумов (или минимумов)

$\Delta L_{12} = (l_1 n_1 - l_2 n_2) - \frac{\lambda_0}{2} = 2m \frac{\lambda_0}{2}$, можно с высокой степенью точности определять длины волн λ_0 , расстояния l_i , проходимые световой волной в разных средах, показатели преломления n_i сред и т.д.

Используя полосы равной толщины, можно судить о качестве изготовления клиновых деталей, измерять малые углы θ и диаметры тончайших проволочек. В технике широко применяются специальные оптические приборы, называемые интерферометрами, действие которых основано на исследовании интерференционных явлений.

Весьма перспективно применение интерференции света для "просветления" поверхностей оптических приборов. Современные оптические приборы содержат много различных линз. Свет, проходя через них, многократно отражается. Интенсивность прошедшего света ослабляется, светосила оптического прибора уменьшается, что приводит к снижению эффективности его использования. С другой стороны, возможные отражения света от наружных

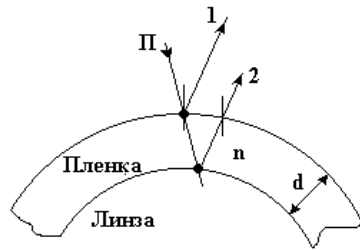


Рис. 6.14

поверхностей линз приводят к возникновению бликов, что (например, в военном деле) демаскирует положение наблюдателей. Для устранения указанных недостатков на поверхности линз наносят тонкие пленки с малым коэффициентом отражения и показателем преломления меньшим, чем у материала линзы ($n_{пл} < n_l$) (см. рис. 6.14).

Световые волны, отраженные от внешней и внутренней поверхностей пленки, интерферируют. Эти волны гасят друг друга, если их амплитуды одинаковы, а фазы отличаются на π .

Первое условие удовлетворяется, как показывает теория, при $n_{пл} = \sqrt{n_l}$. При нормальном падении света на поверхность пленки $\cos \beta \approx 1$, $\Delta L_{21} = 2dn$ и

$$\Delta \varphi = \Delta L_{21} \frac{2\pi}{\lambda_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} 2dn, \text{ т.к. обе волны 1 и 2 отражаются от оптически более}$$

плотных сред.

Условие максимального гашения волн будет при $\cos \Delta \varphi = -1$ (см. выражение (1.10)) и $\Delta \varphi = \pi$. Тогда

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} 2dn = \pi \text{ и } d_{\min} = \frac{\lambda_0}{4n}, \quad (1.26)$$

где n – показатель преломления пленки.

Выражение (1.26) определяет минимальную толщину d_{\min} пленки, так как в соотношениях (1.10) используется минимальное значение $m = 0$.

Так как белый свет содержит разные длины волн и добиться одновременного гашения всех длин волн невозможно, то обычно гасят наиболее восприимчивую для глаз зеленую волну с $\lambda_0 = 555$ нм. Именно поэтому объективы современных фотоаппаратов с просветленной оптикой кажутся голубовато-красными.

2. Дифракция света

2.1. Принцип Гюйгенса–Френеля. Метод зон Френеля. Прямолинейное распространение света. Зонная пластинка

Дифракция света – это огибание световыми волнами препятствий и проникновение в область геометрической тени. Дифракция всегда сопровождается интерференционным перераспределением энергии волны и присуща только волновому движению. Область локализации и масштабы дифракции существенно зависят от соотношения длины волны и размеров препятствий. Наиболее четко дифракция наблюдается тогда, когда длина волны соизмерима с размерами препятствий.

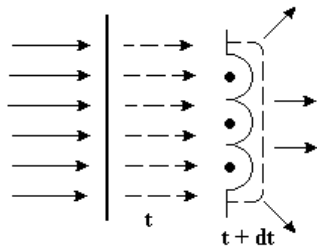


Рис. 6.15

Явление дифракции объясняется с помощью принципа Гюйгенса, согласно которому каждая точка волнового фронта является центром вторичных волн, а огибающая этих волн дает положение волнового фронта в следующий момент времени (см. рис. 6.15).

Принцип Гюйгенса, решая задачу о направлении распространения волнового фронта, ничего не говорит об амплитуде, а следовательно, и об интенсивности волн, распространяющихся по разным направлениям. Эту задачу решил Френель, дополнив принцип Гюйгенса идеей интерференции вторичных волн, которые являются когерентными. Учет амплитуд и фаз вторичных световых волн позволяет найти амплитуду результирующей волны в любой точке пространства.

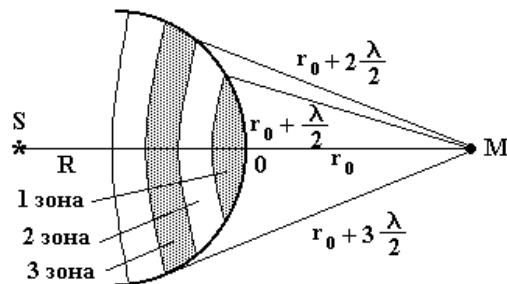


Рис 6.16

Применим принцип Гюйгенса–Френеля для нахождения амплитуды светового колебания, возбуждаемого в точке М сферической волной, распространяющейся в однородной среде из точечного источника S (см. рис. 6.16).

Пусть $R = OS$, а $r_0 = OM$. Френель разбил фронт волны на кольцевые зоны (зоны Френеля), построенные так, что расстояния от краев каждой зоны до точки М отличаются на $\frac{\lambda}{2}$ (λ – длина световой волны в той среде, в которой распространяется волна). Расстояние r_m от внешнего края m зоны до точки М можно представить в виде

$$r_m = r_0 + m \frac{\lambda}{2}, \text{ где } m \text{ – номер зоны.}$$

Из геометрических рассуждений и рассмотрения $\triangle SAB$ и $\triangle ABM$ (см. рис. 6.17) можно получить следующее выражение для радиуса m зоны Френеля:

$$\rho_m = \sqrt{\frac{Rr_0m\lambda}{R+r_0}}. \quad (2.1)$$

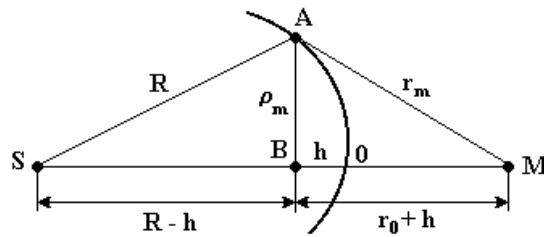


Рис. 6.17

Если волна плоская ($R \rightarrow \infty$), то

$$\rho_m = \sqrt{\frac{r_0m\lambda}{1+\frac{r_0}{R}}} = \sqrt{r_0m\lambda}. \quad (2.2)$$

Расчеты показывают, что площади зон Френеля примерно одинаковы. Но так как $r_m = r_0 + m \frac{\lambda}{2}$ увеличивается с ростом m по линейному закону, то амплитуда A_m колебания, возбуждаемого в точке М, монотонно убывает с ростом номера зоны, т.е. амплитуды колебаний, возбуждаемых в точке М зонами Френеля, образуют монотонно убывающую последовательность

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_{m-1} > A_m > A_{m+1} > \dots$$

Фазы колебаний, возбуждаемых соседними зонами, отличаются на π (так как $\Delta L = \frac{\lambda}{2}$). Поэтому амплитуда результирующего светового колебания в точке

М может быть найдена алгебраически:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \text{ или}$$

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \frac{A_5}{2} - \dots$$

Можно приближенно считать, что $A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}$. Тогда все выражения, стоящие в скобках, равны нулю. Пренебрегая последней половинкой амплитуды, находим

$$A = \frac{A_1}{2}. \quad (2.3)$$

Таким образом, амплитуда световой волны в точке М равна половине амплитуды, создаваемой лишь одной первой (центральной) зоной Френеля. Действие всей волновой поверхности эквивалентно действию половины центральной зоны. Так как центральная зона имеет размеры долей миллиметра ($\lambda \ll r_0$), то свет от источника S к точке М распространяется как бы в узком прямом канале, т.е. прямолинейно.

Если на пути волны поставить непрозрачный экран с отверстием, оставляющим открытым только одну центральную зону Френеля, то амплитуда колебаний в точке М будет равна A_1 , т.е. в два раза больше, а интенсивность света – в четыре раза больше, чем при отсутствии экрана.

Еще большего усиления света можно достичь с помощью так называемой зонной пластинки – экрана, перекрывающего либо все четные, либо все нечетные зоны Френеля.

2.2. Дифракция Френеля на диске и на круглом отверстии

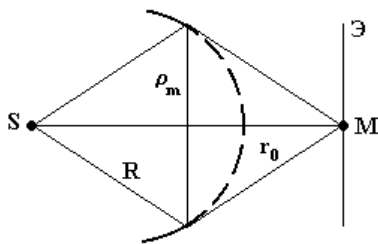


Рис. 6.18

Пусть сферическая волна, распространяющаяся от точечного источника S, встречает на своем пути диск, перекрывающий m зон Френеля (см. рис. 6.18). Тогда амплитуда результирующего колебания в точке М равна

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots = \frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2} \right) + \dots$$

или $A = \frac{A_{m+1}}{2}$, так как выражения, стоящие в скобках, равны нулю. Следовательно, в точке М всегда наблюдается интерференционный максимум (светлое пятно), соответствующий половине действия первой открытой зоны Френеля. Центральный максимум окружен concentрическими темными и светлыми кольцами, возникающими на границе геометрической тени.

Если экран перекрывает много зон Френеля, то $\frac{A_{m+1}}{2} \rightarrow 0$ и $I \rightarrow 0$.

Если же экран закрывает лишь часть центральной зоны Френеля, то интенсивность света I на экране остается практически одинаковой.

Пусть сферическая волна падает на непрозрачный экран с круглым отверстием, в которое укладывается m зон Френеля (см. рис. 6.19).

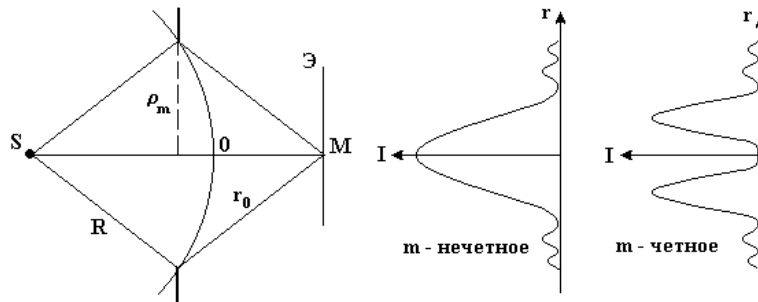


Рис. 6.19

Из выражения (2.1) число открытых зон Френеля

$$m = \frac{\rho_m^2}{\lambda} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{r_0} \right). \quad (2.4)$$

Амплитуда волны в точке М $A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \pm A_m$.

Если m нечетное, то знак у A_m будет (+) (плюс).

Если m четное, то знак у A_m будет (-) (минус).

Так как амплитуды соседних зон мало отличаются по величине, то в результате получим

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2}, \quad (2.5)$$

где (+) соответствует нечетным m , а (-) – четным m .

При малых m $A_m \approx A_1$, следовательно, при нечетных m амплитуда колебаний в точке М будет приблизительно равна $A \approx A_1$, при четных $m - A \approx 0$.

Дифракционная картина от круглого отверстия представляет собой чередование светлых и темных концентрических колец на границе геометрической тени. В центре картины будет либо светлое (m нечетное), либо темное (m четное) пятно. Если отверстие открывает не более одной зоны Френеля, то дифракция не наблюдается (размытое светлое пятно).

2.3. Дифракция в параллельных лучах на одной щели

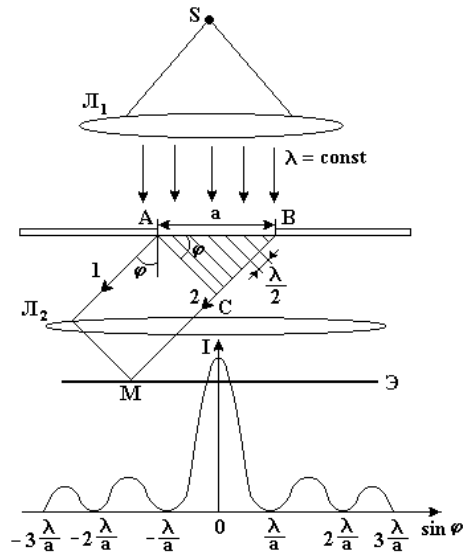


Рис. 6.20

Дифракция сферических волн (расходящиеся лучи) называется дифракцией Френеля, а дифракция плоских волн (параллельные лучи) – дифракцией Фраунгофера.

Пусть точечный источник света помещен в фокусе S собирающей линзы L_1 (см. рис. 6.20). На выходе из линзы лучи будут параллельны. Плоская монохроматическая волна падает нормально на экран со щелью шириной a (длина щели $l \gg a$ и перпендикулярна к плоскости чертежа). Когда фронт волны дойдет до щели и займет положение AB , то все его точки являются источниками вторичных волн, распространяющихся во

все стороны вперед от щели.

Рассмотрим волны, распространяющиеся под углом φ с первоначальным направлением (этот угол называется углом дифракции). Чтобы получить интерференционную картину, за щелью поместим собирающую линзу L_2 с экраном \mathcal{E} , расположенным в ее фокальной плоскости. Разобьем фронт волны AB на зоны Френеля. Для этого проведем $AC \perp BC$ (тогда от плоскости AC до фокальной плоскости крайние параллельные лучи 1 и 2 не меняют своей разности хода) и мысленно разделим отрезок BC на ряд отрезков длиной $\frac{\lambda}{2}$. Число таких отрезков $Z = \frac{BC}{\lambda/2} = \frac{a \sin \varphi}{\lambda/2}$.

Проводя из концов этих отрезков линии, параллельные AC до встречи с AB , разобьем фронт волны AB на ряд полосок одинаковой ширины. Эти полоски и являются в данном случае зонами Френеля, поскольку соответственные

точки этих полосок оказываются источниками волн, доходящих по данному направлению до точки М на экране со взаимной равностью хода $\frac{\lambda}{2}$. Все точки фронта волны в плоскости щели будут совершать колебания в одинаковой фазе. Амплитуды вторичных волн в плоскости щели будут равны, так как выбранные зоны Френеля имеют одинаковые площади и одинаково наклонены к направлению наблюдения. Из построения следует, что волны, идущие от каждой соседних зон Френеля, приходят в точку М в противоположной фазе и гасят друг друга. Если при построении число зон Френеля окажется четным, т.е. $Z = 2k$ (k – целое число, не равное нулю, называемое порядком максимума или минимума), то каждая пара соседних зон (1–2, 3–4... 9–10) взаимно погасят друг друга, и при данном угле дифракции φ на экране будет минимум освещенности.

Углы φ , соответствующие этим минимальным освещенностям, находят из условия:

$$a \sin \varphi_{\min} = 2k \frac{\lambda}{2}. \quad (2.6)$$

В промежутках между минимумами будут наблюдаться максимумы при углах φ_{\max} , определяемых из условия:

$$a \sin \varphi_{\max} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (2.7)$$

Для этих углов фронт АВ разобьется на $Z = 2k + 1$ зон, и одна зона останется непогашенной. На экране будут наблюдаться максимумы и минимумы. Ширина и число полос зависят от отношения $\frac{\lambda}{a}$.

Из опытов и расчетов следует, что сужение щели приводит к тому, что центральный максимум расплывается и его яркость уменьшается. При $a > \lambda$ интерференционная картина становится ярче, но дифракционные полосы уже, а число самих полос больше. При $a \gg \lambda$ в центре получается резкое изображение источника света, т.е. имеет место прямолинейное распространение света. При освещении щели монохроматическим (белым) светом центральный максимум имеет вид белой полоски, тогда как боковые максимумы радужно окрашены. При этом максимумы более коротких волн (фиолетовых, синих) располагаются в этих спектрах ближе к центру дифракционной картины.

2.4. Дифракция на дифракционной решетке. Дифракционные спектры

Совокупность одинаковых дифракционных элементов (отверстий или препятствий), расположенных регулярно, называется дифракционной решеткой. Если дифракционные элементы расположены упорядоченно в одном направлении, решетка называется линейной, в двух – двумерной (поверхностной), в трех – пространственной.

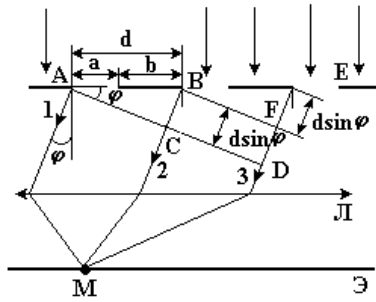


Рис. 6.21

Линейная дифракционная решетка представляет собой ряд параллельных щелей одинаковой ширины a , разделенных одинаковыми непрозрачными промежутками шириной b . Суммарное расстояние $a + b = d$ называется периодом, или постоянной дифракционной решетки.

Пусть на линейную дифракционную решетку нормально падает плоская монохроматическая волна (см. рис. 6.21). Интерференционная картина, наблюдаемая на экране, определяется не только условиями минимумов и максимумов при дифракции от одной щели, но и интерференцией лучей, идущих из соответственных точек разных щелей.

Если угол дифракции φ такой, что в данном направлении каждая щель дает нулевую интенсивность, то такую же интенсивность в этом направлении дает и вся решетка в целом. Поэтому условие минимума для одной щели (2.6) применимо и для всей решетки.

Минимумы $a \cdot \sin \varphi = 2\kappa \frac{\lambda}{2}$ называются основными минимумами дифракционной решетки.

Оптическая разность хода ΔL_{21} между двумя лучами 2 и 1 (3 и 2 и др.), идущих из соответственных точек разных щелей (из начала, середины, конца щелей), как видно из построения, равна $\Delta L_{21} = d \sin \varphi$. Если она удовлетворяет условию максимума при интерференции (6.9), то волны будут усиливать друг друга.

Выражение

$$d \sin \varphi = 2\kappa \frac{\lambda}{2} \quad (2.8)$$

определяет главные максимумы дифракционной решетки, величина κ ($\kappa = 0, 1, 2, \dots$) называется порядком главного максимума. Число главных максимумов равно

$$n = 2\kappa_{\max} + 1, \quad (2.9)$$

где κ_{\max} – число максимумов всех порядков, наблюдаемых по одну сторону от центрального максимума, единица учитывает сам центральный максимум.

Значению κ_{\max} соответствует некоторый угол φ_{\max} и $\sin \varphi_{\max} = 1$.

При общем числе щелей N решетки между соседними главными максимумами располагаются $N-1$ добавочных минимумов и $N-2$ слабых по интенсивности добавочных максимумов. С увеличением числа щелей N главные максимумы становятся более острыми и интенсивными.

Если решетка освещается немонахроматическим (белым) светом, то наблюдаются дифракционные спектры, расположенные симметрично относительно центрального максимума (см. рис. 6.22). Своей коротковолновой границей (фиолетовый цвет) они обращены к центральному максимуму.

Важной характеристикой дифракционной решетки является ее раз-

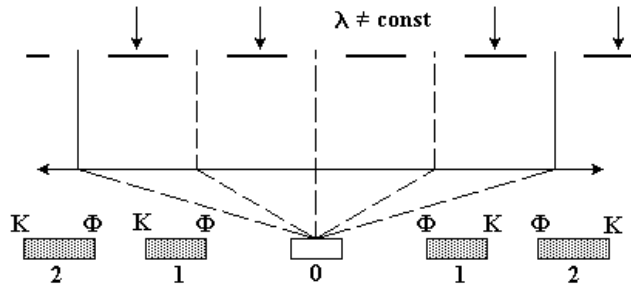


Рис. 6.22

решающая сила R (разрешающая способность), которая характеризует способность решетки разделять максимумы двух близких по длине волн λ_1 и λ_2 и выражается отношением

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2|\lambda_1 - \lambda_2|}. \quad (2.10)$$

Расчеты показывают, что разрешающая сила дифракционной решетки зависит от порядка спектра κ и общего числа щелей N :

$$R = \kappa N. \quad (2.11)$$

Обычно число щелей определяют по формуле

$$N = \frac{l}{d}, \quad (2.12)$$

где l – ширина пучка света, проходящего через дифракционную решетку; d – период решетки.

Угловая дисперсия $D = \frac{d\varphi}{d\lambda}$ характеризует способность дифракционной решетки пространственно разделять пучки лучей различных длин волн.

2.5. Дифракция на пространственной решетке.

Формула Вульфа–Брэггов. Исследование структуры кристаллов

Пространственной дифракционной решеткой является кристаллическая решетка твердого тела, дифракционными элементами которой служат атомы (или ионы) и промежутки между ними. Период такой решетки – межатомные расстояния $d \cong 10^{-10}$ м. Если на кристалл падает электромагнитная волна, то его атомы становятся источниками вторичных волн. Известно, что

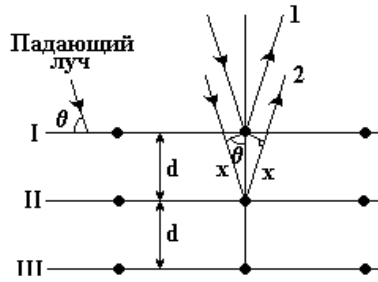


Рис. 6.23

дифракционные явления отчетливо наблюдаются тогда, когда длина волны падающего излучения соизмерима с постоянной решетки. Видимый свет на кристаллических структурах не дифрагирует, так как его длина волны $\lambda \cong 10^{-7}$ м $\gg d \cong 10^{-10}$ м. На кристаллах дифрагируют рентгеновские лучи.

Пусть на кристалл падает плоская монохроматическая волна, образующая с атомными плоскостями I – II угол θ , называемый углом скольжения

(см. рис. 6.23). Вследствие большой проникающей способности ($n \approx 1$) рентгеновские лучи падают на II, III и другие атомные плоскости под тем же углом θ , что и на I. Отраженные от различных плоскостей (например, от I и II) волны когерентны и будут интерферировать. Оптическая разность хода ΔL_{21} волн 1 и 2, как видно из рисунка, равна $\Delta L_{21} = 2x = 2d \sin \theta$.

Волны будут усиливать друг друга, если выполняется условие (1.9) максимума интенсивности. Таким образом, дифракционные максимумы рентгеновских лучей будут наблюдаться при выполнении условия

$$2d \sin \theta = k\lambda, \quad (2.13)$$

где $k = 1, 2, 3, \dots$ называется порядком отражения.

Формула (2.13) называется формулой Вульфа–Брэггов.

Наличие не двух, а огромного количества отражающих атомных плоскостей сказывается так же, как и наличие не двух, а множества щелей линейной дифракционной решетки.

Дифракция рентгеновских волн от кристаллов находит два основных применения.

1. Для изучения структуры кристаллов (рентгеноструктурный анализ). Используя некогерентные рентгеновские лучи, падающие на кристалл под разными углами скольжения, определяют межплоскостные расстояния d .
2. Для исследования спектрального состава рентгеновского излучения (рентгеновская спектроскопия). Изучение рентгеновских спектров важно для теории химических связей. По рентгенограммам судят об электронном строении металлов.

2.6. Понятие о голографии

Получение голограммы

Восстановление изображения

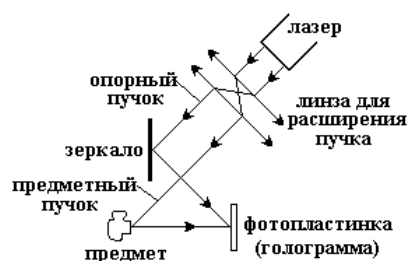


Рис. 6.24

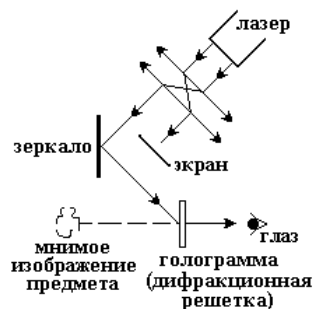


Рис. 6.25

Голография (от греческого "полная запись") – особый способ фиксации на фотопластинке (так называемой голограмме) структуры световой волны, отраженной предметом. При освещении голограммы зафиксированная на ней волна восстанавливается. Ее восприятие дает то же самое зрительное ощущение предмета, как и при обычном его наблюдении (см. рис. 6.24 и 6.25).

Испускаемый лазером монохроматический световой пучок делится на две части:

- 1 – отражается зеркалом к фотопластинке, образуя опорный пучок,
- 2 – отражается от предмета (предметный пучок).

Оба пучка когерентны и интерферируют. Интерференционная картина фиксируется на фотопластинке. Это и есть голограмма. При восстановлении изображения она играет роль дифракционной решетки.

Для восстановления изображения проявленную фотопластинку (голограмму) помещают на прежнее место, освещают опорным пучком (предметный перекрывается), который и дифрагирует на ней. В результате возникает волна, имеющая такую же структуру, как и отражавшаяся предметом.

Она дает мнимое изображение предмета, воспринимаемое глазом наблюдателя.

Голограмма может быть сломана, но ее кусочек все равно воспроизводит предмет (правда, менее четко).

Изображение является объемным (а на толстослойной эмульсии и цветным).

Применения голографии разнообразны (объемное кино, телевидение, микроскопия, контроль качества обработки точных изделий), но наиболее важные – запись и хранение информации (на одной фотопластинке можно разместить книгу объемом свыше тысячи страниц).

3. Поляризация света

3.1. Естественный и поляризованный свет. Виды поляризованного света (линейно поляризованный, поляризованный по кругу и по эллипсу)

Под поляризацией света понимают пространственное соотношение между направлением распространения света и направлением колебания электрического вектора. Световая волна образуется в результате наложения большого количества волновых цугов, испускаемых отдельными возбужденными атомами источника света. Направления колебаний векторов \vec{E} и \vec{B} у отдельных цугов – самые разнообразные. Поэтому в результирующей световой волне направление колебаний суммарного светового вектора хаотически изменяется. Такой свет называется естественным (рис. 6.26). Свет, у которого направления колебаний векторов \vec{E} и \vec{B} упорядочены, называется поляризованным (см. рис. 6.27).

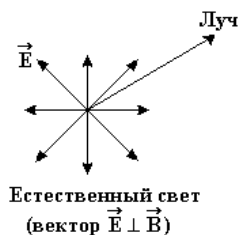


Рис. 6.26

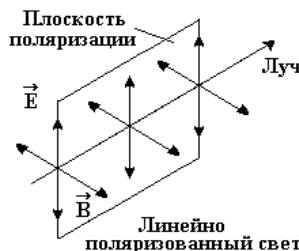


Рис. 6.27

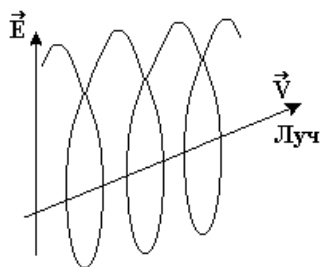


Рис. 6.28

Свет называется линейно поляризованным (плоско поляризованным), если колебания электрического (светового) вектора \vec{E} происходят вдоль одного направления.

Плоскость, проходящая через вектор \vec{E} и направление луча, называется плоскостью поляризации.

Свет, состоящий из естественной и поляризованной составляющих, называется частично поляризованным.

При сложении двух световых волн одинаковой частоты, линейно поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях, результирующий вектор \vec{E} может поворачиваться по мере распространения волны (происходит сложение взаимно перпендикулярных колебаний одинаковой частоты). Свет, у ко-

торого конец вектора \vec{E} , вращаясь вдоль направления луча, описывает эллипс (см. рис. 6.28), называется эллиптически поляризованным, если – окружность, то поляризованным по кругу.

3.2. Анализ поляризованного света. Закон Малюса

Линейно поляризованный свет можно получать из естественного с помощью приборов, называемых поляризаторами. Эти устройства свободно пропускают колебания, параллельные лишь одной плоскости, которая называется плоскостью поляризатора, и полностью задерживают колебания, перпендикулярные к этой плоскости.

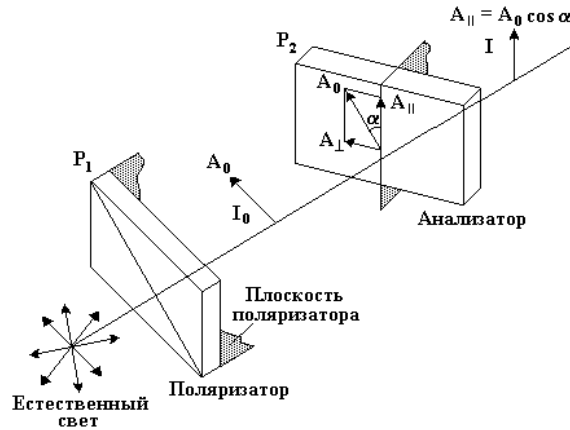


Рис. 6.29

Прибор, обнаруживающий линейную поляризацию света, называется анализатором. В принципе он ничем не отличается от поляризатора (см. рис. 6.29).

Естественный свет после прохождения поляризатора P_1 становится линейно поляризованным с амплитудой A_0 и интенсивностью I_0 . После прохождения второго поляризатора P_2 (анализатора) амплитуда колебаний $A_{||} = A_0 \cos \alpha$ (A_{\perp} полностью задерживается). Так как интенсивности пропорциональны квадратам амплитуды, то

$$I = \kappa A_{||}^2 \text{ и } I_0 = \kappa A_0^2,$$

где κ – коэффициент пропорциональности.

Иными словами

$$I = \kappa (A_0 \cdot \cos \alpha)^2 = \kappa A_0^2 \cdot \cos^2 \alpha = I_0 \cos^2 \alpha.$$

Выражение
$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (3.1)$$

называется законом Малюса.

В формуле (3.1): I – интенсивность линейно поляризованного света, прошедшего через анализатор; I_0 – интенсивность линейно поляризованного света, падающего на анализатор; α – угол между направлением колебаний вектора \vec{E} в падающей волне и плоскостью поляризации анализатора (угол между плоскостями поляризаторов).

В естественном свете все значения α равновероятны. Так как $\langle \cos^2 \alpha \rangle = \frac{1}{2}$, то средняя интенсивность I прошедшего через поляризатор естественного света равна

$$I = \frac{I_0}{2}, \quad (3.2)$$

где I_0 – интенсивность естественного света.

3.3. Поляризация света при отражении.

Закон Брюстера

Естественный свет при отражении от границы раздела двух диэлектриков поляризуется. Степень поляризации (отношение интенсивности поляризованной составляющей света к полной интенсивности света) и ее тип зависят от

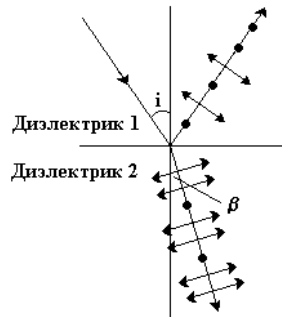


Рис. 6.30

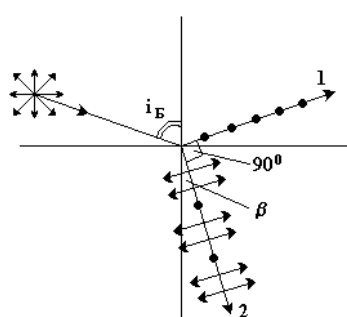


Рис. 6.31

угла падения волн на поверхность и электрических свойств этой поверхности.

В отраженном луче преобладают колебания, перпендикулярные к плоскости падения (на рис. 6.30 и 6.31 они отмечены точками), в преломленном – колебания, параллельные плоскости падения (стрелки).

При угле падения i_B , удовлетворяющем условию

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21}, \quad (3.3)$$

где относительный показатель преломления второй среды относительно первой $n_{21} = \frac{\sin i}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1}$, отраженный луч 1 полностью линейно поляризован.

Угол i_B называется углом Брюстера, или углом полной поляризации, а зависимость (3.3) – законом Брюстера.

Легко проверить, что при падении естественного света под углом Брюстера отраженный 1 и преломленный 2 лучи взаимно перпендикулярны. Поэтому $i_B + \beta = 90^\circ$.

3.4. Двойное лучепреломление. Поляроиды и поляризационные призмы

При прохождении света через некоторые анизотропные кристаллы (исландский шпат, турмалин, кварц) наблюдается двойное лучепреломление, связанное с разделением световой волны на две волны (см. рис. 6.32).

Одна волна описывается обычным законом преломления света (преломленный луч лежит в одной плоскости с падающим и нормалью к поверхности раздела). Эта волна и ее луч называются обыкновенными (o).

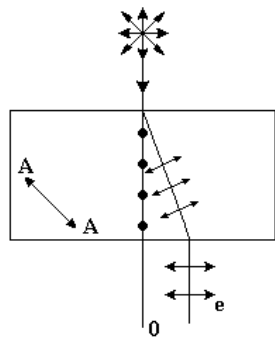


Рис. 6.32

Другая волна и ее луч называются необыкновенными (e). Необыкновенный луч не лежит в плоскости падения и не подчиняется обычному закону преломления (при нормальном падении он испытывает преломление). Причиной двойного лучепреломления является анизотропия оптических свойств кристаллов. В анизотропных кристаллах имеется направление (оно называется оптической осью), вдоль которого обыкновенная и необыкновенная волны распространяются, не разделяясь, с одной и той же скоростью.

Обыкновенная и необыкновенная волны линейно поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях: обыкновенная – в плоскости, перпендикулярной к оптической оси кристалла, необыкновенная – в плоскости, параллельной оптической оси.

Обыкновенный луч распространяется по всем направлениям с одинаковой скоростью, и, следовательно, показатель преломления n_o для него постоянен $\left(n_o = \text{const}, V_o = \frac{C}{n_o} = \text{const} \right)$.

Необыкновенные лучи распространяются по различным направлениям с разными скоростями, зависящими от направления луча $\left(n_e \neq \text{const}, V_e = \frac{C}{n_e} \neq \text{const} \right)$.

Двойное лучепреломление используется в специальных приспособлениях, называемых поляризационными призмами и поляроидами. Поляризационные призмы (например, призма Николя, называемая просто николем) сконструированы по принципу полного отражения одного из лучей (обыкновенного или необыкновенного) от границы раздела, в то время как другой луч с другим показателем преломления проходит через эту границу.

Двоякопреломляющие кристаллы обладают свойством дихроизма, т.е. различного поглощения света в зависимости от ориентации электрического вектора световой волны. Такие кристаллы называются дихроичными. К их числу относятся наиболее часто используемые в настоящее время поляроиды, представляющие собой тонкую целлюлоидную пленку, в которую вкраплены кристаллики герпатита (сернокислого иод-хинина) – двоякопреломляющего вещества с очень сильно выраженным дихроизмом в области видимого света. Эти кристаллики пропускают почти 80 % света, поляризованного в одной плоскости, и менее 1 % света, поляризованного в перпендикулярной плоскости.

Поляроиды применяются для защиты от ослепляющего действия солнечных лучей и фар встречного автотранспорта.

3.5. Интерференция поляризованного света.

Искусственная оптическая анизотропия. Применение поляризованного света

Интерференция поляризованного света изучалась Френелем и Араго. Результаты их исследований коротко могут быть сформулированы следующим образом.

1. Две световые волны, линейно поляризованные во взаимно перпендикулярных плоскостях, ни при каких условиях не интерферируют. Эти волны некогерентны (плоскости их колебаний взаимно перпендикулярны), пространственного перераспределения интенсивности результирующей волны не происходит.
2. Две волны, линейно поляризованные в одной плоскости, не интерферируют, если они получены из взаимно перпендикулярных компонентов естественного света. Эти волны не дают интерференционной картины потому, что их фазы не согласованы (волны некогерентны).
3. Две волны, линейно поляризованные в одной плоскости, интерферируют, если они являются частями одной и той же линейно поляризованной волны.

Оптическую анизотропию и обусловленное ею двойное лучепреломление можно получить в изотропных прозрачных телах искусственно, деформируя их или воздействуя на них электрическим полем. Мерой анизотропии созданного таким образом "квазикристалла" служит различие показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей.

Искусственное двойное лучепреломление лежит в основе оптического метода исследования напряжений в деталях, вызванных механическим воздействием (растяжением или сжатием).

Двойное лучепреломление, возникающее в жидкостях и газах под действием электрического поля (ячейка Керра), широко используется в качестве практически безынерционного затвора для световых лучей при сверхскоростных фотосъемках, для измерения скорости света в средах, в фототелеграфе.

Основная литература

- [1] Трофимова Т.И. Курс физики. М.: Высшая школа, 1990, 478 стр.
- [2] Волькенштейн В.С. Сборник задач по общему курсу физики. М.: Наука, 1990, 397 стр.

Литература к модулю № 6. Волновая оптика

Рабочая программа	Литература
Представление о природе света. Световая волна	[1], §170, с.271–274
1. Интерференция света	
Когерентность и монохроматичность световых волн. Пространственная и временная когерентность	[1], §171, с.274–275
Способы получения когерентных источников света. Расчет интерференционной картины от двух когерентных источников. Оптическая длина пути и оптическая разность хода волн	[1], §172–173, с.276–279 [2] 16.4–16.8
Интерференция в тонких пленках. Полосы равной толщины (клин, кольца Ньютона) и полосы равного наклона	[1], §174, с.279–281, [2] 16.9–16.22
Практическое применение интерференции света: просветление оптики, контроль обработки поверхностей, точное измерение длин отрезков. Интерферометры	[1], §175, с.281–284 [2] 16.23–16.27
2. Дифракция света	
Принцип Гюйгенса–Френеля	[1], §176, с. 285–286
Метод зон Френеля. Прямолинейное распространение света	[1], §177, с.286–288
Дифракция на круглом отверстии и диске. Зонная пластинка	[1], §178, с. 288–289 [2] 16.28–16.33
Дифракция в параллельных лучах на одной щели, на дифракционной решетке. Дифракционные спектры	[1], §179–180, с. 290–293 [2] 16.34–16.47
Дифракция на пространственной решетке. Формула Вульфа–Бреггов. Исследование структуры кристаллов	[1], §181–182, с. 233–295 [2] 20.24–20.26
Понятие о голографии	[1], §184, с. 296–298

3. Поляризация света

Естественный и поляризованный свет. Виды поляризованного света (линейно поляризованный, поляризованный по кругу и по эллипсу)	[1], §190, с. 306–308
Поляризация света при отражении. Закон Брюстера	[1], §191, с. 308–309 [2] 16.58–16.62
Анализ поляризованного света. Закон Малюса	[1], §190, с. 306–308 [2] 16.64–16.65
Двойное лучепреломление	[1], §192, с. 309–311 [2] 16.63
Поляроиды и поляризационные призмы	[1], §193–194, с.311–313.
Искусственная оптическая анизотропия. Интерференция поляризованного света. Применение поляризованного света	[1], §195–196, с. 314–316

Е.С. Левин

ФИЗИКА: ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

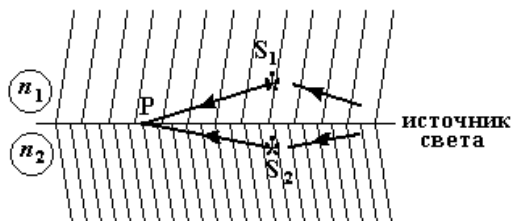
Модуль № 6
Рабочая тетрадь

1. Интерференция света

1.1. Основные понятия и формулы

При наложении когерентных волн происходит пространственное перераспределение светового потока, в результате наблюдается устойчивая картина чередования максимумов и минимумов интенсивности света.

Это явление называется интерференцией. Волны считаются когерентными, если разность фаз возбуждаемых ими колебаний постоянна во времени.*)



В конкретных интерференционных опытах (зеркала Френеля, бипризма Френеля, опыт Юнга, интерференция в тонкой пленке) когерентные световые волны образуются путем разделения световой волны на две части за счет отражения, либо преломления ее. Проходя разные оптические пути, волны приобретают оптическую разность хода**)

Оптической разностью хода двух волн называют величину, равную

$$\Delta = n_2 S_2 - n_1 S_1, \quad (1)$$

где $n_2 S_2$, $n_1 S_1$ – оптические длины двух волн 1 и 2 для точки наблюдения P , n_2 , n_1 – абсолютные показатели преломления.

Внимание! При отражении волны от оптически более плотной среды возникает дополнительная разность хода, равная половине длины волны в вакууме ($\pm \lambda_0/2$).

Если оптическая разность хода Δ равна целому числу длин волн в вакууме, волны усиливают друг друга. Условие интерференционного максимума:

Оптическая разность хода
равна четному числу полуволин $\left\| \begin{array}{l} \Delta = \pm 2m \cdot \lambda_0/2 \\ (m = 0, 1, 2, \dots) \end{array} \right. \quad (2)$

*) Более подробно см. [1], §172, с. 276.

**) В подготовке материала участвовали доценты Е.С.Кодес, Т.К.Костина, А.В.Сабирзянов.

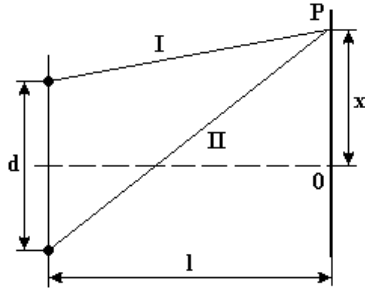
Если оптическая разность хода Δ равна нечетному числу полуволин в вакууме, волны ослабят друг друга. Условие интерференционного минимума:

Оптическая разность хода равна нечетному числу полуволин $\left\| \Delta = \pm(2m + 1) \lambda_0/2 \right. \quad (m=0,1,2,\dots) \quad (3)$

Здесь m – порядок, т.е. номер интерференционного максимума (минимума).

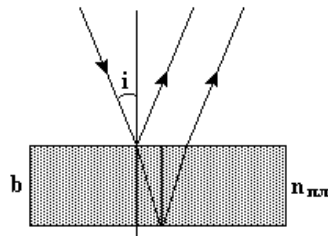
Без учета возможных отражений от оптически более плотной среды, оптическая разность хода Δ равна:

а) в опыте Юнга (свет распространяется в вакууме)



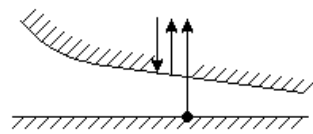
$$\Delta = \frac{xd}{l}; \quad (4)$$

б) в опыте с тонкой пленкой



$$\Delta = 2b\sqrt{n_{nl}^2 - \sin^2 i}. \quad (5)$$

В конкретном опыте учет возможных отражений от оптически более плотных сред может изменять выражения для оптической разности хода. В качестве примера рассмотрим опыт "кольца Ньютона".

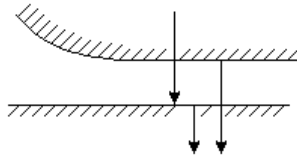


Здесь тонкая воздушная пленка – клин ($n_{nl} = 1$) находится между двумя стеклами ($n_{cm} > n_{nl}$), свет падает нормально ($i = 0$). С учетом отражений от более плотной среды (на схемах места таких отражений изображены "жирной" точкой)

выражение (5) преобразовывается к виду: а) при наблюдении интерференционной картины "колец Ньютона" в отраженном свете

$$\Delta = 2b \pm \frac{\lambda_0}{2}; \quad (6)$$

б) при наблюдении интерференционной картины "кольца Ньютона" в проходящем свете



$$\Delta = 2b \pm \frac{\lambda_0}{2} \pm \frac{\lambda_0}{2} = 2b. \quad (7)$$

Другие случаи рассмотрены ниже при решении задач.

1.2. Рекомендации по решению задач. Ход (алгоритм) решения

При решении задач на тему "Интерференция света" следует придерживаться определенной последовательности.

1. Выделить конкретную схему интерференционного опыта. Изобразить ход световых лучей, обозначить падающую волну (П) и две волны (I, II), которые могут интерферировать.
2. Записать, чему равна оптическая разность хода Δ для конкретного интерференционного опыта.

Внимательно проанализировать, нет ли случаев отражения волн от оптически более плотной среды. Добавить (отнять) к разности хода ($\pm \lambda_0/2$) столько раз, сколько случаев отражения от более плотной среды наблюдается в конкретной задаче.

Записать окончательное (откорректированное) выражение для Δ .

3. В зависимости от условий задачи записать либо условия максимума (2), либо условия минимума (3) при интерференции.
4. Приравнять откорректированное выражение для Δ (п. 2) интерференционному условию (п. 3). Получить расчетную формулу, используя условия задачи.
5. Проанализировать расчетную формулу. Рассчитать искомые величины.

1.3. Примеры решения задач

Задача 1

На пути одного из лучей в установке Юнга расположена заполненная воздухом трубка (длиной $h = 2$ см) с плоскопараллельными основаниями, на экране наблюдается интерференционная картина. Затем трубка заполняется

хлором, в результате происходит смещение интерференционной картины на $\Delta m = 20$ полос.

Принимая показатель преломления воздуха $n_1 = 1,000276$, вычислить показатель преломления хлора n_2 . Наблюдения проводятся со светом линии натрия ($\lambda_0 = 5890 \text{ \AA}$).

Дано:

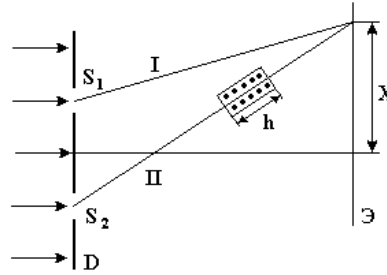
$$h = 2 \text{ см}$$

$$\lambda_0 = 5890 \text{ \AA}$$

$$n_1 = 1,000276$$

$$\Delta m = 20$$

$$n_2 = ?$$



1. Лучи I, II когерентны, т.к. образуются при делении одной волны на две части при прохождении диафрагмы D с двумя щелями, расположенными на расстоянии d . В качестве объекта наблюдения выберем светлые полосы.
2. Когда трубка заполнена воздухом (n_1), оба луча (I и II) распространяются в одной среде. Приобретенная ими разность хода равна:

$$\Delta_1 = (S_2 - S_1)n_1.$$

Затем трубку заполняют хлором (n_2). Оптический путь луча II изменяется, следовательно, разность хода лучей I и II равна:

$$\Delta_2 = [(S_2 - h)n_1 + hn_2] - S_1n_1 = (S_2 - S_1)n_1 + h(n_2 - n_1) = \Delta_1 + h(n_2 - n_1).$$

3. Используем условие интерференционного максимума (формула (2))

$$\Delta_1 = m_1\lambda_0.$$

Во втором случае (в трубке находится хлор):

$$\Delta_2 = \Delta_1 + h(n_2 - n_1) = m_2\lambda_0.$$

4. Решаем совместно полученные уравнения:

$$\Delta_2 - \Delta_1 = m_2\lambda_0 - m_1\lambda_0.$$

$$\Delta_1 + h(n_2 - n_1) - \Delta_1 = m_2\lambda_0 - m_1\lambda_0.$$

$$h(n_2 - n_1) = (m_2 - m_1)\lambda_0 = \Delta m\lambda_0.$$

$$n_2 = n_1 + \frac{\lambda_0}{h} \Delta m.$$

5. Вычислим показатель преломления хлора:

$$n_2 = 1,000276 + \frac{5890 \cdot 10^{-10}}{2 \cdot 10^{-2}} 20 = 1,000865.$$

Задача 2

Зимой на стеклах трамваев и автобусов образуются тонкие пленки наледи, окрашивающие все видимое в зеленоватый цвет. Оценить, какова наименьшая толщина наледи. Принять показатели преломления наледи $n_1 = 1,33$, стекла $n_2 = 1,50$, длину волны зеленого света $\lambda_0 = 500$ нм. Считать, что свет падает перпендикулярно поверхности стекла.

Дано:

$$n_1 > n$$

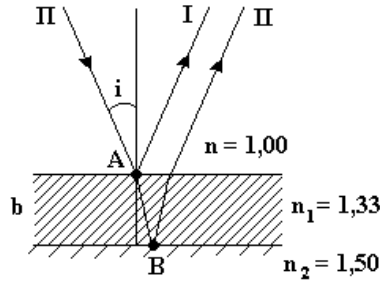
$$n_2 > n_1$$

$$n_1 = 1,33$$

$$n_2 = 1,50$$

$$\lambda_0 = 500 \text{ нм}$$

$$i = 0$$



$$b_{\min} = ?$$

1. Когерентные волны I и II образуются за счет отражения падающей волны II от верхней и нижней поверхностей ледяной пленки. Лучи, отраженные от поверхностей толстого стекла, на котором лежит наледь, не интерферируют.
2. Оптическая разность хода лучей I, II равна (5):

$$\Delta = 2b\sqrt{n_1^2 - \sin^2 i}.$$

Дополнительно учтем, что и в т. А, и в т. В лучи I и II отражаются от оптически более плотных сред ($n_1 > n$, $n_2 > n_1$). К оптической разности хода следует дважды прибавить (вычесть) по половине длины волны:

$$\Delta = 2b\sqrt{n_1^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2} \pm \frac{\lambda_0}{2} \equiv 2b\sqrt{n_1^2 - \sin^2 i}.$$

Лучи I и II каждый "теряют" или "приобретают" половину волны, а следовательно, какой-либо дополнительной разности хода (кроме записанной в уравнении (5)) не появляется.

Откорректированное выражение для оптической разности хода:

$$\Delta = 2b\sqrt{n_1^2 - \sin^2 i}.$$

3. По условию задачи, для длины волны зеленого цвета выполняется условие интерференционного максимума (формула (2)): "все видимое окрашивается в зеленый цвет".

$$\Delta = m\lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2 \dots).$$

4. Итак, $2b\sqrt{n_1^2 - \sin^2 i} = m\lambda_0$.

При нормальном падении света $\sin i = 0$, соответственно $2bn_1 = m\lambda_0$. Как видно, наледь может быть окрашена в зеленый цвет при разных толщинах пленки:

$$b = \frac{\lambda_0}{2n_1} m, \quad \text{где } m = 0, 1, 2, \dots$$

По условию требуется оценить минимально возможную толщину пленки.

Приняв $m = 1$, получим расчетную формулу

$$b_{\min} = \frac{\lambda_0}{2n_1}$$

5. Подставляя численные данные, получим

$$b_{\min} = \frac{500 \cdot 10^{-9}}{2 \cdot 1,33} = 18,8 \cdot 10^{-6} \text{ м} = 18,8 \text{ мкм}.$$

Ответ: $b_{\min} = 18,8 \text{ мкм}$.

Из хода решения видно, что неравномерность толщины наледи на стеклах и изменение угла наблюдения изменит окраску наледи. В толстом слое наледи интерференционная картина наблюдаться не будет.

Задача 3

При нормальном падении монохроматического света с длиной волны $\lambda_1 = 580 \text{ нм}$ на поверхности тонкой клиновидной пластинки наблюдаются светлые интерференционные полосы, расстояние между которыми $\Delta x_1 = 5 \text{ мм}$. Каким станет расстояние между интерференционными полосами, если длина волны падающего света будет $\lambda_2 = 660 \text{ нм}$?

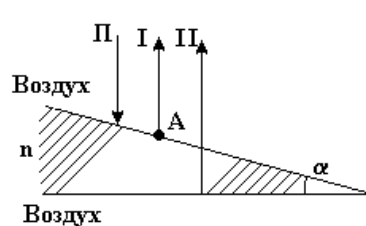
Дано:

$$i = 0$$

$$\Delta x_1 = 5 \text{ мм}$$

$$\lambda_1 = 580 \text{ нм}$$

$$\lambda_2 = 660 \text{ нм}$$



$$\Delta x_2 = ?$$

1. Как и в предыдущей задаче, интерференция происходит за счет отражения света от поверхностей тонкой пленки, пленка имеет форму клина.

Падающий луч (II) в т. А делится на две части: одна (I) отражается от верхней грани клина, вторая (II), преломившись, проходит в пластинку, отра-

жается от нижней грани и выходит из пластинки. Все лучи (II, I, II) при нормальном падении (и крайне малом угле α при вершине клина) идут вдоль одного направления. Для наглядности эти лучи смещены друг относительно друга.

2. Оптическая разность хода для тонкой пленки (формула (5)) равна:

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 i}.$$

Учтем, что в т. А луч I отражается от оптически более плотной среды. Откорректированное выражение для оптической разности хода:

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2}.$$

3. Объектом наблюдения являются светлые полосы, поэтому используем условия максимума при интерференции (формула (2)):

$$\Delta_{\max} = 2m \frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots).$$

4. Итак, $2b\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2} = 2m \frac{\lambda_0}{2}$.

При нормальном падении света $\sin i = 0$, тогда

$$2bn \pm \frac{\lambda_0}{2} = 2m \frac{\lambda_0}{2} \quad \text{или} \quad 2bn = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}.$$

Светлые полосы на поверхности клина наблюдаются в тех местах, толщины которых равны:

$$b = \frac{(2m + 1)\lambda_0}{4n}, \quad \text{где } m = 0, 1, 2, \dots$$

(Так, например, толщины, соответствующие первым трем светлым полосам:

$$b_{m=0} = \frac{\lambda_0}{4n}; b_{m=1} = \frac{3\lambda_0}{4n}; b_{m=2} = \frac{5\lambda_0}{4n} \text{ и т.д.}).$$

Интерференционные полосы называют полосами равной толщины.

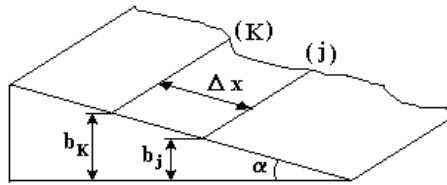
Для решения задачи запишем формулы для толщины, соответствующей любым двум соседним полосам:

$$b_j = \frac{(2j + 1)\lambda_0}{4n}; b_k = \frac{(2k + 1)\lambda_0}{4n}; k - j = 1$$

и найдем $\Delta b = b_k - b_j$,

$$\Delta b = \frac{\lambda_0}{4n} (2k + 1 - 2j - 1) = \frac{2\lambda_0}{4n} (k - j) = \frac{\lambda_0}{2n}.$$

Изобразим на рисунке две соседние интерференционные полосы, Δx – расстояние между ними:



Видно, что $\Delta x = \frac{\Delta b}{\sin \alpha} = \frac{\lambda_0}{2n \sin \alpha}$.

Получим расчетную формулу

$\frac{\Delta x_1}{\Delta x_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$ для одного и того же объекта,

$$\Delta x_2 = \Delta x_1 \frac{\lambda_2}{\lambda_1}$$

5. Подставляя численные значения, получим

$$\Delta x_2 = 5 \frac{660}{550} \text{ мм} = 6 \text{ мм}.$$

Заметим, что интерференционные полосы на поверхности клина эквидистантны, расстояние между ними Δx прямо пропорционально длине волны падающего света.

Задача 4

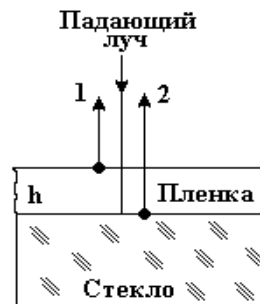
На поверхность стеклянного объектива нанесена тонкая пленка, показатель преломления которой $n = 1,2$ меньше, чем показатель преломления стекла. При какой наименьшей толщине h_{\min} этой пленки произойдет максимальное отражение отраженных от нее световых волн с $\lambda = 550 \text{ нм}$?

Дано:

$$\lambda = 550 \text{ нм} = 5,5 \cdot 10^{-7} \text{ м},$$

$$n = 1,2$$

$$h_{\min} ?$$



Решение

Из рисунка видно, что оптическая разность хода световых волн 1 и 2 равна

$$\Delta_{21} = 2nh \quad (1)$$

Запишем условие минимума для этих волн

$$\Delta_{21} = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}. \quad (2)$$

Приравняв выражения (1) и (2), получаем

$$2hn = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}.$$

Откуда

$$h = \frac{(2m + 1)\lambda_0}{4n}. \quad (3)$$

Из уравнения (3) видно, что минимальной толщине h_{\min} пленки будет соответствовать $m = 0$. Следовательно,

$$h_{\min} = \frac{\lambda_0}{4n} = \frac{5,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}}{4 \cdot 1,2} = 1,1 \cdot 10^{-7} \text{ м}.$$

1.4. Вопросы и задачи для самоконтроля

1.1. Укажите сумму номеров утверждений, с которым Вы не согласны.

1 При наложении некогерентных световых волн не существует таких точек волнового поля, в которых интенсивность результирующей волны была бы равна нулю.

2 Естественные источники света не могут быть источниками когерентных волн.

4 При сложении когерентных световых волн результирующая интенсивность света равна сумме интенсивностей складываемых волн во всех точках волнового поля.

8 При сложении когерентных световых волн результирующая интенсивность света во всех точках волнового поля отлична от нуля.

1.2. Световой луч прошел расстояние L (геометрический путь): часть пути $r=L/2$ в однородной среде с показателем преломления n , другую часть пути $r_0=L/2$ – в вакууме ($n = 1$). Оптический путь луча оказался равным $l=1,25L$. Определите показатель преломления n среды.

1.3. Чему равна результирующая амплитуда A_{Σ} световой волны, полученной при интерференции двух одинаково поляризованных волн с одинаковыми амплитудами A_0 и разностью фаз, равной нечетному числу π ?

1 $A_{\Sigma} = A_0$. 2 $A_{\Sigma} = 4A_0$. 3 $A_{\Sigma} = 0$. 4 $A_{\Sigma} = 2A_0$.

1.4. Зависит ли оптическая разность хода световых волн при интерференции в тонкой пленке:

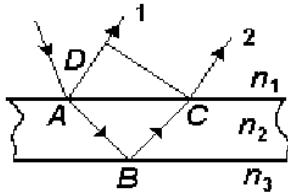
- 1 ... от толщины пленки?
 2 ...от показателя преломления пленки?
 4 ...от показателя преломления среды, в которой находится пленка?
 8 ...от амплитуды падающей волны?

Укажите сумму номеров вопросов, на которые Вы ответили "да, зависит".

1.5. На плоскопараллельную пластинку падает световая волна. Волны 1 и 2, полученные в результате отражения от верхней и нижней поверхностей пластинки, интерферируют. Чему равна оптическая разность хода Δ этих волн?

Необходимо учесть показатели преломления сред: $n_2 < n_1, n_2 < n_3$.

Укажите правильный ответ.



- 1 $\Delta = ADn_1$.
 2 $\Delta = (AB+BC) n_2 + \lambda / 2$.
 3 $\Delta = (AB + BC) n_2 + \lambda / 2 - AD \cdot n_1$.
 4 $\Delta = (AB + BC) n_2 - AD \cdot n_1$.

1.6. Для увеличения интенсивности проходящего света на поверхность линзы нанесена тонкая пленка. Укажите, какая из величин не влияет на "просветляющую" способность пленки.

- 1 Толщина пленки.
 2 Показатель преломления пленки.
 3 Длина падающей на пленку световой волны.
 4 Фокусное расстояние линзы.

1.7. Задача. Найти расстояние между двадцатым и двадцать первым светлыми кольцами Ньютона, если расстояние между вторым и третьим равно 1 мм, а кольца наблюдаются в отраженном свете.

- 1 0,20 мм. 2 0,31 мм. 4 0,42 мм. 8 0,83 мм.

1.8. Задача. В тонкой клинообразной пластинке в отраженном свете при нормальном падении лучей с длиной волны $4,5 \cdot 10^{-7}$ м наблюдаются темные интерференционные полосы, расстояние между которыми 1,5 мм. Найти угол между гранями пленки, если $n = 1,5$.

- 1 10^{-4} рад. 2 $3 \cdot 10^{-4}$ рад. 4 $5 \cdot 10^{-4}$ рад. 8 10^{-3} рад.

2.1. Укажите сумму номеров утверждений, с которыми Вы согласны.

- 1 Если разность хода двух когерентных световых волн равна нулю, то эти волны при наложении усиливают друг друга.
- 2 Если разность фаз двух когерентных световых волн равна четному числу π , то эти волны при наложении максимально усиливают друг друга.
- 4 Разность хода световых волн, равная четному числу полуволен ($\lambda/2$), соответствует разности фаз этих волн, равной четному числу π .
- 8 Если разность хода двух когерентных световых волн равна четному числу полуволен ($\lambda/2$), то эти волны при наложении максимально усиливают друг друга.

2.2. Световой луч прошел расстояние L (геометрический путь), причем часть пути $r=2L/3$ – в однородной среде с показателем преломления n , другую часть пути $r_0=L/3$ – в вакууме ($n=1$). Оптическая длина пути при этом оказалась равной $l=1,22L$. Определите показатель преломления n среды.

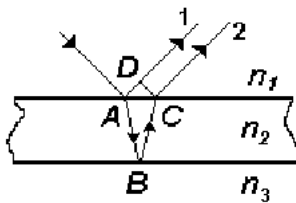
- 1 $n = 1,52$. 2 $n = 1,45$. 3 $n = 1,33$. 4 $n = 1,22$.

2.3. Чему равна результирующая интенсивность I_Σ света, полученного при интерференции двух одинаково поляризованных световых волн с одинаковыми интенсивностями I_0 и разностью хода, равной нечетному числу полуволен ($\lambda/2$)?

- 1 $I_\Sigma = I_0$. 2 $I_\Sigma = 0$. 3 $I_\Sigma = 2I_0$. 4 $I_\Sigma = 4I_0$.

2.4. На плоскопараллельную пластинку падает световая волна. Волны 1 и 2, полученные в результате отражения от верхней и нижней поверхностей пластинки, интерferируют. Чему равна оптическая разность хода Δ этих волн? Необходимо учесть, что $n_1 < n_2 < n_3$.

Укажите правильный ответ.



- 1 $\Delta = AD \cdot n_1$.
- 2 $\Delta = (AB+BC) \cdot n_2 - AD \cdot n_1 + \lambda/2$.
- 3 $\Delta = (AB+BC) \cdot n_2 - AD \cdot n_1$.
- 4 $\Delta = (AB+DC) \cdot n_2 - \lambda/2$.

2.5. Укажите сумму номеров правильных утверждений. Полосы равного наклона наблюдаются при освещении пленки ...

- 1 ...постоянной толщины расходящимся пучком монохроматического света.
- 2 ...переменной толщины параллельным пучком монохроматического света.
- 4 ...переменной толщины параллельным пучком белого света.
- 8 ...постоянной толщины расходящимся пучком белого света.

2.6. Зависят ли радиусы колец Ньютона от ...

- 1 ...длины волны света, в котором ведется наблюдение?
- 2 ...радиуса кривизны линзы?
- 3 ...показателя преломления вещества линзы?
- 4 ...показателя преломления вещества в зазоре между линзой и плоской пластинкой?

На какой вопрос Вы ответили "нет"?

2.7. **Задача.** Пучок параллельных лучей $\lambda = 0,6$ мкм падает под углом $i = 30^\circ$ на мыльную пленку ($n = 1,3$). При какой наименьшей толщине пленки отраженные лучи будут максимально ослаблены интерференцией?

- 1 0,75 мкм.
- 2 0,45 мкм.
- 4 0,25 мкм.
- 8 0,12 мкм.

2.8. **Задача.** Плоско-выпуклая линза лежит на стеклянной пластинке, Определить толщину слоя воздуха там, где в отраженном свете ($\lambda = 0,6$ мкм) видно пятое темное кольцо.

- 1 0,9 мкм.
- 2 1,5 мкм.
- 4 2,0 мкм.
- 8 2,7 мкм.

3.1. Укажите номер правильного утверждения.

Интерферировать могут световые волны ...

- 1 ...с одинаковыми частотами и фазами независимо от направления колебаний электрических векторов \vec{E} .
- 2 ...с одинаковыми интенсивностями и направлениями колебаний электрических векторов \vec{E} и с произвольно изменяющейся разностью фаз.
- 4 ...с одинаковыми частотами и направлениями колебаний электрических векторов \vec{E} и с постоянной разностью фаз.
- 8 ...с одинаковыми частотами, постоянной разностью фаз и с взаимно перпендикулярными направлениями колебаний электрических векторов \vec{E} .

3.2. Световой луч проходит путь L , причем часть пути r – в однородной среде с показателем преломления $n = 1,5$, другую часть пути r_0 – в вакууме ($n = 1$). В каком случае оптическая длина пути луча наименьшая ?

1 $r_0 = L/3 \quad r = 2L/3$

3 $r = L$

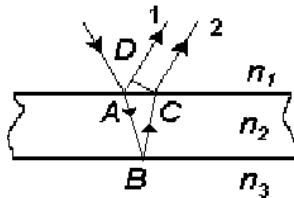
2 $r_0 = L/2 \quad r = L/2$

4 $r_0 = 2L/3 \quad r = L/3$

3.3. Чему равна результирующая интенсивность I_{Σ} света, полученного при интерференции двух одинаково поляризованных световых волн с одинаковыми интенсивностями и разностью хода, равной нечетному числу полуволен ($\lambda / 2$)?

- 1 $I_{\Sigma} = I_0$. 2 $I_{\Sigma} = 2I_0$. 3 $I_{\Sigma} = 4I_0$. 4 $I_{\Sigma} = 0$.

3.4. На плоскопараллельную прозрачную пластинку падает световая волна. Волны 1 и 2, полученные в результате отражения от верхней и нижней поверхностей пластинки, интерферируют. Чему равна оптическая разность хода Δ этих волн? Необходимо учесть, что $n_2 > n_1$,



$n_1 = n_3$.

- 1 $\Delta = AD \cdot n_1 + \lambda / 2$.
 2 $\Delta = (AB+BC) \cdot n_2 - AD \cdot n_1$.
 3 $\Delta = (AB+BC) \cdot n_2 - \lambda / 2$.
 4 $\Delta = (AB+BC) \cdot n_2 - AD \cdot n_1 - \lambda / 2$.

3.5. Для наблюдения линий равного наклона в монохроматическом свете должны быть переменными следующие величины:

- 1 Толщина пленки.
 2 Показатель преломления пленки.
 4 Угол падения световых лучей.
 8 Интенсивность падающего света.

Укажите номер утверждения, с которым Вы согласны.

3.6. Зависят ли радиусы колец Ньютона от ...

- 1 ...радиуса кривизны линзы?
 2 ...интенсивности падающего света?
 4 ...длины волны света, в котором ведется наблюдение?
 8 ...расстояния от источника света до линзы?

Укажите сумму номеров вопросов, на которые Вы ответили "нет".

3.7. **Задача.** Диаметры двух светлых колец Ньютона равны $d_n = 4,0$ мм и $d_m = 4,8$ мм. Порядковые номера не определялись, но известно, что между двумя измеренными кольцами расположены три светлых кольца. Кольца наблюдались в отраженном свете ($\lambda = 5,0 \cdot 10^{-7}$ м). Найти радиус кривизны линзы.

- 1 2,05 м. 2 1,88 м. 4 1,13 м. 8 0,88 м.

3.8. Задача. На тонкую пластинку ($n = 1,33$) падает параллельный пучок белого света. Угол падения $i = 52^\circ$. При какой наименьшей толщине пленки зеркально отраженный луч будет окрашен в желтый цвет ($\lambda = 0,60$ мкм)?

- 1 0,60 мкм. 2 0,42 мкм. 3 0,14 мкм. 4 0,08 мкм.

4.1. Какие утверждения о сложении световых волн с одинаковыми направлениями колебаний электрических векторов Вы считаете правильными? Укажите сумму их номеров.

- 1 При сложении некогерентных световых волн результирующая интенсивность света не может быть равна нулю.
 2 При сложении когерентных световых волн результирующая интенсивность света может быть равна нулю.
 3 При сложении когерентных световых волн результирующая амплитуда световой волны равна сумме амплитуд складываемых волн.
 4 При сложении когерентных световых волн с одинаковыми фазами результирующая интенсивность света всегда больше суммы интенсивностей складываемых волн.

4.2. Расстояние от источника света до экрана равно L (геометрический путь).

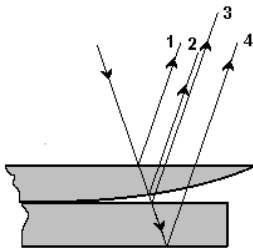
Часть этого пути $r = \frac{2}{5}L$ световой луч прошел в однородной среде с показателем преломления n , другую часть пути $r_0 = \frac{3}{5}L$ – в воздухе ($n = 1$).

Оптическая длина пути при этом оказалась равной $l = 1,2L$. Определите показатель преломления n среды.

- 1 $n=1,2$. 2 $n=1,5$. 3 $n=1,3$. 4 $n=1,4$.

4.3. При интерференции двух одинаково поляризованных световых волн с равными амплитудами A_0 результирующая амплитуда световой волны оказалась равной $A_\Sigma = 2A_0$. При каких значениях оптической разности хода Δ и разности фаз $\Delta\varphi$ интерферирующих волн это возможно (m – целое число)? Просуммируйте номера правильных ответов.

- 1 $\Delta = 2m\lambda/2$. 2 $\Delta = (2m+1)\lambda/2$. 3 $\Delta\varphi = 2m\pi$. 4 $\Delta\varphi = (2m+1)\pi$.



4.4. На рисунке изображен разрез линзы, стеклянной подложки и ход световых волн в них. Преломление световых волн на рисунке не учтено.

Укажите номера отраженных световых волн, при интерференции которых наблюдаются кольца Ньютона.

- 1,2. 1,3. 2,3. 3,4.

4.5. Какая из величин при интерференции в тонкой пленке должна быть переменной, чтобы наблюдались линии равного наклона?

- 1 Длина световой волны.
 2 Толщина пленки.
 4 Интенсивность падающей световой волны.
 8 Угол падения световых волн.

4.6. Укажите номер утверждения, с которым Вы не согласны. Для увеличения интенсивности проходящего света на поверхность линзы наносится тонкая пленка, ...

- 1 ...показатель преломления которой меньше показателя преломления линзы.
 2 ...толщина которой должна быть такой, чтобы волны, отраженные от обеих ее поверхностей, гасили друг друга.
 3 ...которая изготовлена из вещества с малым коэффициентом отражения.
 4 ...показатель преломления которой не отличается от показателя преломления линзы.

4.7. **Задача.** Между стеклянной пластинкой и лежащей на ней плоско-выпуклой линзой с радиусом кривизны $R = 1$ м находится жидкость. Каков ее показатель преломления. Если при наблюдении в отраженном свете ($\lambda = 6 \cdot 10^{-7}$ м) радиус 10-го темного кольца 2,1 мм?

- 1 1,26. 2 1,36. 4 1,45. 8 1,50.

4.8. **Задача.** Для уменьшения потерь света при отражении от стекла на поверхности объектива ($n = 1,7$) нанесена тонкая прозрачная пленка с $n_1 = 1,3$. При какой наименьшей толщине пленки произойдет максимальное ослабление отраженного света, длина волны которого $\lambda = 0,56$ мкм? Считать, что лучи падают нормально.

- 1 0,33 мкм. 2 0,25 мкм. 4 0,16 мкм. 8 0,11 мкм.

**1.5. Ответы на вопросы для самоконтроля по теме
«Интерференция света»**

- 1.1. $\boxed{12}$; 1 – да; 2 – да; 4 – нет; 8 – нет.
- 1.2. $\boxed{1,5}$; $l = 1,25L = \frac{1}{2}n + \frac{L}{2} \cdot 1$; $1,25 = \frac{n+1}{2}$; $n = 1,5$.
- 1.3. $\boxed{A_{\Sigma} = 0}$; $A^2 = A_0^2 + A_0^2 + 2A_0^2 \cos \Delta\varphi$; $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta L = (2m+1)\pi$.
- 1.4. $\boxed{7}$; $\Delta L = 2dn \cos \beta \pm \frac{\lambda}{2}$;
1 – да; 2 – да; 4 – да; 8 – нет.
- 1.5. $\boxed{3}$; $\Delta L_{21} = (AB + BC)n_2 + \frac{\lambda}{2} - AD \cdot n_1$; $n_2 < n_1$.
- 1.6. $\boxed{4}$; 1 – влияет; 2 – влияет; 3 – влияет; 4 – не влияет.
- 2.1. $\boxed{15}$; 1 – да; 2 – да; 4 – да; 8 – да.
- 2.2. $\boxed{3}$; $\frac{2L}{3}n + \frac{L}{3} \cdot 1 = 1,22L$; $n = 1,33$.
- 2.3. $\boxed{2}$; $J_{\Sigma} = 2J + 2J \cos \pi = 0$; $\Delta L = (2m+1)\frac{\lambda}{2}$; $\Delta\varphi = \pi$.
- 2.4. $\boxed{3}$; $\Delta L_{21} = (AB + BC)n_2 + \frac{\lambda}{2} - AD \cdot n_1 - \frac{\lambda}{2} = (AB + BC)n_2 - AD \cdot n_1$.
- 2.5. $\boxed{9}$; 1 – да; 2 – нет; 4 – нет; 8 – да.
- 2.6. $\boxed{3}$; 1 – да; 2 – да; 3 – нет; 4 – да.
- 3.1. $\boxed{4}$; 1 – нет; 2 – нет; 4 – да; 8 – нет.
- 3.2. $\boxed{4}$; 1. $l = \frac{2}{3}L \cdot 1,5 + \frac{L}{3} \cdot 1 = 1\frac{1}{3}L = 1,33L$.
2. $l = \frac{L}{2} \cdot 1,5 + \frac{1}{2}L = 1,25L$.
3. $l = L \cdot 1,5 = 1,5L$.
4. $l = \frac{L}{3} \cdot 1,5 + \frac{2L}{3} \cdot 1 = \frac{3,5}{3}L = 1,17L$.
- 3.3. $\boxed{4}$; $J_{\Sigma} = 2J + 2J \cos \pi = 0$.
- 3.4. $\boxed{4}$.
- 3.5. $\boxed{4}$; 1 – нет; 2 – нет; 4 – да; 8 – нет.
- 3.6. $\boxed{10}$; 1 – да; 2 – нет; 4 – да; 8 – нет.

4.1. [11]; 1 – да; 2 – да; 4 – нет; 8 – да.

4.2. [2]; $l = 1,2L = \frac{3}{5}L + \frac{2}{5}Ln$; $n = 1,5$.

$$4.3. [5]; \begin{cases} 4A^2 = 2A^2 + 2A^2 \cos \Delta\varphi, \\ \Delta\varphi = 2m\pi & (4), \\ \Delta L = 2m \frac{\lambda}{2} & (1). \end{cases}$$

4.4. [3]; лучи 2 и 3.

4.5. [8]; 1 – нет; 2 – нет; 4 – нет; 8 – да.

4.6. [4]; 1 – да; 2 – да; 3 – да; 4 – нет.

**1.6. Ответы на задачи для самоконтроля по теме
«Интерференция света»**

$$1.7. [2]; r_{\max} = \sqrt{\frac{(2m-1)\lambda R}{2n \cos \beta}} = \sqrt{\frac{(2m-1)\lambda R}{2 \cdot 1 \cdot 1}};$$

$$r_3 - r_2 = \sqrt{\frac{5\lambda R}{2}} - \sqrt{\frac{3\lambda R}{2}} = 1 \text{ мм} = \sqrt{\frac{\lambda R}{2}} (\sqrt{5} - \sqrt{3});$$

$$r_{21} - r_{20} = \sqrt{\frac{41\lambda R}{2}} - \sqrt{\frac{39\lambda R}{2}} = \sqrt{\frac{\lambda R}{2}} (\sqrt{41} - \sqrt{39}) = \frac{1}{\sqrt{5} - \sqrt{3}} (\sqrt{41} - \sqrt{39}) = 0,31 \text{ мм}.$$

$$1.8. [1]; l = \frac{\lambda}{2n\theta}; \theta = \frac{\lambda}{2nl} = \frac{4,5 \cdot 10^{-7}}{2 \cdot 1,5 \cdot 1,5 \cdot 10^{-3}} = 10^{-4} \text{ рад}.$$

$$2.7. [4]; \min, \text{отраж. } 2d \cos \beta = 2m \frac{\lambda_0}{2} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha};$$

$$d_{\min} = \frac{m\lambda_0}{2\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} = \frac{1 \cdot 0,6 \text{ мкм}}{2\sqrt{1,3^2 - 1/4}} = 0,25 \text{ мкм}.$$

$$2.8. [2]; r_{5\text{мем.}} = \sqrt{5\lambda R} = \sqrt{5\lambda} \cdot \sqrt{R};$$

$$R^2 = r_m^2 + (R - d)^2 \Rightarrow d = \frac{r_m^2}{2R} = \frac{5\lambda R}{2R} = \frac{5}{2} \cdot 0,6 \text{ мкм} = 1,5 \text{ мкм}.$$

$$3.7. [8]; \text{отраж., светл.}; r_k = \sqrt{\frac{(2k+1)}{2}} R\lambda = 2 \text{ мм};$$

$$r_{k+4} = \sqrt{\frac{[2(k+4)+1]R\lambda}{2}} = 2,4 \text{ мм}; \quad \frac{R\lambda \cdot 2k}{2} + \frac{R\lambda}{2} = 4(1); \quad \frac{R\lambda}{2} 2k + \frac{9}{2} R\lambda = 5,76 \quad (2);$$

$$(2) - (1): \quad \frac{8R\lambda}{2} = 1,76; \quad R = \frac{2 \cdot 1,76 \cdot 10^{-6}}{8 \cdot 0,5 \cdot 10^{-6}} = 0,88 \text{ м}.$$

$$3.8. \quad [4]; \quad \text{отраж., светл.}; \quad 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = (2m+1)\frac{\lambda_0}{2};$$

$$d_{\min} = \frac{\lambda_0}{2 \cdot 2\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} = \frac{0,6}{4\sqrt{1,33^2 - \sin^2 52^\circ}} \cong 0,14 \text{ мкм}.$$

$$4.7. \quad [2]; \quad \text{отраж, min}; \quad r_{10} = \sqrt{10 \cdot 6 \cdot 10^{-7} \cdot 1 \cdot \frac{1}{n}} = 2,1 \cdot 10^{-3} \text{ м}; \quad n = 1,36.$$

$$4.8. \quad [8]; \quad d_{\min} = \frac{\lambda_0}{4n} = \frac{0,56 \text{ мкм}}{4 \cdot 1,3} \cong 0,11 \text{ мкм}.$$

1.7. Задачи для самостоятельного решения

Оптическая разность хода. Расчет интерференционной картины от двух когерентных источников – 16.4, 16.5, 16.7.

16.4. Во сколько раз увеличится расстояние между соседними интерференционными полосами на экране в опыте Юнга, если зеленый светофильтр ($\lambda_1 = 500 \text{ нм}$) заменить красным ($\lambda_2 = 650 \text{ нм}$)?

Ответ: в 1,3 раза.

16.5. В опыте Юнга отверстия освещались монохроматическим светом ($\lambda = 600 \text{ нм}$). Расстояние между отверстиями $d = 1 \text{ мм}$, расстояние от отверстий до экрана $L = 3 \text{ м}$. Найти положение трех первых светлых полос.

Ответ: $y_1 = 1,8 \text{ мм}$; $y_2 = 3,6 \text{ мм}$; $y_3 = 5,4 \text{ мм}$.

16.7. В опыте Юнга на пути одного из интерференционных лучей помещалась тонкая стеклянная пластинка, вследствие чего центральная светлая полоса смещалась в положение, первоначально занятое пятой светлой полосой (не считая центральной). Луч падает перпендикулярно к поверхности пластинки. Показатель преломления пластинки $n = 1,5$. Длина волны $\lambda = 600 \text{ нм}$. Какова толщина h пластинки?

$$\text{Ответ: } h = \frac{K\lambda}{n-1} = 6 \text{ мкм}.$$

Интерференция в тонких пленках. Полосы равной толщины (клин, кольца Ньютона) – 16.9, 16.10, 16.11, 16.13, 16.16.

16.9. На мыльную пленку падает белый свет под углом $i = 45^\circ$ к поверхности пленки. При какой наименьшей толщине h пленки отраженные лучи будут окрашены в желтый цвет ($\lambda = 600 \text{ нм}$)? Показатель преломления мыльной воды $n = 1,33$.

Ответ: $h = 0,13$ мкм.

16.10. Мыльная пленка, расположенная вертикально, образует клин вследствие стекания жидкости. При наблюдении интерференционных полос в отраженном свете ртутной дуги ($\lambda = 546,1$ нм) оказалось, что расстояние между пятью полосами $l = 2$ см. Найти угол θ клина. Свет падает перпендикулярно к поверхности пленки. Показатель преломления мыльной воды $n = 1,33$.

Ответ: $\theta = 11''$.

16.11. Мыльная пленка, расположенная вертикально, образует клин вследствие стекания жидкости. Интерференция наблюдается в отраженном свете через красное стекло ($\lambda_1 = 631$ нм). Расстояние между соседними красными полосами при этом $l_1 = 3$ мм. Затем эта же пленка наблюдается через синее стекло ($\lambda_2 = 400$ нм). Найти расстояние l_2 между соседними синими полосами. Считать, что за время измерений форма пленки не изменяется и свет падает перпендикулярно к поверхности пленки.

Ответ: $l_2 = 1,9$ мм.

16.13. Установка для получения колец Ньютона освещается монохроматическим светом, падающим по нормали к поверхности пластинки. Наблюдение ведется в отраженном свете. Радиусы двух соседних темных колец равны $r_k = 4,0$ мм и $r_{k+1} = 4,38$ мм. Радиус кривизны линзы $R = 6,4$ м. Найти порядковые номера колец и длину волны λ падающего света.

Ответ: $K = 5$; $K + 1 = 6$; $\lambda = 0,5$ мкм.

16.16. Установка для получения колец Ньютона освещается монохроматическим светом, падающим по нормали к поверхности пластинки. Радиус кривизны линзы $R = 15$ м. Наблюдение ведется в отраженном свете. Расстояние между пятым и двадцать пятым светлыми кольцами Ньютона $l = 9$ мм. Найти длину волны λ монохроматического света.

Ответ: $\lambda = 675$ нм.

Практическое применение интерференции света. Просветление оптики. Интерферометры – 16.23, 16.26, 16.27.

16.23. В опыте с интерферометром Майкельсона для смещения интерференционной картины на $K = 500$ полос потребовалось переместить зеркало на расстояние $L = 0,161$ мм. Найти длину волны λ падающего света.

Ответ: $\lambda = \frac{2L}{K} = 644$ нм.

16.26. Пучок белого света падает по нормали к поверхности стеклянной пластинки толщиной $d = 0,4$ мкм. Показатель преломления стекла $n = 1,5$. Какие длины волн λ , лежащие в пределах видимого спектра (от 400 до 700 нм), усиливаются в отраженном свете?

Ответ: $\lambda = 480$ нм.

16.27. На поверхность стеклянного объектива ($n_1 = 1,5$) нанесена тонкая пленка, показатель преломления которой $n_2 = 1,2$ ("просветляющая" пленка).

При какой наименьшей толщине d этой пленки произойдет максимальное ослабление отраженного света в средней части видимого спектра?

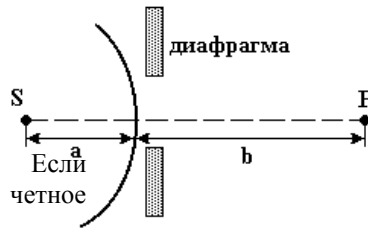
Ответ: $d = 115$ нм.

2. Дифракция света

2.1. Основные понятия и формулы

К дифракции относят совокупность явлений, связанных с отклонениями от законов геометрической оптики в среде с заметными неоднородностями (размер неоднородностей сравним с длиной волны света). В соответствии с принципом Гюйгенса – Френеля каждая точка фронта волны является источником вторичных когерентных волн. Пространственное перераспределение интенсивности в результате суперпозиции вторичных когерентных волн и наблюдается при дифракции света.

Если источник света и место наблюдения дифракции находятся вблизи препятствия, наблюдают дифракцию Френеля. В этом случае для решения дифракционной задачи (максимум или минимум света в точке наблюдения?) световой фронт удобно разбивать на зоны Френеля ([1], §177, с. 286–288): фазы колебаний, возбуждаемых соседними зонами Френеля, различаются на π .



Условия дифракционных светового фронта содержит число зон минимумов в методе зон Френеля, световые волны ослабляют друг друга, Френеля

в точке наблюдения интенсивность равна нулю.

Условия дифракционных максимумов в методе зон Френеля

Если световой фронт содержит нечетное число зон Френеля, в точке наблюдения световые волны усиливают друг друга, интенсивность максимальна.

Радиус зон Френеля рассчитывается по формуле

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m \lambda}, \quad (8)$$

где a и b – расстояния от источника света S и от точки наблюдения P до фронта волны; m – номер зоны Френеля ($m = 1, 2, \dots$).

Если источник света и точка наблюдения находятся достаточно далеко от препятствия так, что дифракция происходит в параллельных лучах, наблюдают дифракцию Фраунгофера.

При дифракции Фраунгофера на щели ([1], §179) минимум интенсивности наблюдается, если

$$\boxed{b \sin \varphi = \pm m \lambda_0} \quad (m = 1, 2, 3 \dots) \quad (9)$$

Здесь b – ширина щели, φ – угол дифракции, т.е. угол между нормалью к диафрагме, содержащей щель, и направлением распространения вторичных когерентных лучей. В центре картины всегда наблюдается максимум:

При дифракции Фраунгофера на дифракционной решетке ([1], §180) максимум интенсивности наблюдается при условии:

Условие максимумов при дифракции на дифракционной решетке

$$d \sin \varphi = m \lambda_0 \quad m = 0, 1, 2 \dots \quad (10)$$

Здесь d – период решетки, φ – угол между направлениями на центральный максимум ($m = 0$) и на максимум порядка m .

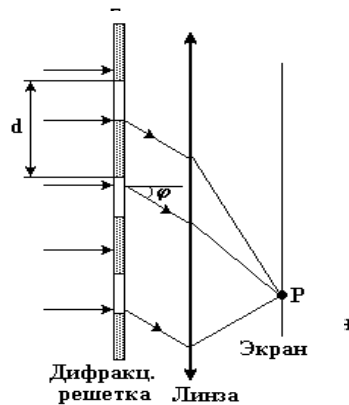
Угловая дисперсия дифракционной решетки

$$D = \frac{m}{d \cos \varphi} = \frac{\delta \varphi}{\delta \lambda_0}, \quad (11)$$

где $\delta \varphi$ – угловое расстояние между спектральными линиями, отличающимися на величину $\delta \lambda_0$ по длине волн. Линейная дисперсия дифракционной решетки

$$D = \frac{\delta l}{\delta \lambda_0}, \quad (12)$$

где δl – линейное расстояние на экране между спектральными линиями, отличающимися на величину $\delta \lambda_0$ по длине волн.



Разрешающая способность дифракционной решетки

$$R = mN = \frac{\lambda_0}{\delta\lambda_0}, \quad (13)$$

где N – общее число штрихов дифракционной решетки, $\delta\lambda_0$ – минимальная разность длин волн двух спектральных линий, при которой эти линии воспринимаются раздельно (см [1], §183, с. 295–296).

2.2. Рекомендации по решению задач (алгоритм решения)

1. Изобразить схематично ход лучей при дифракции для точки наблюдения P . Указать на схеме характерные параметры опыта (расстояния, углы и др.).
2. Записать условие максимума или минимума при дифракции (в зависимости от условий задачи).
3. Получить расчетную формулу.
4. Провести вычисления. Проанализировать полученный результат.

2.3. Примеры решения задач

Задача 1

Параллельный пучок монохроматического света с длиной волны $\lambda_0 = 600$ нм нормально падает на диафрагму с круглым отверстием радиусом $R = 0,6$ мм. В центре экрана, расположенного на расстоянии $b_1 = 18$ см от диафрагмы, наблюдается темное пятно.

На какое минимальное расстояние Δb , измеряемое вдоль оси перпендикулярной отверстию, нужно удалить экран, чтобы в центре его вновь наблюдалось темное пятно?

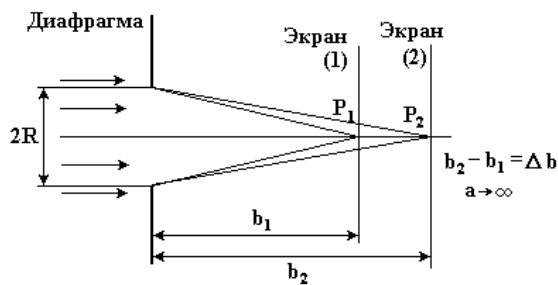
Дано:

$$\lambda_0 = 600 \text{ нм}$$

$$R = 0,6 \text{ мм}$$

$$b_1 = 18 \text{ см}$$

$$\Delta b = ?$$



1. На схеме изображены только крайние лучи из тех, которые формируют картину в точках наблюдения

2. По условию задачи имеем параллельный пучок света. Это означает, что $a \rightarrow \infty$ и формула (8) принимает вид

$$r^2 = \frac{ab\lambda_0}{a+b} m = \frac{b\lambda_0}{1+b/a} m \cong bm\lambda_0 \left(\frac{b}{a} \rightarrow 0 \right).$$

Учтем, что первоначально в центре экрана (в точке P_1) наблюдалось темное пятно (минимум при дифракции Френеля). Следовательно, в отверстии диафрагмы должно укладываться четное число зон Френеля:

$$R^2 = r_1^2 = b_1 m_1 \lambda_0, \quad \text{где } m_1 - \text{четное число.}$$

Чтобы после смещения экрана в положение 2 в центре его (в точке P_2) вновь наблюдалось бы темное пятно, число зон Френеля, укладывающихся в отверстии, должно измениться на 2, т.е. $m_2 = m_1 - 2$.

$$R^2 = r_2^2 = b_2 m_2 \lambda_0,$$

3. При заданных R, b_1, λ_0 можно найти $m_1 = \frac{R^2}{b_1 \lambda_0}$.

$$\text{Тогда } b_2 = \frac{R^2}{m_2 \lambda_0} = \frac{R^2}{\lambda_0 \left(\frac{R^2}{b_1 \lambda_0} - 2 \right)} \text{ и}$$

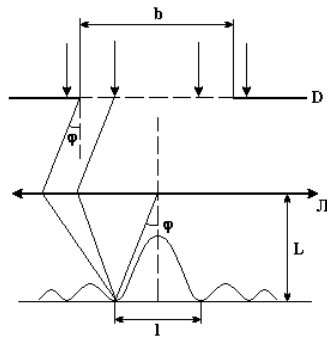
$$b_2 - b_1 = \frac{R^2}{\frac{R^2}{b_1} - 2\lambda_0} - b_1.$$

Окончательно получим для

$$\Delta b = b_2 - b_1 = \frac{2b_1^2 \lambda_0}{R^2 - 2b_1 \lambda_0}.$$

4. Найдем численное значение

$$\Delta b = \frac{2 \cdot 600 \cdot 10^{-9} \cdot 18^2 \cdot 10^{-4}}{(0,6)^2 10^{-6} - 2 \cdot 600 \cdot 10^{-9} \cdot 18 \cdot 10^{-2}} = 27 \cdot 10^{-2} \text{ м} = 27 \text{ см}.$$



Заметим, что задачи на применение метода зон Френеля традиционно нелегко усваиваются студентами. Поэтому советуем решить дополнительно задачи № 16.29, 16.32 [2], по ответам в конце сборника задач [2] даны пояснения.

Задача 2.

На щель в диафрагме падает нормально монохроматический свет с длиной волны $\lambda_0 = 600 \text{ нм}$. Дифракционная картина проецируется на экран с помощью лин-

зы, расстояние от линзы до экрана $L = 1$ м. Ширина центрального максимума на экране $l = 3$ см. Какова ширина щели?

1. Изобразим схему хода лучей при дифракции света на щели в параллельных лучах.

Здесь же изобразим график распределения интенсивности света при дифракции на щели. В центре картины наблюдается максимум света. Шириной центрального максимума считают расстояние l между ближайшими к нему дифракционными минимумами.

Дано:

$$\lambda_0 = 600 \text{ нм}$$

$$L = 1 \text{ м}$$

$$l = 3 \text{ см}$$

$$b = ?$$

2. Запишем условие минимума при дифракции Фраунгофера на щели (формула (9)):

$$b \sin \varphi = m \lambda_0, \quad m = 1 \text{ по условию задачи.}$$

3. Из схемы: $\frac{l}{2} = L \operatorname{tg} \varphi$ Для малых углов $\sin \varphi = \operatorname{tg} \varphi$.

$$\text{Тогда } \frac{l}{2} \cong L \sin \varphi = L \frac{\lambda_0}{b}; \quad b = \frac{L \lambda_0 2}{l}.$$

Расчетная формула $b = \frac{2L}{l} \lambda_0$.

$$4. b = \frac{2 \cdot 1 \cdot 600 \cdot 10^{-9}}{3 \cdot 10^{-2}} = 4 \cdot 10^{-5} \text{ м} = 0,04 \text{ мм}.$$

Заметим: при заданных размерах щели b и расстоянии от линзы до экрана L ширина центрального максимума l тем меньше, чем меньше длина волны λ_0 монохроматического света.

Задача 3

При нормальном падении на дифракционную решетку света от паров натрия желтая линия с длиной волны $\lambda_1 = 589$ нм наблюдается в спектре первого порядка ($m = 1$) под углом $\alpha = 7^\circ 30'$.

Оцените: а) период дифракционной решетки d ;

б) наибольший (предельный) порядок спектра $m_{\text{пр}}$ для линии $\lambda_1 = 589$ нм;

в) минимальную ширину решетки a_{min} , если известно, что в спектре первого порядка разрешены линии желтого дублета натрия ($\lambda_1 = 589$ нм и $\lambda_2 = 589,6$ нм);

г) угловое расстояние $\delta\gamma$ между линиями желтого дублета в спектре первого порядка.

1. Изобразим ход лучей при дифракции света на дифракционной решетке

Дано

$$\lambda_1 = 589 \text{ нм}$$

$$\lambda_2 = 589,6 \text{ нм}$$

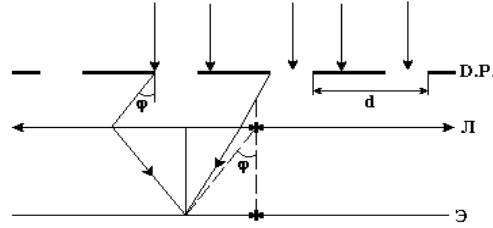
$$m = 1$$

$$d = ?$$

$$\gamma = 7^\circ 30'$$

$$m_{\text{пр}} = ?$$

$$a_{\text{мин}} = ? \quad \delta\gamma = ?$$



Освещение монохроматично, соответственно для любого $m \neq 0$ свет разлагается в спектр.

2. Запишем условия для дифракционных максимумов, формула (10):

$$d \sin \varphi = m \lambda_0$$

Нам придется также воспользоваться формулами (11) и (12) для дисперсии и разрешающей способности решетки:

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda_0} = \frac{m}{d \cos \varphi}; \quad R = mN = \frac{\lambda_0}{\delta\lambda_0}.$$

3. а) задано, что первая желтая линия дублета натрия наблюдается при $m = 1$ под углом φ . Это условие позволяет вычислить период решетки:

$$d \sin \varphi = m \lambda_1,$$

$$d = \frac{m \lambda_1}{\sin \varphi};$$

б) при оценке наибольшего (предельного) порядка спектра учтем, что угол дифракции $\alpha \leq 90^\circ$, $\sin \varphi \leq 1$. Подставив $\sin \varphi = 1$ в формулу (8), получим расчетную формулу для $m_{\text{пр}}$:

$$m_{\text{пр}} \leq \frac{d}{\lambda_1}.$$

в) по условиям задачи в спектре первого порядка разрешены линии желтого дублета $\lambda_1 = 589 \text{ нм}$, $\lambda_2 = 589,6 \text{ нм}$. Используем формулу для разрешающей способности решетки R . Разность длин волн спектральных линий

$$\delta\lambda_0 = \lambda_2 - \lambda_1, \quad \langle \lambda_0 \rangle = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}.$$

При известном m формула позволяет оценить N – общее число штрихов дифракционной решетки:

$$mN = \frac{\lambda_0}{\delta\lambda_0}; \quad N = \frac{\lambda_0}{m(\delta\lambda_0)}.$$

Зная N и d , найдем ширину решетки $a = Nd$.

Расчетная формула имеет вид

$$a_{\min} = \frac{\lambda_0 d}{m(\delta\lambda_0)};$$

г) для вычисления углового расстояния между желтыми линиями дублета воспользуемся формулой для угловой дисперсии:

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda_0} = \frac{m}{d \cos\varphi}, \quad \text{отсюда } \delta\varphi = \frac{m(\delta\lambda_0)}{d \cos\varphi}, \quad \text{при этом значение } \cos\varphi \text{ оценим для}$$

одной из линий дублета.

4. Вычислим искомые величины:

$$\text{а) } \sin\varphi = 0,130; \quad d = \frac{1 \cdot 589 \cdot 10^{-9}}{0,130} = 4500 \cdot 10^{-9} \text{ м} = 4,5 \text{ мкм};$$

$$\text{б) } m_{\text{пр}} \leq \frac{4,5 \cdot 10^{-6}}{589 \cdot 10^{-9}} = 7,64.$$

Наибольший (предельный) порядок спектра для желтой линии $m_{\text{пр}} = 7$;

$$\text{в) } \delta\lambda_0 = 589,6 - 589 = 0,6 \text{ нм};$$

$$\langle \lambda_0 \rangle = \frac{589,6 + 589}{2} = 589,3 \text{ нм};$$

$$a_{\min} = \frac{4,5 \cdot 10^{-6} \cdot 589 \cdot 10^{-9}}{1 \cdot 0,6 \cdot 10^{-9}} = 4,4 \cdot 10^{-3} \text{ м} = 4,4 \text{ мм};$$

$$\text{г) } \cos\varphi = 0,9915; \quad \delta\varphi = \frac{1 \cdot 0,6 \cdot 10^{-9}}{4,5 \cdot 10^{-6} \cdot 0,9915} = 0,134 \text{ рад} = 7,68^\circ.$$

Задача 4. Определить угол отклонения φ лучей зеленого света ($\lambda = 0,55 \text{ мкм}$) в спектре первого порядка, полученном с помощью дифракционной решетки, период которой $d = 0,020 \text{ мм}$.

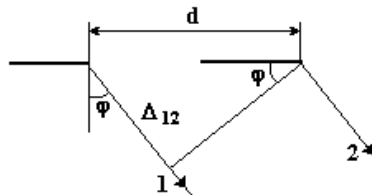
Дано:

$$\lambda = 0,55 \text{ мкм} = 5,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

$$m = 1$$

$$d = 0,020 \text{ мм} = 2,0 \cdot 10^{-5} \text{ м}$$

Найти φ .



Решение

Из рисунка видно, что оптическая разность хода Δ_{21} световых волн, идущих под углом дифракции φ , после прохождения дифракционной решетки равна

$$\Delta_{21} = d \sin \varphi. \quad (1)$$

Запишем условие максимального усиления световых волн, идущих под углом дифракции φ (под этим углом наблюдается максимум для зеленого света)

$$\Delta_{21} = m\lambda. \quad (2)$$

Тогда, учитывая выражения (1) и (2), получаем

$$d \sin \varphi = m\lambda.$$

Откуда $\sin \varphi = \frac{m\lambda}{d}$ и

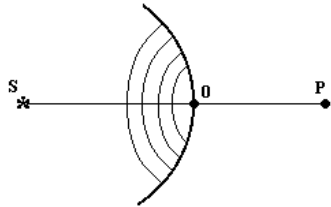
$$\varphi = \arcsin \frac{m\lambda}{d} = \arcsin \frac{1 \cdot 5,5 \cdot 10^{-7}}{2,0 \cdot 10^{-5}} = 1,6^\circ.$$

2.4. Вопросы и задачи для самоконтроля

1.1. Какие из перечисленных явлений характерны для дифракции света?

- 1) Изменение длины световой волны.
- 2) Пространственное разделение световых волн по их длинам.
- 4) Огибание световой волной краев непрозрачной преграды.
- 8) Пространственное перераспределение интенсивности световой волны.

1.2. На рисунках изображены зоны Френеля для сферической световой волны (S – точечный источник, P – точка наблюдения).



Укажите правильные утверждения.

При полностью открытом фронте волны ...

- 1) ... амплитуда суммарного колебания в точке P равна половине амплитуды колебаний, создаваемых в этой точке первой зоной Френеля.
- 2) ... во всех точках наблюдения на прямой

ОР интенсивность света отлична от нуля.

- 4) ... суммарная интенсивность света в точке P равна половине интенсивности, обусловленной первой зоной Френеля.
- 8) ... суммарная интенсивность света в точке P равна четверти интенсивности, обусловленной первой зоной Френеля.

1.3. Между точечным источником света и экраном помещен небольшой непрозрачный диск. Что наблюдается на экране?

- 1) Во всех точках экрана интенсивность нулевая.
- 2) На экране видны чередующиеся светлые и темные кольца, а в центре ко-лец – темное пятно.
- 4) Экран освещен, при этом к его краям интенсивность света возрастает.

8 На экране видны чередующиеся светлые и темные кольца, а в центре – светлое пятно.

1.4. На дифракционную решетку нормально падает монохроматический свет. Зависит ли число главных максимумов от ...

- 1 ... постоянной решетки?
 2 ... размеров решетки?
 4 ... длины волны падающего света?
 8 ... интенсивности световой волны?

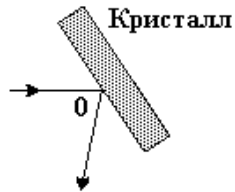
На какие вопросы Вы ответили "да"?

1.5. Монохроматический свет падает нормально на дифракционную решетку. В спектре второго порядка красная линия ($\lambda = 700$ нм) наблюдается под углом $\varphi_2 = 30^\circ$. Под каким углом φ_3 расположена фиолетовая линия в спектре третьего порядка? Каков наибольший порядок m спектра для красного света? Укажите сумму номеров ответов.

- 1 $\varphi_3 = 48^\circ$. 2 $\varphi_3 = 25^\circ$. 3 $\varphi_3 = 18^\circ$.
 4 $m = 4$. 8 $m = 6$. 12 $m = 3$.

1.6. В опыте по наблюдению дифракции монохроматической рентгеновской волны кристалл поворачивают вокруг оси 0, перпендикулярной плоскости рисунка.

1 Изменяется ли длина волны дифрагированного излучения?



- 2 Зависит ли число дифракционных максимумов от длины падающей волны?
 4 Зависит ли число дифракционных максимумов от амплитуды падающей волны?
 8 Зависит ли число дифракционных максимумов от межплоскостного расстояния?

На какие вопросы Вы ответили "да"?

1.7. Задача. Постоянная дифракционной решетки в $n = 4$ раза больше длины световой волны монохроматического света, нормально падающего на ее поверхность. Определить угол α между двумя первыми дифракционными максимумами.

- 1 14° . 2 29° . 4 20° . 8 58° .

1.8. Задача. На дифракционную решетку, содержащую $n = 400$ штрихов на 1 мм, падает нормально монохроматический свет ($\lambda = 0,5$ мкм). Найти общее число дифракционных максимумов, которое дает эта решетка.

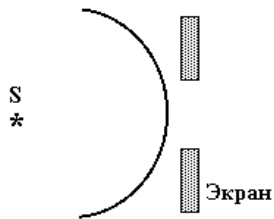
- 1 Девять.
 2 Восемь.
 4 Четыре.
 8 Три.

2.1. Какие из перечисленных явлений наблюдаются при прохождении света через узкую щель в непрозрачном экране?

- 1 Огибание световой волной краев щели.
 2 Изменение формы фронта световой волны.
 4 Пространственное перераспределение интенсивности света.
 8 Изменение ширины центрального максимума в зависимости от ширины щели.

2.2. Сферическая волна падает на круглое отверстие в непрозрачном экране. Укажите правильные утверждения.

1 Интенсивность света в точке Р зависит от расстояния между экраном и этой точкой.

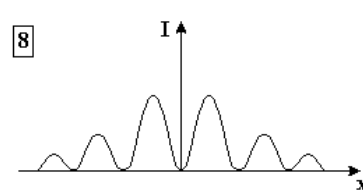
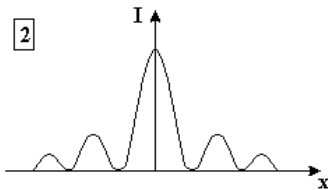
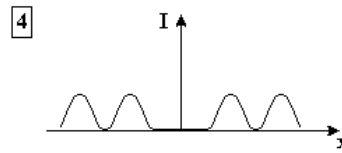
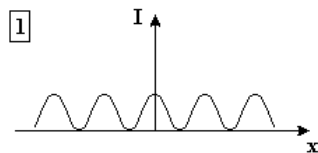


2 Интенсивность света в точке Р не изменится, если закрыть все четные зоны Френеля.

4 Интенсивность света в точке Р минимальна, если в отверстии укладывается четное число зон Френеля.

8 Интенсивность света в точке Р не изменится, если закрыть все нечетные зоны Френеля.

2.3. Между точечным источником света и экраном помещен непрозрачный диск. На каком рисунке качественно правильно изображено распределение интенсивности света I на экране?



2.4. Дифракционная решетка освещается монохроматическим светом. Как изменится дифракционная картина при увеличении периода решетки?

- 1 Увеличится число главных максимумов.
 2 Уменьшится угол наблюдения каждого максимума.
 4 Сократятся угловые расстояния между соседними максимумами.

8] Сместится нулевой максимум.

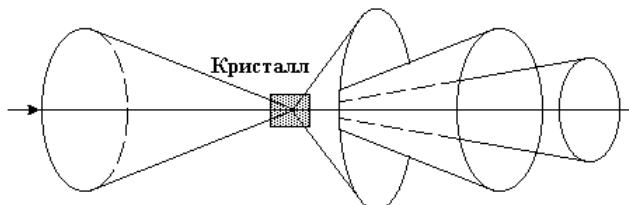
2.5. Свет падает нормально на дифракционную решетку. Фиолетовая линия ($\lambda_1 = 400$ нм) наблюдается в спектре первого порядка под углом $\varphi_1 = 8^{\circ}14'$. Определите период d дифракционной решетки и угол φ_2 , под которым наблюдается красная линия ($\lambda_2 = 700$ нм) в спектре второго порядка.

Укажите сумму номеров ответов.

- | | |
|-----------------------------|--------------------|
| 1] $\varphi_2 = 18^{\circ}$ | 4] $d = 4,2$ мкм. |
| 2] $\varphi_2 = 42^{\circ}$ | 8] $d = 2,8$ мкм. |
| 3] $\varphi_2 = 30^{\circ}$ | 12] $d = 6,6$ мкм. |

2.6. Монохроматическая рентгеновская волна рассеивается на поликристалле.

1] Верно ли, что различным конусам соответствуют разные межплоскостные расстояния в изучаемом веществе?



- 2] Зависят ли углы дифракции от длины волны?
4] Зависят ли углы дифракции от межатомных расстояний?
8] Зависят ли углы дифракции от интенсивности падающей волны?
На какие вопросы Вы ответили "да"?

2.7. Задача. На поверхность дифракционной решетки нормально падает монохроматический свет. Постоянная дифракционной решетки в 4,6 раза больше световой волны. Найти общее число дифракционных максимумов, которое теоретически возможно наблюдать в данном случае.

- | | |
|------------|------------|
| 1] Четыре. | 4] Девять. |
| 2] Восемь. | 8] Пять. |

2.8. Задача. Длина решетки $l = 15$ мм, период $(a + b) = 5$ мкм. В спектре какого наименьшего порядка получатся отдельные изображения двух спектральных линий с разностью длин волн $\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$, если линии лежат в крайней красной части спектра (от 7800 до 7000 \AA)?

- | | |
|------------|----------------|
| 1] Второго | 4] Четвертого. |
|------------|----------------|

2 Третьего

8 Пятого.

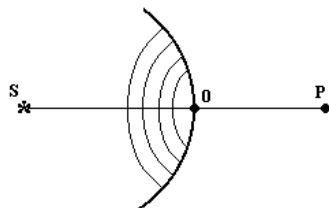
3.1. Какие из перечисленных явлений наблюдаются при дифракции света?

- 1 Сохранение формы фронта волны.
- 2 Появление светлого пятна за непрозрачной преградой.
- 4 Пространственное перераспределение энергии световой волны.
- 8 Разложение монохроматического света в спектр.

3.2. На рисунке изображены зоны Френеля для сферической световой волны (S – точечный источник света, P – точка наблюдения).

Укажите правильные утверждения.

При полностью открытом фронте волны в точке наблюдения P ...



- 1 ... суммарная интенсивность света равна интенсивности света, обусловленной первой зоной Френеля.
- 2 ... интенсивность света всегда отлична от нуля при любом конечном расстоянии между точками S и P .
- 4 ... суммарная интенсивность света равна четверти интенсивности, обусловленной первой зоной Френеля.
- 8 ... размеры зон Френеля изменятся,

если сместить точку P .

3.3. Сферическая световая волна падает на круглое отверстие в непрозрачном экране. Точка наблюдения P находится против отверстия.

Какие утверждения Вы считаете правильными ?

- 1 С удалением от экрана точки наблюдения P число зон Френеля, укладываемых в отверстие, уменьшается.
- 2 С удалением точки наблюдения P число зон Френеля, укладываемых в отверстие, не изменится.
- 4 В точке наблюдения интенсивность света может оказаться близкой к нулю.
- 8 Расстояние от точки наблюдения до соответствующих краев двух соседних зон Френеля отличается на половину длины волны.

3.4. Дифракционная решетка освещается белым светом. Укажите правильные утверждения.

- 1 В спектре каждого порядка ближе к центральному максимуму расположена фиолетовая граница спектра.

- В максимуме нулевого порядка не наблюдается разложения света в спектр.
- Спектр первого порядка "растянут" больше, чем спектр второго порядка.
- Спектры высоких порядков могут частично перекрываться.

3.5. На дифракционную решетку, содержащую 500 штрихов на миллиметр, падает нормально синий свет ($\lambda = 4,4 \cdot 10^{-7}$ м). Определите общее число n дифракционных максимумов и угол φ , под которым наблюдается максимум наибольшего порядка.

Укажите сумму номеров ответов.

- | | |
|-------------------------------------|---|
| <input type="checkbox"/> $n = 11$. | <input type="checkbox"/> $\varphi = 90^\circ$. |
| <input type="checkbox"/> $n = 9$. | <input type="checkbox"/> $\varphi = 77^\circ$. |
| <input type="checkbox"/> $n = 5$. | <input type="checkbox"/> $\varphi = 62^\circ$. |

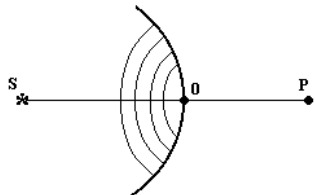
3.6. На какие вопросы о дифракции рентгеновских лучей в кристалле Вы ответите "да"?

- Изменится ли длина волны при дифракции?
- Зависит ли угол θ , соответствующий максимуму интенсивности, от частоты волны?
- Зависит ли этот угол от расстояния между атомными плоскостями?
- Зависит ли этот угол от интенсивности падающей волны?

3.7. Задача. На дифракционную решетку падает нормально параллельный пучок лучей белого света. Спектры третьего и четвертого порядков частично накладываются друг на друга. На какую длину волны в спектре четвертого порядка накладывается граница ($\lambda = 780$ нм) спектра третьего порядка?

- | | |
|----------------------------------|----------------------------------|
| <input type="checkbox"/> 620 нм. | <input type="checkbox"/> 292 нм. |
| <input type="checkbox"/> 390 нм. | <input type="checkbox"/> 585 нм. |

3.8. Задача. При нормальном падении света на прозрачную дифракционную решетку ширины 10 мм обнаружено, что компоненты желтой линии натрия (589,0 и 589,6 нм) оказываются разрешенными, начиная с пятого порядка спектра. При какой ширине решетки с таким периодом можно разрешить в третьем порядке дублет спектральной линии с $\lambda = 460,0$ нм, компоненты которого отличаются на 0,13 нм?



- | | |
|--------------------------------|--------------------------------|
| <input type="checkbox"/> 8 см. | <input type="checkbox"/> 6 см. |
| <input type="checkbox"/> 4 см. | <input type="checkbox"/> 3 см. |

4.1. Какие из перечисленных явлений наблюдаются при дифракции света?

- 1 Изменение частоты световой волны.
- 2 Пространственное перераспределение энергии световой волны.
- 4 Изменение направления распространения световой волны.
- 8 Разложение белого света в спектр.

4.2. На рисунке изображены зоны Френеля для сферической световой волны (S – точечный источник света, P – точка наблюдения).

Какие утверждения Вы считаете правильными?

- 1 Амплитуды колебаний, возбуждаемых в точке P волнами от различных зон, неодинаковы.
- 2 Волны от двух соседних зон Френеля приходят в точку P в противоположных фазах.
- 4 Интенсивность света в точке P уменьшится, если перекрыть все нечетные зоны Френеля.
- 8 В отсутствие преграды интенсивность света в точке P пропорциональна $(A_1/2)^2$, где A_1 – амплитуда колебаний точек центральной зоны.

4.3. Между точечным источником света и точкой наблюдения поместили непрозрачный круглый экран, закрывающий для точки наблюдения первую зону Френеля.

Как изменится при этом интенсивность света в точке наблюдения по сравнению с полностью открытым фронтом волны?

- 1 Не изменится.
- 2 Уменьшится.
- 4 Возрастет.
- 8 Станет равной нулю.

4.4. Дифракционная решетка освещается белым светом.

Укажите правильные утверждения.

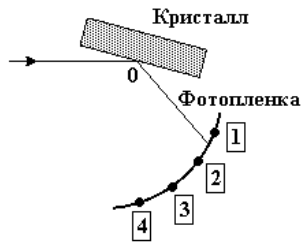
- 1 Максимумы нулевого порядка для всех длин волн совпадают.
- 2 В максимумах всех порядков, кроме нулевого, наблюдается разложение в спектр.
- 4 Спектры различных порядков не могут перекрываться.
- 8 В спектре данного порядка красная линия наблюдается под большим углом, чем фиолетовая.

4.5. На дифракционную решетку, имеющую период $d = 2$ мкм, падает нормально фиолетовый свет ($\lambda = 4 \cdot 10^{-7}$ м). Определите наибольший порядок m спектра и число штрихов N , приходящихся на 1 мм решетки.

Укажите сумму номеров ответов.

- 1 $m = 5$.
- 2 $m = 10$.
- 3 $m = 4$.
- 4 $N = 1000$.
- 8 $N = 200$.
- 12 $N = 500$.

4.6. На грань кристалла падает сплошное ("белое") рентгеновское излучение.



Кристалл поворачивается вокруг оси 0, перпендикулярной к плоскости рисунка, и рассеянное излучение регистрируется на фотопленку. Какая точка спектра первого порядка будет соответствовать наибольшей длине волны?

4.7. Задача. Постоянная дифракционной решетки $d = 4$ мкм. На решетку падает нормально свет с длиной волны $\lambda = 0,59$ мкм. Максимумы какого наибольшего порядка дает эта решетка?

- 1 Третьего. 4 Четвертого.
 2 Седьмого. 8 Шестого.

4.8. Задача. Какое наименьшее число штрихов должна содержать решетка, чтобы в спектре второго порядка можно было видеть раздельно две желтые линии натрия с длинами волн $\lambda_1 = 589,0$ нм и $\lambda_2 = 589,6$ нм?

- 1 982. 4 600.
 2 700. 8 491.

2.5. Ответы на вопросы для самоконтроля по теме «Дифракция света»

- 1.1. 14; $2 + 4 + 8 = 14$.
 1.2. 11; $1 + 2 + 8 = 11$.
 1.3. 8.
 1.4. 5; $d \sin \varphi = k \lambda$; $1 + 4 = 5$.
 1.5. 6; $d \sin 30^\circ = 2 \cdot 700$; $d = 4 \cdot 700$ нм.
 $4 \cdot 700 \sin \varphi = 3 \cdot 400$; $\sin \varphi = \frac{12}{28} \cong 0,4$; $\varphi \approx 25^\circ$ 2
 $K_{\max} = \frac{d}{\lambda_{кр}} = \frac{2800}{700} = \text{ 4}$, $2 + 4 = \text{ 6}$
 1.6. 10; $2d \sin \theta = K \lambda$, $2 + 8 = 10$.
 2.1. 15; $1 + 2 + 4 + 8 = 15$.
 2.2. 5; $m = \frac{\rho^2}{\lambda} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{r_0} \right)$, $1 + 4 = 5$.

2.3. [2]; В центре – светлое пятно.

2.4. [7]; $d \sin \theta = K \lambda$, $1 + 2 + 4 = 7$.

2.5. [11]; $d \sin \theta = K \lambda$, $d = \frac{1 \cdot 0,4 \cdot 10^{-6}}{\sin 8^{\circ} 14'} = 2,8 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, [8].

$$\sin \theta = \frac{2 \cdot 0,7 \cdot 10^{-6}}{2,8 \cdot 10^{-6}} = 0,5, \quad \theta = 30^{\circ}, \quad [3].$$

2.6. [7]; $1 + 2 + 4 = 7$.
 $2d \sin \theta = K \lambda$.

3.1. [14]; $2 + 4 + 8 = 14$.

3.2. [14]; $2 + 4 + 8 = 14$.

3.3. [13]; 1) $r_{\theta} \uparrow$ $m \downarrow$ Да. 2) Нет, изменится.
4) Да, если m – четное. 8) Да. $1 + 4 + 8 = 13$.

3.4. [11]; $1 + 2 + 8 = 11$.

3.5. [14]; $d \sin \theta = K \lambda$, $d = \frac{1}{500} \text{ мм} = 0,2 \cdot 10^{-6} \text{ мм} = 0,2 \cdot 10^{-5} \text{ м}$.

$$K_{\max} = \frac{0,2 \cdot 10^{-5}}{4,4 \cdot 10^{-7}} = \frac{20}{44} = 4,5 \approx 4, \quad n = 2 \cdot 4 + 1 = 9, \quad [2].$$

$$\sin \theta = \frac{4 \cdot 4,4 \cdot 10^{-7}}{0,2 \cdot 10^{-5}} = 0,88, \quad \theta \approx 62^{\circ}, \quad [12], \quad 2 + 12 = 14.$$

3.6. [6]; $\lambda v = C$, $2 + 4 = 6$.

4.1. [14]; $2 + 4 + 8 = 14$.

4.2. [11]; $1 + 2 + 8 = 11$.

4.3. [2];

4.4. [11]; $1 + 2 + 8 = 11$.

4.5. [13]; $K_{\max} = \frac{2 \cdot 10^{-6}}{4 \cdot 10^{-7}} = 5$, [1].

$$N = \frac{1}{d} = \frac{1 \text{ мм}}{2 \cdot 10^{-6} \cdot 10^3} = \frac{10^3}{2} = 500 \frac{1}{\text{мм}}, \quad [12], \quad 1 + 12 = 13.$$

4.6. [4]; $2d \sin \theta = K \lambda$, $K = 1$, $\lambda \uparrow$, $d = \text{const}$, $\theta \uparrow$, $\sin \theta \uparrow$, [4].

2.6. Ответы на задачи для самоконтроля по теме «Дифракция света»

- 1.7. [2]; $d \sin \varphi = K\lambda$, $4\lambda \cdot \sin \varphi = 1\lambda$, $\sin \varphi = 0,25$, $\varphi \approx 14^{\circ}30'$, $2\varphi = 29^{\circ}$.
- 1.8. [1]; $d \sin \varphi = K\lambda$, $d = \frac{1 \text{ мм}}{n}$, $K_{\max} = \frac{1}{n} \cdot 1 \cdot \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{400 \cdot 10^3 \cdot 0,6 \cdot 10^{-6}} = 4,17 = 4$.
- 2.7. [4]; $4,6 \lambda \sin \varphi = K\lambda$, $K_{\max} = 4,6 = 4$, $n = 2 \cdot 4 + 1 = 9$.
- 2.8. [2]; $KN = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\Delta \lambda}$, $N = \frac{l}{d}$,

$$K = \frac{\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}}{\Delta \lambda l} = \frac{\frac{7800 + 7000}{2} \cdot 5 \cdot 10^{-6}}{1 \cdot 15 \cdot 10^{-3}} = \frac{7,4 \cdot 5}{15} = 2,47 = 2$$
.
- 3.7. [8]; $\left. \begin{array}{l} d \sin \varphi = 3 \cdot 780 \text{ нм} \\ d \sin \varphi = 4 \cdot x \text{ нм} \end{array} \right\} x = \frac{3}{4} 780 \text{ нм} = 585 \text{ нм}$.
- 3.8. [4]; $K \frac{l}{d} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\Delta \lambda} \Rightarrow d = \frac{K l \Delta \lambda}{\lambda_1 + \lambda_2} = \frac{5 \cdot 10 \cdot 10^{-3} \cdot 0,6}{589,3} = 5,09 \cdot 10^{-5} \text{ м}$.
- $K_1 \frac{l_1}{d} = \frac{\lambda'_1 + \lambda'_2}{\Delta \lambda'}$ $\Rightarrow l_1 = \frac{\lambda'_1 + \lambda'_2}{\Delta \lambda' K_1} d = \frac{460 \cdot 5,09 \cdot 10^{-5}}{0,13 \cdot 3} = 0,06 \text{ м}$.
- 4.7. [8]; $d \sin \varphi = K\lambda$, $K_{\max} = \frac{d}{\lambda} = \frac{4}{0,58} = 6,89 = 6$.
- 4.8. [8]; $K \frac{l}{d} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\Delta \lambda} = KN$, $N = \frac{589,3}{0,6 \cdot 2} = 491$.

2.7. Задачи для самостоятельного решения

Дифракция Френеля на круглом отверстии и диске – 16.28, 16.31–16.33.

16.28. Свет от монохроматического источника ($\lambda = 600 \text{ нм}$) падает нормально на диафрагму с диаметром отверстия $d = 6 \text{ мм}$. За диафрагмой на расстоянии $l = 3 \text{ м}$ от нее находится экран. Какое число K зон Френеля укладывается в отверстии диафрагмы? Каким будет центр дифракционной картины на экране: темным или светлым?

Ответ: $K = 5$, центр – светлый.

16.31. Дифракционная картина наблюдается на расстоянии l от точечного источника монохроматического света ($\lambda = 600 \text{ нм}$). На расстоянии $a = 0,5 \text{ л}$ от

источника помещена круглая непрозрачная преграда диаметром $D = 1$ см. Найти расстояние l , если преграда закрывает только центральную зону Френеля.

Ответ: $l = 167$ м.

16.32. Дифракционная картина наблюдается на расстоянии $l = 4$ м от точечного источника монохроматического света ($\lambda = 500$ нм). Посередине между экраном и источником света помещена диафрагма с круглым отверстием. При каком радиусе R отверстия центр дифракционных колец, наблюдаемых на экране, будет наиболее темным?

Ответ: $R = 1$ мм.

16.33. На диафрагму с диаметром отверстия $D = 1,96$ мм падает нормально параллельный пучок монохроматического света ($\lambda = 600$ нм). При каком наибольшем расстоянии l между диафрагмой и экраном в центре дифракционной картины еще будет наблюдаться темное пятно?

Ответ: $l = 0,8$ мм.

Дифракция в параллельных лучах (дифракция Фраунгофера) на одной щели, на дифракционной решетке – 16.35, 16.36, 16.39, 16.42, 16.45.

16.35. На щель шириной $a = 20$ мкм падает нормально параллельный пучок монохроматического света ($\lambda = 500$ нм). Найти ширину A изображения щели на экране, удаленной от щели на расстояние $l = 1$ м.

Шириной изображения считать расстояние между первыми дифракционными минимумами, расположенными по обе стороны от главного максимума освещенности.

Ответ: $A = 5$ см.

16.36. На щель шириной $a = 6 \lambda$ падает нормально параллельный пучок монохроматического света с длиной волны λ . Под каким углом φ будет наблюдаться третий дифракционный минимум света?

Ответ: $\varphi = 30^\circ$.

16.39. На дифракционную решетку нормально падает пучок света. Натриевая линия ($\lambda_1 = 589$ нм) дает в спектре первого порядка угол дифракции $\varphi_1 = 17^\circ 8'$. Некоторая линия дает в спектре второго порядка угол дифракции $\varphi_2 = 24^\circ 12'$. Найти длину волны λ_2 этой линии и число штрихов N_0 на единицу длины решетки.

Ответ: $\lambda_2 = 409,9$ нм, $N_0 = 500$ мм⁻¹.

16.42. На дифракционную решетку нормально падает пучок света от разрядной трубки, наполненной гелием. На какую линию λ_2 в спектре третьего порядка накладывается красная линия гелия ($\lambda_1 = 670$ нм) спектра второго порядка?

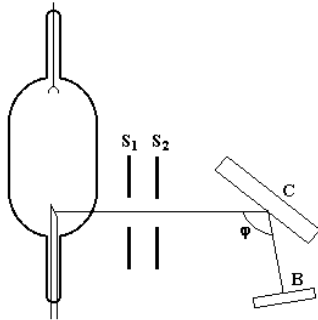
Ответ: $\lambda_2 = 447$ нм – синяя линия спектра гелия.

16.45. На дифракционную решетку нормально падает пучок монохроматического света. Максимум третьего порядка наблюдается под углом $\varphi = 36^{\circ}48'$ к нормали. Найти постоянную d решетки, выраженную в длинах волн падающего света.

Ответ: $d = 5\lambda$.

Дифракция на пространственной решетке. Формула Вульфа–Брэггов – 20.24, 20.25.

20.24. На рисунке изображена установка для наблюдения дифракции рентгеновского излучения. При вращении кристалла С только тот луч будет отражаться на фотографическую пластинку В, длина волны которого удовлетворяет уравнению Вульфа–Брэггов. При каком наименьшем угле скольжения θ между плоскостью кристалла и пучком рентгеновских лучей были отражены рентгеновские лучи с длиной волны $\lambda = 20$ нм? Постоянная решетки кристалла $d = 303$ пм.



Ответ: $\sin \theta = \frac{\lambda}{2d} = 0,033$ и $\theta = 1^{\circ}54'$.

20.25. Найти постоянную решетки d каменной соли, зная молярную массу $M = 0,058$ кг/моль каменной соли и ее плотность $\rho = 2,2 \cdot 10^3$ кг/м³. Кристаллы каменной соли обладают простой кубической структурой.

Ответ: $d = \sqrt[3]{V_1} = \sqrt[3]{\frac{M}{2\rho N_A}} = 281$ Пм.

3. Методические указания по выполнению домашних контрольных заданий

3.1. Оформление задания

Ответы по теории и решения задач оформляются в отдельной тонкой тетради с полями слева (30 см) и титульным листом по форме

Министерство образования Российской Федерации УГТУ – УПИ Кафедра физики (Название задания) Вариант № _____ Студент(ка) _____ Группа _____ Шифр (№ студенческого билета) _____ Дата выполнения задания _____ Отметка о зачете _____ Екатеринбург 2000
--

Ответ на каждый теоретический вопрос обосновывается с привлечением соответствующего материала (формулы, графики, рассуждения) и уже затем записывается в цифровом виде. После ответов на все вопросы задания (включая и решение задач) результаты ответов в цифровом виде выписываются на отдельном листе и все вместе сдаются на проверку.

3.2. Формы отчета о решении задач

Номер задачи.

Дословный текст задачи

Дано:

_____ (в системе СИ)
Схематический чертеж

Найти ...

Решение: а) получение основной расчетной формулы;
б) вычисление в системе СИ;
в) ответ и его обсуждение.

Для заметок

Для заметок

ФИЗИКА: ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

Евгений Самойлович Левин

Редактор издательства Л.Ю. Козьяичева

ЛР № 071750 от 2 ноября 1998 г.

Подписано в печать 17.02.2006	Формат 60*84 1/16		
Бумага типографская	Офсетная печать	Усл. печ. л. 4,48	
Уч. – изд. л. 4,02	Тираж	Заказ	Цена «С»

ООО «Издательство УМЦ УПИ»
620002, Екатеринбург, ул. Мира, 17