

Волновая оптика

Данное методическое пособие написано для одиннадцатиклассников. Оно охватывает следующие темы единого госэкзамена по физике: *интерференция света, дифракция света, дифракционная решётка, дисперсия света.*

Пособие содержит также некоторый дополнительный материал, не входящий в кодификатор ЕГЭ (но входящий в школьную программу!). Этот материал позволяет лучше понять рассматриваемые темы.

Содержание

1	Введение	2
2	Принцип Гюйгенса	3
2.1	Волновые поверхности и лучи	3
2.2	Сферическая волна	4
2.3	Плоская волна	5
2.4	Вторичные волны	5
2.5	Вывод закона отражения	7
2.6	Вывод закона преломления	8
3	Интерференция волн	10
3.1	Сложение колебаний	10
3.2	Интенсивность волны	11
3.3	Когерентные источники	12
3.4	Условие максимума и минимума	12
3.5	Интерференционная картина	13
3.6	Схема Юнга	15
4	Интерференция света	17
4.1	Усреднение интенсивности	17
4.2	Некогерентность независимых источников	17
4.3	Зеркала Френеля	19
4.4	Интерференция в тонких плёнках	20
4.5	Кольца Ньютона	21
4.6	Просветление оптики	23
5	Дифракция света	25
5.1	Принцип Гюйгенса–Френеля	26
5.2	Опыт Юнга	27
5.3	Дифракционная решётка	28
5.4	Дифракционная решётка как спектральный прибор	31
6	Дисперсия света	33
6.1	Опыт Ньютона	33
6.2	Хроматическая aberrация	34

1 Введение

Волновая оптика (или, как ещё говорят, *физическая оптика*) рассматривает свет как электромагнитные волны. Явления интерференции и дифракции света служат опытным подтверждением его волновой природы.

Геометрическая оптика есть предельный случай волновой оптики. Геометрическая оптика — приближённая теория; она работает тем лучше, чем меньше длина световой волны по сравнению с характерными размерами препятствий. Волновая оптика объясняет законы геометрической оптики и устанавливает границы их применимости.

Так, в приближении геометрической оптики справедлив закон прямолинейного распространения света, но удовлетворительно работает он лишь вдали от краёв препятствий. Вблизи края наблюдается *дифракция света* — изменение направления световых лучей и их проникновение в область геометрической тени. Объяснение закона прямолинейного распространения света даётся в рамках теории дифракции и выходит за рамки школьной программы.

Имеются отступления и от закона независимости световых лучей. А именно, при некоторых условиях освещённость, создаваемая несколькими световыми пучками, не равна сумме освещённостей, вносимых каждым пучком в отдельности, и может принимать как большее, так и меньше значения. В этом состоит явление *интерференции света*. При интерференции вместо равномерной освещённости экрана наблюдается интерференционная картина — чередование светлых и тёмных участков пространства.

На огромной шкале электромагнитных волн диапазон видимого света занимает весьма узкий промежуток: длины волн видимого диапазона принимают значения примерно от 380 нм (фиолетовый участок спектра) до 780 нм (красный участок). *Дисперсия света*, то есть различная преломляемость лучей разного цвета на одной и той же границе, была исследована ещё Ньютоном. Но появление теории дисперсии, выясняющей характер зависимости показателя преломления среды от частоты электромагнитных волн, оказалось возможным лишь после создания электродинамики Максвелла.

Волновая оптика — обширная и непростая наука; сколько-нибудь полное изложение волновой оптики возможно лишь в рамках вузовского курса физики¹. В данном пособии затрагиваются лишь те вопросы, которые необходимы для адекватного восприятия школьной программы и успешного выполнения соответствующих заданий ЕГЭ по физике.

¹Достаточно сказать, что в знаменитом физтеховском пятитомнике Д. В. Сивухина «Общий курс физики» четвёртый том «Оптика» является самым толстым из всех томов.

2 Принцип Гюйгенса

Базовым утверждением волновой оптики является *принцип Гюйгенса*. Законы отражения и преломления света получаются из него в качестве следствий.

Принцип Гюйгенса в его исходной формулировке не смог объяснить дифракцию и, в частности, закон прямолинейного распространения света. Впоследствии он был дополнен важной идеей Френеля об интерференции вторичных волн. Принцип Гюйгенса–Френеля — это мощный инструмент волновой оптики; мы рассмотрим его в разделе «Дифракция света».

Данный раздел посвящён «чистому» принципу Гюйгенса (т. е. без дополнения Френеля).

2.1 Волновые поверхности и лучи

Представьте себе маленькую лампочку, которая даёт частые периодические вспышки. Каждая вспышка порождает расходящуюся световую волну в виде расширяющейся сферы (с центром в лампочке). Остановим время — и увидим остановившиеся в пространстве световые сферы, образованные вспышками в различные предшествующие моменты времени.

Эти сферы — так называемые волновые поверхности. Заметьте, что лучи, идущие от лампочки, перпендикулярны волновым поверхностям.

Чтобы дать строгое определение волновой поверхности, давайте вспомним сначала, что такое фаза колебаний. Пусть величина x совершает гармонические колебания по закону:

$$x = A \cos(\omega t + \varphi_0).$$

Так вот, *фаза* — это величина $\varphi = \omega t + \varphi_0$, которая является аргументом косинуса. Фаза, как видим, линейно возрастает со временем. Значение фазы при $t = 0$ равно φ_0 и называется *начальной фазой*.

Вспомним также, что волна представляет собой распространение колебаний в пространстве. В случае механических волн это будут колебания частиц упругой среды, в случае электромагнитных волн — колебания векторов напряжённости электрического поля и индукции магнитного поля.

Вне зависимости от того, какие волны рассматриваются, мы можем сказать, что в каждой точке пространства, захваченной волновым процессом, происходят колебания некоторой величины; такой величиной является набор координат колеблющейся частицы в случае механической волны или набор координат векторов, описывающих электрическое и магнитное поля в электромагнитной волне.

Фазы колебаний в двух различных точках пространства, вообще говоря, имеют разное значение. Интерес представляют множества точек, в которых фаза одна и та же. Оказывается, совокупность точек, в которых фаза колебаний в данный момент времени имеет фиксированное значение, образует двумерную поверхность в пространстве.

Определение. *Волновая поверхность — это множество всех точек пространства, в которых фаза колебаний в данный момент времени имеет одно и то же значение.*

Коротко говоря, волновая поверхность есть поверхность постоянной фазы. Каждому значению фазы отвечает своя волновая поверхность. Набору различных значений фазы соответствует семейство волновых поверхностей.

С течением времени фаза в каждой точке меняется, и волновая поверхность, отвечающая фиксированному значению фазы, перемещается в пространстве. Следовательно, распространение волн можно рассматривать как движение волновых поверхностей! Тем самым в нашем распоряжении оказываются удобные геометрические образы для описания физических волновых процессов.

Например, если точечный источник света находится в прозрачной однородной среде, то волновые поверхности являются концентрическими сферами с общим центром в источнике. Распространение света выглядит как расширение этих сфер. Мы это уже видели выше в ситуации с лампочкой.

Через каждую точку пространства в данный момент времени может проходить только одна волновая поверхность. В самом деле, если предположить, что через точку A проходят две волновых поверхности, отвечающие различным значениям фазы φ_1 и φ_2 , то немедленно получим противоречие: фаза колебаний в точке A окажется одновременно равна этим двум различным числам.

Коль скоро через точку A проходит единственная волновая поверхность, то однозначно определено и направление перпендикуляра к волновой поверхности в данной точке.

Определение. Луч — это линия в пространстве, которая в каждой своей точке перпендикулярна волновой поверхности, проходящей через эту точку.

Иными словами, луч есть общий перпендикуляр к семейству волновых поверхностей. Направление луча — это направление распространения волны. Вдоль лучей осуществляется перенос энергии волны от одних точек пространства к другим.

По мере распространения волны происходит перемещение границы, которая разделяет область пространства, захваченную волновым процессом, и невозмущённую пока ещё область. Эта граница называется *волновым фронтом*. Таким образом, волновой фронт — это множество всех точек пространства, которых достиг колебательный процесс в данный момент времени. Волновой фронт есть частный случай волновой поверхности; это, если можно так выразиться, «самая первая» волновая поверхность.

К наиболее простым видам геометрических поверхностей относятся сфера и плоскость. Соответственно, имеем два важных случая волновых процессов с волновыми поверхностями такой формы — это сферические и плоские волны.

2.2 Сферическая волна

Волна называется *сферической*, если её волновые поверхности — сферы (рис. 1).

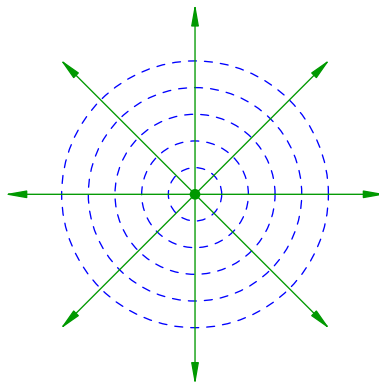


Рис. 1. Сферическая волна

Волновые поверхности показаны синим пунктиром, а зелёные радиальные стрелки — это лучи, перпендикулярные волновым поверхностям.

Понятие сферической волны оказывается чрезвычайно полезным. В самом деле, возьмём прозрачную однородную среду, физические свойства которой одинаковы вдоль всех направлений. Точечный источник света, помещённый в такую среду, излучает сферические волны (это понятно — ведь свет пойдёт в каждом направлении с одинаковой скоростью, так что любая волновая поверхность будет сферой). Ну а протяжённый источник света можно рассматривать

как совокупность точечных источников, и наложение сферических волн этих источников даст общую световую волну, идущую от протяжённого источника.

Кроме того, обсуждаемые ниже вторичные волны (центральное понятие принципа Гюйгенса) являются именно сферическими.

2.3 Плоская волна

Волна называется *плоской*, если её волновые поверхности — плоскости (рис. 2).

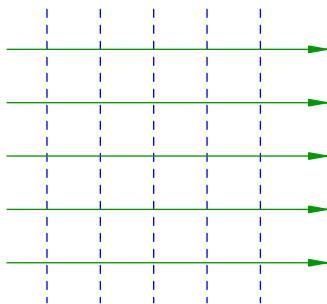


Рис. 2. Плоская волна

Синим пунктиром показаны параллельные плоскости, являющиеся волновыми поверхностями. Лучи — зелёные стрелки — снова оказываются прямыми линиями.

Плоская волна — одна из важнейших идеализаций волновой теории; математически она описывается наиболее просто. Этой идеализацией можно пользоваться, например, когда мы находимся на достаточно большом расстоянии от источника. Тогда в окрестности точки наблюдения можно пренебречь искривлением сферической волновой поверхности и считать волну приблизительно плоской.

В дальнейшем, выводя законы отражения и преломления из принципа Гюйгенса, мы будем использовать именно плоские волны. Но сначала разберёмся с самим принципом Гюйгенса.

2.4 Вторичные волны

Мы говорили выше, что распространение волн удобно представлять себе как движение волновых поверхностей. Но согласно каким правилам перемещаются волновые поверхности? Иными словами — как, зная положение волновой поверхности в данный момент времени, определить её положение в следующий момент?

Ответ на этот вопрос даёт принцип Гюйгенса — ключевое утверждение волновой теории света. Принцип Гюйгенса имеет весьма общую формулировку и равным образом справедлив как для механических, так и для электромагнитных волн.

Вначале, чтобы лучше понять идею Гюйгенса, давайте рассмотрим такой пример. Бросим в воду горсть камней. От каждого камня пойдёт круговая волна с центром в точке падения камня. Эти круговые волны, накладываясь друг на друга, создадут общую волновую картину на поверхности воды. Важно то, что все круговые волны и порождённая ими волновая картина будут существовать и после того, как камни опустятся на дно. Стало быть, непосредственной причиной исходных круговых волн служат не сами камни, а *локальные возмущения* поверхности воды в тех местах, куда камни упали. Именно локальные возмущения сами по себе являются источниками расходящихся круговых волн и формирующейся волновой картины, и уже не столь важно, что конкретно послужило причиной каждого из этих возмущений — камень ли, поплавок или какой-то иной объект. Для описания последующего волнового процесса существенно только то, что в начальный момент времени в определённых точках поверхности воды возникли круговые волны.

Так вот, основная идея Гюйгенса состояла в том, что локальные возмущения могут порождаться не только посторонними объектами типа камня или поплавок, но также и распространяющейся в пространстве волной!

Принцип Гюйгенса. *Каждая точка пространства, вовлечённая в волновой процесс, сама становится источником сферических волн.*

Эти сферические волны, распространяющиеся во все стороны от каждой точки волнового возмущения, называются *вторичными волнами*. Последующая эволюция волнового процесса состоит в наложении вторичных волн, испущенных всеми точками, до которых волновой процесс уже успел добраться.

И вот тут возникает самый главный вопрос: а что такое «наложение вторичных волн»? Что представляет собой с физической точки зрения этот процесс и как он описывается математически?

Чёткий ответ был дан Френелем в 1815 году: вторичные волны интерферируют друг с другом, и наблюдаемый волновой процесс есть результат интерференции вторичных волн. Френель разработал математический способ нахождения суммарного волнового поля (метод зон Френеля), а модифицированный Френелем принцип Гюйгенса с тех пор называется принципом Гюйгенса–Френеля.

Но сам Гюйгенс сформулировал свой принцип в 1678 году, когда об интерференции волн ещё не было ничего известно. Гюйгенс предложил лишь геометрический рецепт построения волновой поверхности в момент времени $t + \Delta t$ по известному её положению в текущий момент времени t (рис. 3).

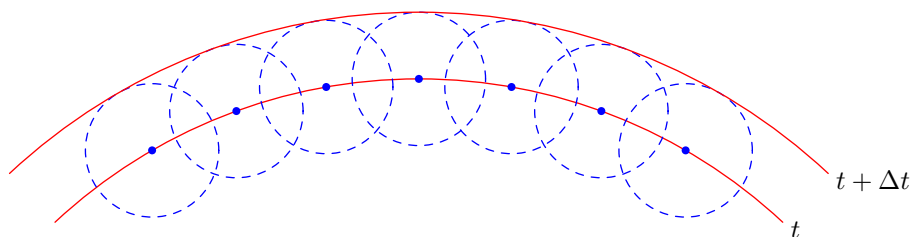


Рис. 3. Принцип Гюйгенса: движение волновых поверхностей

Именно, каждую точку исходной волновой поверхности мы рассматриваем как источник вторичных волн. За время Δt вторичные волны пройдут расстояние $c\Delta t$, где c — скорость волны. Из каждой точки старой волновой поверхности строим сферы радиуса $c\Delta t$; новая волновая поверхность будет *касательной* ко всем этим сферам².

Этот геометрический рецепт мы и называем «чистым» принципом Гюйгенса.

Конечно, для построения волновой поверхности мы не обязаны брать вторичные волны, испущенные точками, лежащими непременно на одной из предыдущих волновых поверхностей. Искомая волновая поверхность будет огибающей семейства вторичных волн, излучённых точками вообще всякой поверхности, вовлечённой в колебательный процесс. Выбор этой поверхности в каждой конкретной ситуации диктуется соображениями удобства.

С помощью своего принципа Гюйгенс пытался объяснить прямолинейное распространение света, но сделать этого ему не удалось. Как оказалось впоследствии, вопрос о прямолинейном распространении света решается только в рамках теории дифракции, которую «чистый» принцип Гюйгенса также не объясняет. Для истолкования дифракционных явлений нужен более мощный принцип Гюйгенса–Френеля.

Но и «чистый» принцип Гюйгенса весьма силен: с его помощью могут быть получены законы отражения и преломления света.

²Говорят ещё, что волновая поверхность в любой момент времени служит *огibaющей* семейства вторичных волн.

2.5 Вывод закона отражения

Предположим, что на поверхность KL раздела двух сред падает плоская волна (рис. 4). Фиксируем две точки A и B этой поверхности.

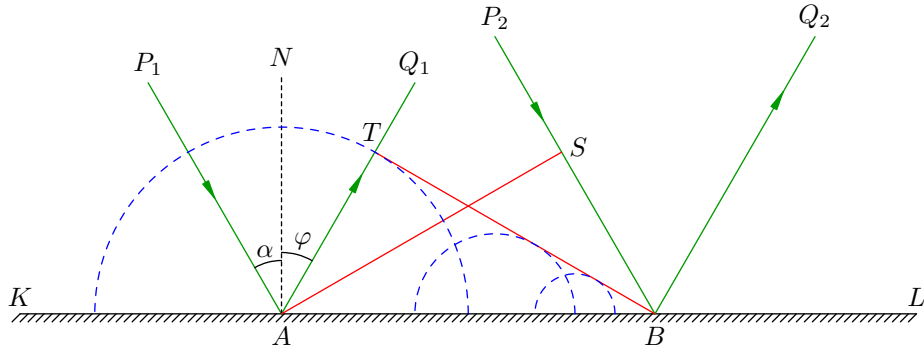


Рис. 4. Отражение волны

В эти точки приходят два падающих луча P_1A и P_2B ; плоскость AS , перпендикулярная этим лучам, есть волновая поверхность падающей волны.

В точке A проведена нормаль AN к отражающей поверхности. Угол $\alpha = \angle P_1AN$ есть, как вы помните, угол падения.

Из точек A и B выходят отражённые лучи AQ_1 и BQ_2 . Перпендикулярная этим лучам плоскость BT есть волновая поверхность отражённой волны. Угол отражения $\angle N A Q_1$ обозначим пока φ ; мы хотим доказать, что $\varphi = \alpha$.

Все точки отрезка AB служат источниками вторичных волн. Раньше всего волновая поверхность AS приходит в точку A . Затем, по мере движения падающей волны, в колебательный процесс вовлекаются другие точки данного отрезка, и в самую последнюю очередь — точка B .

Соответственно, раньше всего начинается излучение вторичных волн в точке A ; сферическая волна с центром в A имеет на рис. 4 наибольший радиус. По мере приближения к точке B радиусы сферических вторичных волн, испущенных промежуточными точками, уменьшаются до нуля — ведь вторичная волна будет излучена тем позже, чем ближе её источник находится к точке B .

Волновая поверхность BT отражённой волны есть плоскость, касательная ко всем этим сферам. На нашем планиметрическом чертеже BT есть отрезок касательной, проведённой из точки B к самой большой окружности с центром в A и радиусом AT .

Теперь заметим, что радиус AT — это расстояние, пройденное вторичной волной с центром в A за то время, пока волновая поверхность AS движется к точке B . Скажем это чуть по-другому: время движения вторичной волны от точки A до точки T равно времени движения падающей волны от точки S до точки B . Но скорости движения падающей и вторичной волн совпадают — ведь дело происходит в одной и той же среде! Поэтому, раз совпадают скорости и времена, то равны и расстояния: $AT = BS$.

Получается, что прямоугольные треугольники ABT и ABS равны по гипотенузе и катету. Стало быть, равны и соответствующие острые углы: $\angle ABT = \angle BAS$. Остаётся заметить, что $\angle ABT = \varphi$ (так как оба они равны $90^\circ - \angle BAT$) и $\angle BAS = \alpha$ (оба они равны $90^\circ - \angle NAS$). Таким образом, $\varphi = \alpha$ — угол отражения равен углу падения, что и требовалось.

Кроме того, из построения на рис. 4 нетрудно видеть, что выполнено и второе утверждение закона преломления: падающий луч P_1A , отражённый луч AQ_1 и нормаль AN к отражающей поверхности лежат в одной плоскости.

2.6 Вывод закона преломления

Теперь покажем, как из принципа Гюйгенса следует закон преломления. Будем для определённости считать, что плоская электромагнитная волна распространяется в воздухе и падает на границу KL с некоторой прозрачной средой (рис. 5). Как обычно, угол падения α есть угол между падающим лучом и нормалью к поверхности, угол преломления β — это угол между преломлённым лучом и нормалью.

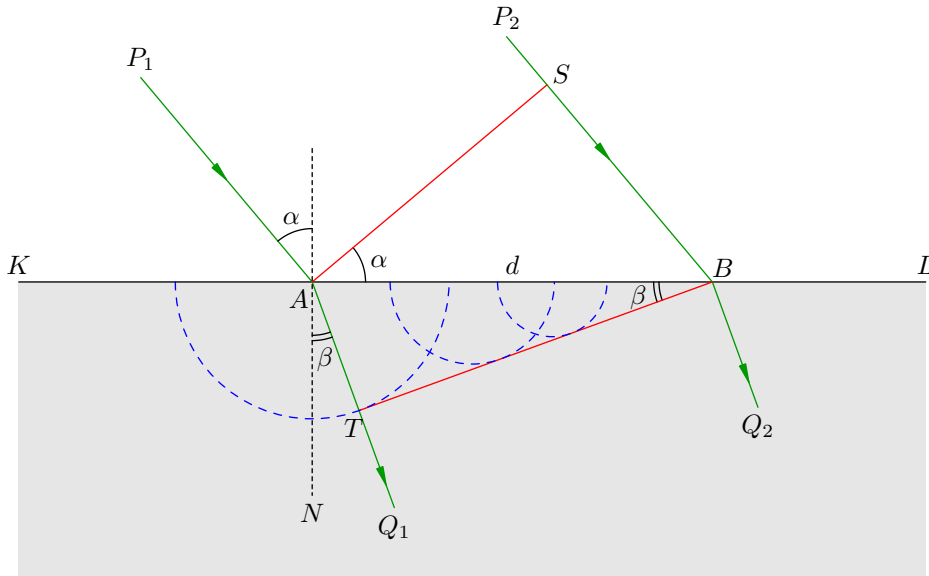


Рис. 5. Преломление волны

Точка A является первой точкой отрезка AB , которой достигает волновая поверхность AS падающей волны; в точке A излучение вторичных волн начинается раньше всего. Пусть t — время, которое с этого момента требуется падающей волне, чтобы достичь точки B , то есть пройти отрезок SB .

Скорость света в воздухе обозначим c , скорость света в среде пусть будет v . Пока падающая волна проходит расстояние $SB = ct$ и достигает точки B , вторичная волна из точки A распространится на расстояние $AT = vt$.

Поскольку $v < c$, то $AT < SB$. Вследствие этого волновая поверхность BT не параллельна волновой поверхности AS — происходит преломление света! В рамках геометрической оптики не давалось никакого объяснения того, почему вообще наблюдается явление преломления. Причина преломления кроется в волновой природе света и становится понятной с точки зрения принципа Гюйгенса: всё дело в том, что скорость вторичных волн в среде меньше скорости света в воздухе, и это приводит к повороту волновой поверхности BT относительно исходного положения AS .

Из прямоугольных треугольников ABS и ABT легко видеть, что $SB = d \sin \alpha$ и $BT = d \sin \beta$ (для краткости обозначено $d = AB$). Имеем, таким образом:

$$d \sin \alpha = ct, \quad d \sin \beta = vt.$$

Поделив эти уравнения друг на друга, получим:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c}{v}.$$

Отношение синуса угла падения к синусу угла преломления оказалось равно постоянной величине c/v , не зависящей от угла падения. Эта величина называется *показателем преломления*

среды:

$$n = \frac{c}{v}.$$

Получился хорошо известный нам закон преломления:

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

Обратите внимание: физический смысл показателя преломления (как отношения скоростей света в вакууме и в среде) прояснился опять-таки благодаря принципу Гюйгенса.

Из рис. 5 очевидно и второе утверждение закона преломления: падающий луч P_1A , преломлённый луч AQ_1 и нормаль AN к границе раздела лежат в одной плоскости.

3 Интерференция волн

Изучая принцип Гюйгенса, мы говорили о том, что общая картина волнового процесса создаётся наложением вторичных волн и сказали пару слов про *интерференцию*. Сейчас мы займёмся этим явлением подробнее. Итак: в чём состоит физический смысл наложения волн? Что вообще происходит, когда в пространстве одновременно распространяются несколько волн?

В данном разделе оптический характер явлений временно отодвигается на второй план. Природа рассматриваемых волновых процессов сейчас значения не имеет — это могут быть механические волны в упругой среде или электромагнитные волны (в частности, свет) в прозрачной среде или в вакууме. Полученные нами результаты будут одинаково справедливы для всех видов волн.

Нас в первую очередь интересует взаимодействие *двух* волн — это самая простая и часто встречающаяся в оптике ситуация³.

3.1 Сложение колебаний

Опыт показывает, что волны складываются друг с другом в следующем смысле.

Принцип суперпозиции. *Если две волны накладываются друг на друга в определённой области пространства, то они порождают новый волновой процесс. При этом значение колеблющейся величины в любой точке данной области равно сумме соответствующих колеблющихся величин в каждой из волн по отдельности.*

Например, при наложении двух механических волн перемещение частицы упругой среды равно сумме перемещений, создаваемых в отдельности каждой волной. При наложении двух электромагнитных волн напряжённость электрического поля в данной точке равна сумме напряжённостей в каждой волне (и то же самое для индукции магнитного поля).

Разумеется, принцип суперпозиции справедлив не только для двух, но и вообще для любого количества накладываемых волн. Результирующее колебание в данной точке всегда равно сумме колебаний, создаваемых каждой волной по отдельности.

Мы ограничимся рассмотрением наложения двух волн *одинаковой амплитуды и частоты*. Этот случай наиболее часто встречается в физике и, в частности, в оптике.

Оказывается, на амплитуду результирующего колебания сильно влияет *разность фаз* складываемых колебаний. В зависимости от разности фаз в данной точке пространства две волны могут как усиливать друг друга, так и полностью гасить!

Предположим, например, что в некоторой точке фазы колебаний в накладываемых волнах совпадают (рис. 6).

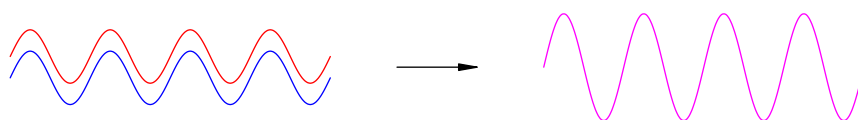


Рис. 6. Волны в фазе: усиление колебаний

Мы видим, что максимумы красной волны приходятся в точности на максимумы синей волны, минимумы красной волны — на минимумы синей (левая часть рис. 6). Красная и синяя волны *складываются в фазе* и усиливают друг друга, порождая колебания удвоенной амплитуды (волна цвета маджента⁴ справа на рис. 6).

³Сложение нескольких волн — так называемая многолучевая интерференция — у нас возникнет лишь при рассмотрении дифракционной решётки, и то в своём простейшем виде.

⁴*Маджента* — цвет, получающийся в результате смешения красного и синего цветов. К рассматриваемой теме данная ремарка отношения не имеет — это просто для расширения кругозора ;-)

Теперь сдвинем синюю синусоиду относительно красной на половину длины волны. Тогда максимумы синей волны будут совпадать с минимумами красной и наоборот — минимумы синей волны совпадут с максимумами красной (рис. 7, слева).

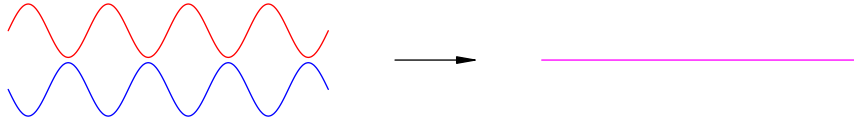


Рис. 7. Волны в противофазе: гашение колебаний

Колебания, создаваемые этими волнами, будут происходить, как говорят, *в противофазе* — разность фаз колебаний станет равна π . Результирующее колебание окажется равным нулю, т. е. красная и синяя волны попросту уничтожат друг друга (рис. 7, справа).

3.2 Интенсивность волны

Энергетической характеристикой волны является её *интенсивность* (называемая также плотностью потока излучения):

$$I = \frac{W}{St}. \quad (1)$$

Здесь W — энергия, которая переносится за время t через поверхность площади S , расположенную перпендикулярно лучам. Таким образом, интенсивность I — это энергия, переносимая волной вдоль лучей через единицу площади в единицу времени.

Пусть w — объёмная плотность энергии волны, то есть отношение переносимой волной энергии W к объёму области, через которую эта энергия переносится:

$$w = \frac{W}{V}.$$

Оказывается, объёмная плотность энергии пропорциональна квадрату амплитуды A колебаний в волне: $w \sim A^2$. Подробно мы вдаваться в этот вопрос не будем, но полезной ассоциацией тут служит известная вам формула $w = \varepsilon_0 \varepsilon E^2 / 2$ для объёмной плотности энергии электрического поля.

Далее, имеется простое соотношение между интенсивностью и объёмной плотностью энергии:

$$I = wc,$$

где c — скорость волны (эта формула вам встречалась, когда вы проходили электромагнитные волны).

Отсюда следует, что *интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды колебаний*: $I \sim A^2$. Можно сказать и по-другому: амплитуда колебаний пропорциональна квадратному корню из интенсивности: $A \sim \sqrt{I}$.

В сферической волне энергия равномерно распределяется по поверхности сферы, радиус r которой увеличивается в процессе распространения волны. Площадь поверхности сферы есть $S = 4\pi r^2$, поэтому из формулы (1) для интенсивности сферической волны получим:

$$I = \frac{W}{4\pi r^2 t}.$$

Как видим, *интенсивность сферической волны обратно пропорциональна квадрату расстояния до источника*.

Поскольку амплитуда колебаний A , как мы выяснили, пропорциональна корню из интенсивности, мы приходим к следующему выводу: *амплитуда колебаний в сферической волне обратно пропорциональна расстоянию до источника*.

3.3 Когерентные источники

Пусть имеются два точечных источника, создающие волны в окружающем пространстве. Мы полагаем, что эти источники согласованы друг с другом в следующем смысле.

Когерентность. Два источника называются когерентными, если они имеют одинаковую частоту и постоянную, не зависящую от времени разность фаз. Волны, возбуждаемые такими источниками, также называются когерентными.

Итак, рассматриваем два когерентных источника S_1 и S_2 . Для простоты считаем, что источники излучают волны одинаковой амплитуды, а разность фаз между источниками равна нулю. Словом, эти источники являются «точными копиями» друг друга.

В оптике такие идентичные источники могут быть получены разными способами. Например, оба источника S_1 и S_2 служат изображениями одного и того же источника S в какой-либо оптической системе. Именно так работает интерференционная схема с зеркалами Френеля, рассматриваемая в следующем разделе.

Наложение волн, излучённых источниками S_1 и S_2 , наблюдается в некоторой точке P . Вообще говоря, амплитуды этих волн в точке P не будут равны друг другу — ведь, как мы только что выяснили, амплитуда сферической волны обратно пропорциональна расстоянию до источника, и при разных расстояниях S_1P и S_2P амплитуды пришедших волн окажутся различными. Но во многих случаях точка P расположена достаточно далеко от источников — на расстоянии гораздо большем, чем расстояние между самими источниками. В такой ситуации различие в расстояниях S_1P и S_2P не приводит к существенному отличию в амплитудах приходящих волн. Следовательно, мы можем считать, что амплитуды волн в точке P также совпадают.

3.4 Условие максимума и минимума

Тем не менее, величина $\delta = |S_1P - S_2P|$, называемая *разностью хода*, имеет важнейшее значение. От неё самым решительным образом зависит то, какой результат сложения приходящих волн мы увидим в точке P .

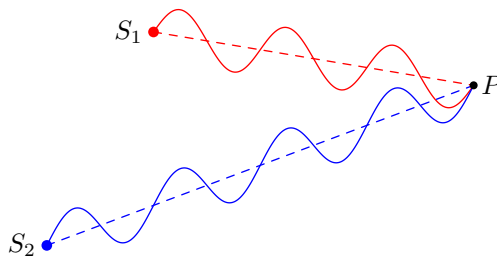


Рис. 8. Усиление колебаний в точке P

В ситуации на рис. 8 разность хода равна длине волны ($\delta = \lambda$). Действительно, на отрезке S_1P укладываются три полных волны, а на отрезке S_2P — четыре (это, конечно, лишь иллюстрация; в оптике, например, длины таких отрезков могут составлять тысячи и миллионы длин волн).

Легко видеть, что волны в точке P складываются в фазе — наблюдается, как говорят, *интерференционный максимум*. Если красная и синяя волны имеют амплитуду A_1 , то результирующая волна в точке P будет иметь удвоенную амплитуду $A = 2A_1$. Интенсивность результирующей волны, пропорциональная квадрату амплитуды, будет соответственно в четыре раза превышать интенсивность волн-слагаемых: $I = 4I_1$.

Ясно, что аналогичная ситуация возникнет при разности хода, равной не только длине волны, но и любому целому числу длин волн.

Условие максимума. При наложении когерентных волн колебания в данной точке будут иметь максимальную амплитуду, если разность хода равна целому числу длин волн:

$$\delta = n\lambda \quad (n = 0, 1, 2, \dots). \quad (2)$$

Теперь посмотрим на рис. 9. На отрезке S_1P укладываются две с половиной волны, а на отрезке S_2P — три волны. Разность хода составляет половину длины волны ($\delta = \lambda/2$).

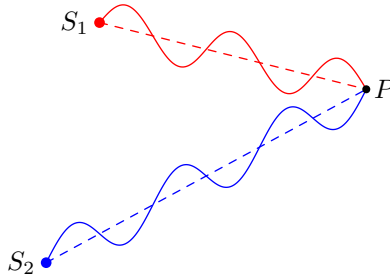


Рис. 9. Гашение колебаний в точке P

Теперь нетрудно видеть, что волны в точке P складываются в противофазе и гасят друг друга — наблюдается *интерференционный минимум*. Амплитуда и интенсивность результирующей волны в точке минимума равны нулю.

То же самое будет, если разность хода окажется равна половине длины волны плюс любое целое число длин волн.

Условие минимума. Когерентные волны, складываясь, гасят друг друга, если разность хода равна полуцелому числу длин волн:

$$\delta = n\lambda + \frac{\lambda}{2} \quad (n = 0, 1, 2, \dots). \quad (3)$$

Равенство (3) можно переписать следующим образом:

$$\delta = (2n + 1)\frac{\lambda}{2}.$$

Поэтому условие минимума формулируют ещё так: *разность хода должна быть равна нечётному числу длин полуволн*.

3.5 Интерференционная картина

А что, если разность хода принимает какое-то иное значение, не равное целому или полуцелому числу длин волн?

Тогда волны, приходящие в данную точку, создают в ней колебания с некоторой промежуточной амплитудой, расположенной между нулём и удвоенным значением $2A_1$ амплитуды одной волны. Эта промежуточная амплитуда может принимать все значения от 0 до $2A_1$ по мере того, как разность хода меняется от полуцелого до целого числа длин волн. Соответственно, интенсивность результирующей волны принимает значения от 0 до $4I_1$.

Таким образом, в той области пространства, где происходит наложение волн когерентных источников S_1 и S_2 , наблюдается устойчивая *интерференционная картина* — фиксированное, не зависящее от времени распределение амплитуд колебаний. А именно, в каждой точке P данной области амплитуда колебаний принимает своё значение, определяемое разностью хода $\delta = |S_1P - S_2P|$ приходящих сюда волн, и это значение амплитуды не меняется со временем.

Такая стационарность интерференционной картины обеспечивается когерентностью источников. Если, например, разность фаз источников будет постоянно меняться, то никакой устойчивой интерференционной картины уже не возникнет.

Теперь, наконец, мы можем сказать, что такое интерференция.

Интерференция — это взаимодействие волн, в результате которого возникает устойчивая интерференционная картина, то есть не зависящее от времени распределение амплитуд результирующих колебаний в точках области, где волны накладываются друг на друга.

Если волны, перекрываясь, образуют устойчивую интерференционную картину, то говорят попросту, что волны *интерферируют*. Как мы выяснили выше, интерферировать могут только когерентные волны. Когда, например, разговаривают два человека, то мы не замечаем вокруг них чередований максимумов и минимумов громкости; интерференции нет, поскольку в данном случае источники некогерентны.

На первый взгляд может показаться, явление интерференции противоречит закону сохранения энергии — например, куда девается энергия, когда волны полностью гасят друг друга? Но никакого нарушения закона сохранения энергии, конечно же, нет: энергия просто *перераспределяется* между различными участками интерференционной картины. Наибольшее количество энергии концентрируется в интерференционных максимумах, а в точки интерференционных минимумов энергия не поступает совсем.

На рис. 10 показана интерференционная картина, созданная наложением волн двух точечных источников S_1 и S_2 . Картина построена в предположении, что область наблюдения интерференции находится достаточно далеко от источников. Пунктиром отмечена ось симметрии интерференционной картины.

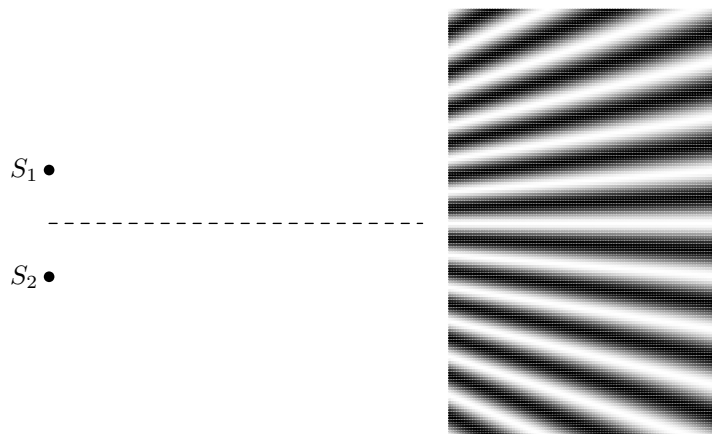


Рис. 10. Интерференция волн двух точечных источников

Цвета точек интерференционной картины на этом рисунке меняются от чёрного до белого через промежуточные оттенки серого. Чёрный цвет — интерференционные минимумы, белый цвет — интерференционные максимумы; серый цвет — промежуточное значение амплитуды, и чем больше амплитуда в данной точке, тем светлее сама точка.

Обратите внимание на прямую белую полосу, которая идёт вдоль оси симметрии картины. Здесь расположены так называемые *центральные максимумы*. Действительно, любая точка данной оси равноудалена от источников (разность хода равна нулю), так что в этой точке будет наблюдаться является интерференционный максимум.

Остальные белые полосы и все чёрные полосы слегка искривлены; можно показать, что они являются ветвями гипербол. Однако в области, расположенной на большом расстоянии от источников, кривизна белых и чёрных полос мало заметна, и выглядят эти полосы почти прямыми.

3.6 Схема Юнга

Интерференционный опыт, изображённый на рис. 10, вместе с соответствующим методом расчёта интерференционной картины называется *схемой Юнга*. Эта схема лежит в основе знаменитого опыта Юнга (речь о котором пойдёт в разделе «Дифракция света»). Многие эксперименты по интерференции света так или иначе сводятся к схеме Юнга.

В оптике интерференционную картину обычно наблюдают на экране. Давайте ещё раз посмотрим на рис. 10 и представим себе экран, поставленный перпендикулярно пунктирной оси. На этом экране мы увидим чередование светлых и тёмных *интерференционных полос*.

На рис. 11 синусоида показывает распределение освещённости вдоль экрана. В точке O , расположенной на оси симметрии, находится центральный максимум. Первый максимум в верхней части экрана, соседний с центральным, находится в точке A . Выше идут второй, третий (и так далее) максимумы.



Рис. 11. Интерференционная картина на экране

Расстояние $\Delta x = OA$, равное расстоянию между любыми двумя соседними максимумами или минимумами, называется *шириной интерференционной полосы*. Сейчас мы займёмся нахождением этой величины.

Пусть источники находятся на расстоянии a друг от друга, а экран расположен на расстоянии L от источников (рис. 12). Экран заменён осью OX ; начало отсчёта O , как и выше, отвечает центральному максимуму.

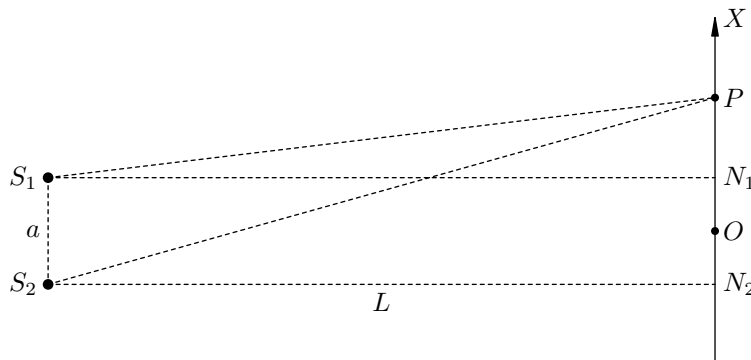


Рис. 12. Вычисление координат максимумов

Точки N_1 и N_2 служат проекциями точек S_1 и S_2 на ось OX и расположены симметрично относительно точки O . Имеем: $ON_1 = ON_2 = a/2$.

Точка наблюдения P может находиться на оси OX (на экране) где угодно. Координату точки P мы обозначим x . Нас интересует, при каких значениях x в точке P будет наблюдаться интерференционный максимум.

Волна, излучённая источником S_1 , проходит расстояние:

$$S_1P = \sqrt{S_1N_1^2 + PN_1^2} = \sqrt{L^2 + \left(x - \frac{a}{2}\right)^2} = L \sqrt{1 + \left(\frac{2x - a}{2L}\right)^2}. \quad (4)$$

Теперь вспомним, что расстояние между источниками много меньше расстояния от источников до экрана: $a \ll L$. Кроме того, в подобных интерференционных опытах координата x точки наблюдения также гораздо меньше L . Это означает, что второе слагаемое под корнем в выражении (4) много меньше единицы:

$$\left(\frac{2x - a}{2L}\right)^2 \ll 1.$$

Раз так, можно использовать приближённую формулу:

$$\sqrt{1 + \alpha} = 1 + \frac{\alpha}{2}, \quad \text{если } \alpha \ll 1. \quad (5)$$

Применяя её к выражению (4), получим:

$$S_1P = L \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{2x - a}{2L}\right)^2\right) = L + \frac{(2x - a)^2}{8L}. \quad (6)$$

Точно так же вычисляем расстояние, которое проходит волна от источника S_2 до точки наблюдения:

$$S_2P = \sqrt{S_2N_2^2 + PN_2^2} = \sqrt{L^2 + \left(x + \frac{a}{2}\right)^2} = L \sqrt{1 + \left(\frac{2x + a}{2L}\right)^2}. \quad (7)$$

Применяя к выражению (7) приближённую формулу (5), получаем:

$$S_2P = L \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{2x + a}{2L}\right)^2\right) = L + \frac{(2x + a)^2}{8L}. \quad (8)$$

Вычитая выражения (8) и (6), находим разность хода:

$$\delta = S_2P - S_1P = \frac{(2x + a)^2 - (2x - a)^2}{8L} = \frac{ax}{L}. \quad (9)$$

Пусть λ — длина волны, излучаемой источниками. Согласно условию (2), в точке P будет наблюдаться интерференционный максимум, если разность хода равна целому числу длин волн:

$$\delta = \frac{ax}{L} = n\lambda \quad (n = 0, 1, 2, \dots).$$

Отсюда получаем координаты максимумов в верхней части экрана (в нижней части максимумы идут симметрично):

$$x_n = \frac{n\lambda L}{a} \quad (n = 0, 1, 2, \dots).$$

При $n = 0$ получаем, разумеется, $x_0 = 0$ (центральный максимум). Первый максимум рядом с центральным соответствует значению $n = 1$ и имеет координату $x_1 = \lambda L/a$. Такой же будет и искомая ширина интерференционной полосы в схеме Юнга:

$$\Delta x = x_{n+1} - x_n = \frac{(n+1)\lambda L}{a} - \frac{n\lambda L}{a} = \frac{\lambda L}{a}. \quad (10)$$

4 Интерференция света

Всё, о чём мы говорили в предыдущем разделе, справедливо для интерференции любых видов волн — в частности, световых. Но имеются две существенные особенности, отличающие интерференцию света от интерференции, скажем, механических волн.

1. Период колебаний электромагнитного поля в световой волне является столь малым, что наблюдать и измерять мы можем лишь усреднённое значение интенсивности света.
2. Два независимых источника света всегда будут некогерентными, даже если они излучают свет одинаковой длины волны⁵.

Любой эксперимент, связанный с интерференцией света, обязан учитывать эти особенности. Поэтому вначале мы изучим их более подробно, и лишь затем перейдём к рассмотрению интерференционных явлений в оптике.

4.1 Усреднение интенсивности

Что мы видим, воспринимая свет? Эксперименты показывают, что рецепторы человеческого глаза регистрируют не напряжённость электрического поля E световой волны, а *интенсивность* света I , которая пропорциональна квадрату напряжённости: $I \sim E^2$.

Кроме того, нашему глазу присуща некоторая *инерционность*. Именно, если что-либо колеблется или мелькает чаще десяти раз в секунду (т. е. $\nu > 10$ Гц), то глаз не успевает следить за этими изменениями и они сливаются в один сплошной сигнал. Например, плавность движения изображений на телеэкране обеспечивается частотой 24 кадра в секунду (и выше).

Электромагнитные волны в диапазоне видимого света обладают частотами около 10^{15} Гц. Разумеется, глаз не в состоянии отслеживать изменения интенсивности, происходящие с такой гигантской частотой. Мы воспринимаем *среднюю* интенсивность света, получаемую усреднением огромного количества мгновенных значений интенсивности за промежуток времени порядка 0,1 с (равный времени разрешения нашего глаза).

4.2 Некогерентность независимых источников

Давайте включим электрическую лампочку, а затем — такую же вторую рядом с ней. Как вы хорошо знаете из житейского опыта, освещённость окружающего пространства равномерно возрастёт, и никакой интерференционной картины вокруг лампочек не возникнет. Почему же?

Здесь мы сталкиваемся с весьма общим для оптики фактом: два независимых источника света (даже с одинаковой длиной волны) оказываются некогерентными. И причина этого заключена во внутреннем устройстве световых волн.

Откуда вообще берётся свет? Видимый свет излучается *атомами* различных тел. Механизм излучения света относится квантовой физике, но для понимания оптических интерференционных явлений знать хотя бы в общих чертах, как атомы излучают свет, надо обязательно. Поэтому обсудим вкратце этот вопрос.

Обычным состоянием атома, в котором он может пребывать неограниченно долго, является *основное*, или *невозбуждённое* состояние. Когда атом находится в основном состоянии, электроны, окружающие ядро атома, максимально заполняют ближайшие к ядру орбиты. Потенциальная энергия взаимодействия электронов с ядром принимает своё минимальное значение, и говорят, соответственно, что *в основном состоянии атом обладает наименьшей энергией*.

⁵Исключением являются *лазеры*.

Но атом обладает способностью поглощать энергию. Под действием внешних факторов — например, в результате соударений с другими атомами или поглощения света — атом может перейти в *возбуждённое* состояние. Это значит, что какой-либо электрон покидает «насиженное место» на своей основной орбите и переходит на орбиту, расположенную дальше от ядра. Потенциальная энергия взаимодействия электрона с ядром при этом возрастает; соответственно, в *возбуждённом состоянии энергия атома больше, чем в основном*. Величина ΔW , на которую энергия возбуждённого состояния превышает энергию основного состояния, в точности равна энергии, поглощённой атомом.

Опыт показывает, однако, что в возбуждённом состоянии атом долго не пробудет и в итоге вернётся в основное состояние. В процессе этого перехода энергия атома уменьшится и снова примет своё минимально возможное значение. Куда же при этом денется энергия ΔW ?

Атом вернёт поглощённую энергию ΔW в виде излучения. *В результате перехода из возбуждённого состояния в основное атом излучает электромагнитную волну конечной длительности — так называемый волновой цуг* (рис. 13).

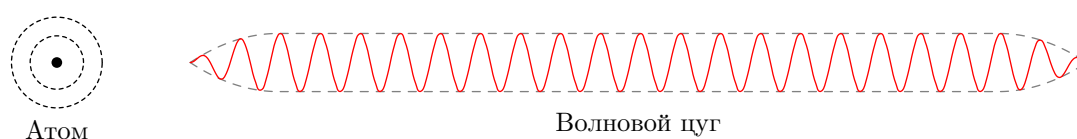


Рис. 13. Излучение атомом волнового цуга

Длительность цуга τ порядка 10^{-8} с; соответственно, длина цуга $c\tau \approx 3$ м. Частота цуга может находиться в видимом диапазоне, и тогда цуг будет регистрироваться человеческим глазом.

Выходит, что свет — это поток цугов, излучённых атомами. Почему, например, горит электрическая лампочка? Когда через лампочку идёт ток, атомы спирали совершают интенсивное тепловое движение и сталкиваются друг с другом, то и дело переходя в возбуждённое состояние; затем, возвращаясь в основное состояние, они испускают цуги в видимом диапазоне. Благодаря этому непрерывному процессу мы и наблюдаем свет, постоянно идущий от лампочки.

Естественно спросить: если атом находится в возбуждённом состоянии, то когда именно надо ждать его возвращения в основное состояние? Оказывается, точный момент этого перехода предвидеть невозможно. *Переход возбуждённого атома в основное состояние происходит в случайный, непредсказуемый момент времени*. Это означает, что моменты испускания цугов различными атомами никак не согласованы между собой! В результате *цуги, образующие свет, даже если и обладают одной частотой, имеют совершенно произвольные начальные фазы*.

Вот теперь мы можем объяснить, почему не образуется устойчивая интерференционная картина от двух независимых источников, излучающих свет с одинаковой длиной волны.

Пусть на экране встречаются два цуга: один излучён атомом первого источника, а другой излучён атомом второго источника. Частоты цугов одинаковы, поэтому они проинтерферируют друг с другом и дадут на экране некоторую интерференционную картину. Положение интерференционных максимумов и минимумов будет определяться разностью фаз между цугами.

Эта интерференционная картина, однако, проживёт недолго — порядка 10^{-8} с, пока делятся цуги. Затем её сменят вторая, третья (и так далее) интерференционные картины, образованные парами других цугов. Максимумы и минимумы интерференции будут занимать всё новые и новые положения, поскольку каждая пара цугов приходит с непредсказуемой разностью фаз.

Таким образом, за секунду сменяют друг друга порядка ста миллионов интерференционных картин, причём положения интерференционных полос беспорядочно меняются от картины к картине. Глаз не способен уследить за таким частым мельтешением полос, и потому мы видим лишь равномерно освещённый экран.

4.3 Зеркала Френеля

Но если независимые источники света некогерентны, то можно ли вообще наблюдать интерференцию света? Оказывается, можно!

Замечательная идея состоит в следующем. Раз уж не получается использовать два различных источника света, давайте возьмём *один и тот же* источник и разделим свет от него на два пучка. Оба пучка сведём на экране, причём так, чтобы они попадали на экран *различными* путями.

Тогда каждый пучок, излучённый источником, окажется расщеплённым на два пучка, которые проинтерферируют друг с другом. Однако теперь всякая новая пара пучков будет иметь один и тот же неизменный сдвиг фаз, определяемый разностью хода между двумя пучками.

Что же тогда получится? Снова будут сменять друг друга сто миллионов интерференционных картин в секунду, но на сей раз полосы каждой картины занимают одни и те же, строго фиксированные положения на экране. Снова глаз не сможет различить этого мелькания, но теперь вместо равномерной освещённости экрана мы увидим устойчивую интерференционную картину!

Давайте посмотрим, как работает эта идея, на примере одного из первых классических интерференционных опытов — зеркал Френеля.

На рис. 14 изображена схема этого эксперимента. Два плоских зеркала OA и OB образуют почти развёрнутый угол и создают два близко расположенных изображения S_1 и S_2 точечного источника света S . Вдали расположен экран; ширма закрывает экран от прямых лучей источника. На экран, таким образом, попадают лишь лучи, отражённые от зеркал.

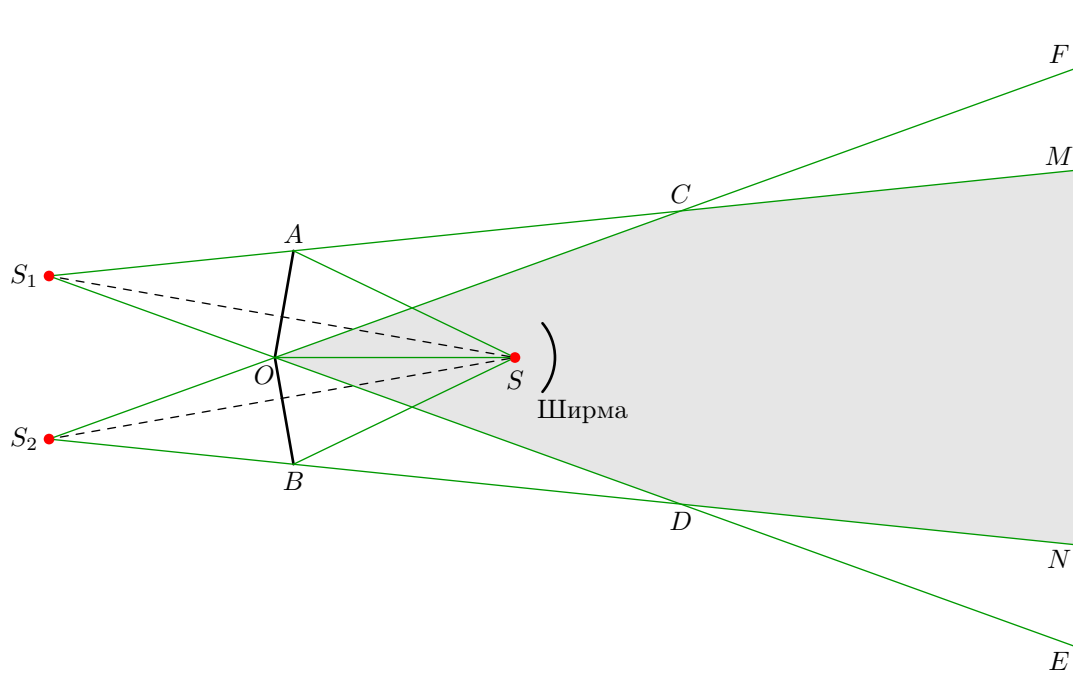


Рис. 14. Интерференционный опыт с зеркалами Френеля

Световые лучи, как всегда, изображены зелёным цветом. Направления лучей мы уже не указываем, чтобы не загромождать рисунок. К тому же, у вас позади геометрическая оптика, так что вы легко поймёте ход лучей и без указания их направления :-)

Лучи, отражённые зеркалом OA , образуют пучок $MAOE$, который как бы исходит из мнимого изображения S_1 источника S . Аналогично, лучи, отражённые зеркалом OB , образуют пучок $FOBN$, как бы исходящий из мнимого изображения S_2 .

Эти пучки оказываются когерентными, поскольку когерентны мнимые источники S_1 и S_2 . Действительно, эти источники суть изображения *одного и того же* источника S , поэтому их частоты совпадают и сдвиг фаз между ними равен нулю. Следовательно, в области $MCODN$, где перекрываются пучки, можно наблюдать устойчивую интерференционную картину. Фактически же, повторяем, в каждой точке данной области в каждый момент времени накладывается сам на себя один и тот же пучок — с одним и тем же, фиксированным для данной точки сдвигом фаз, определяемым разностью хода от источников S_1 и S_2 .

Теперь мы видим, что данная ситуация совершенно аналогична задаче об интерференции волн двух когерентных точечных источников, вычисления в которой проводятся по [схеме Юнга](#). В частности, ширина интерференционных полос, наблюдаемых в опыте с зеркалами Френеля, равна $\lambda L/a$, где $a = S_1S_2$ и L — расстояние от прямой S_1S_2 до экрана. Величины a и L несложно найти геометрически.

4.4 Интерференция в тонких плёнках

Глядя на переливающийся различными цветами мыльный пузырь, на радужные отблески масляных или бензиновых пятен на поверхности воды, мы, оказывается, наблюдаем не что иное, как интерференцию света!

Давайте посмотрим на рис. 15. На поверхность тонкой прозрачной плёнки падает световой луч AO .

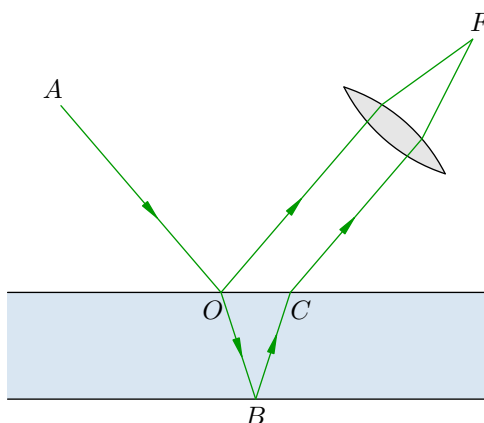


Рис. 15. Интерференция в тонкой плёнке

Падающий луч расщепляется на два луча: отражённый луч OF и преломлённый луч OB . После вторичного отражения и преломления из плёнки выходит второй луч CF , параллельный отражённому лучу.

Оба луча фокусируются собирающей линзой в точке F . Это может быть самая обычная линза (при наблюдении интерференционной картины на экране) или оптическая система нормального глаза (при непосредственном разглядывании).

Обе волны OF и CF , будучи частями одной и той же волны AO , являются когерентными. Действительно, в точке F сходятся две копии одного пучка с некоторым фиксированным сдвигом фаз между собой; этот сдвиг фаз обеспечивается разностью хода между волнами OF и $OB CF$. Поэтому волны OF и CF интерферируют друг с другом, давая картину чередующихся максимумов и минимумов в окружающем пространстве.

Предположим, что плёнка освещается белым светом. Как вы знаете, белый свет является смесью волн с различными частотами; эти частоты отвечают цветам от красного до фиолетового. Пусть, например, разность хода между волнами OF и $OB CF$ равна целому числу длин волн красного света. Тогда красная составляющая белого света усилит сама себя, и отражённый плёнкой свет нам будет казаться красным.

При небольшом изменении угла падения (или толщины плёнки) изменится и разность хода. Поэтому, если поверхность плёнки является неровной (или если мы посмотрим чуть с другого направления), то новая разность хода может стать равна целому числу длин волн, например, зелёного света. Теперь произойдёт усиление зелёной составляющей белого света, и отражённый от плёнки свет мы увидим зелёным.

Всё это мы наблюдаем, рассматривая мыльный пузырь. Перемещение его поверхности приводит к постоянному изменению разности хода для данного ракурса. Происходит усиление то одного цвета, то другого, и в результате пузырь переливается цветами радуги.

4.5 Кольца Ньютона

Возьмём плоско-выпуклую линзу с достаточно большим радиусом сферической поверхности и положим её выпуклостью вниз на стеклянную пластину. Если глядеть сверху, то сквозь линзу можно увидеть интерференционную картину в виде concentрических колец.

Это так называемые *кольца Ньютона*; они изучались Ньютоном при освещении как белым, так и монохроматическим светом. Кольца Ньютона в красном свете показаны⁶ на рис. 16.

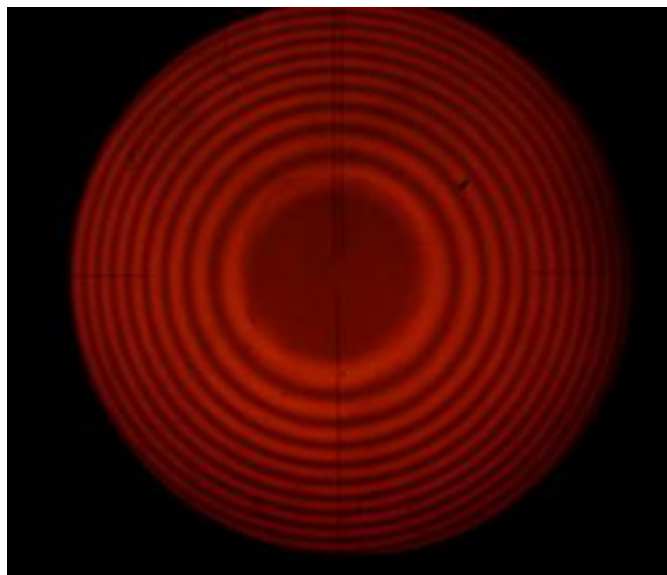


Рис. 16. Кольца Ньютона в красном свете

Происхождение колец Ньютона вполне аналогично интерференции в тонких плёнках. Взгляните на рис. 17.

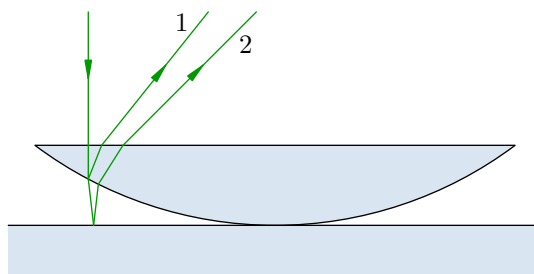


Рис. 17. Происхождение колец Ньютона

Падающий луч расщепляется на два луча 1 и 2, отражённых соответственно от сферической поверхности линзы и от пластины; между этими лучами возникает разность хода, и они

⁶Изображение с сайта femto.com.ua.

интерferируют между собой. Все три луча, изображённые на рисунке, в реальности почти сливаются друг с другом из-за малой кривизны поверхности линзы.

Вычислим радиусы светлых колец Ньютона. Пусть точка падения луча на сферическую поверхность находится на расстоянии y от пластины (рис. 18).

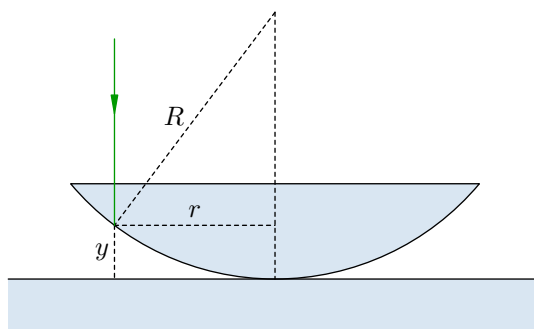


Рис. 18. К расчёту радиусов колец

Пусть R — радиус кривизны сферической поверхности линзы, r — расстояние от точки падения до оси симметрии линзы. Имеем:

$$r^2 = R^2 - (R - y)^2 = 2Ry - y^2.$$

Поскольку воздушная прослойка очень тонка ($y \ll R$), величиной y^2 можно пренебречь по сравнению с $2Ry$:

$$r^2 = 2Ry.$$

Отсюда

$$y = \frac{r^2}{2R}.$$

Как видно из рис. 17, путь второго луча превышает путь первого луча примерно на $2y$. Однако разность хода будет больше, чем $2y$, поскольку вмешивается один важный эффект.

Взгляните ещё раз на рис. 16. Почему в центре картины наблюдается тёмное пятно? Ведь разность хода лучей там равна нулю, и, казалось бы, наоборот — в центре должен наблюдаться максимум.

Причину этого таинственного минимума разгадал гениальный английский учёный Томас Юнг. Оказывается, от более плотной среды свет отражается со сдвигом на полволны!

На рис. 19 слева показано отражение на границе воздух-стекло. Обратите внимание: фаза отражённой волны отличается на π от фазы падающей волны. Это общий факт: *при отражении от оптически более плотной среды (то есть от среды с большим показателем преломления) происходит изменение фазы колебаний на π , что равносильно сдвигу отражённой волны относительно падающей на половину длины волны.*

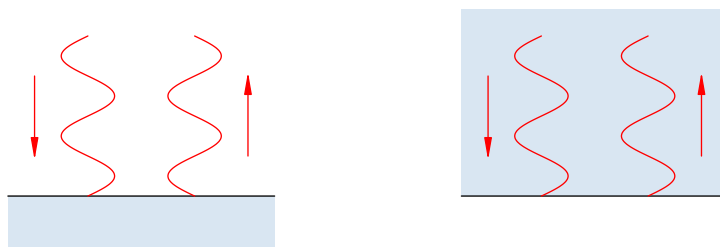


Рис. 19. Отражение со сдвигом на полволны и без него

Справа на рис. 19 показано отражение на границе стекло-воздух. Изменения фазы нет! И это общий факт: *при отражении от оптически менее плотной среды фазы отражённой и падающей волн совпадают.*

Вот в этом-то и заключается причина того, что центральное пятно — тёмное. Один луч отражается от поверхности стеклянной пластины и получает сдвиг на полволны. А другой луч отражается от поверхности линзы без изменения фазы. Интерферируя, эти лучи гасят друг друга.

Возвращаясь теперь к рис. 17 и 18, мы видим, что луч 2 не только проходит дополнительный путь $2y$, но и сдвигается на полволны при отражении на границе воздух–пластина. Луч 1 не испытывает такого сдвига, поскольку отражается на границе линза–воздух. Поэтому разность хода δ между лучами 1 и 2 оказывается больше, чем $2y$, на половину длины волны:

$$\delta = 2y + \frac{\lambda}{2} = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2}.$$

Светлые кольца будут в местах интерференционных максимумов, когда разность хода равна целому числу длин волн. Имеем:

$$\frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = n\lambda \quad (n = 1, 2, \dots).$$

Отсюда получаем радиусы светлых колец:

$$r_n = \sqrt{\left(n - \frac{1}{2}\right) \lambda R} \quad (n = 1, 2, \dots).$$

Как видим, радиус растёт с увеличением номера кольца. Кроме того, радиус кольца с заданным порядковым номером возрастает при переходе от фиолетового цвета к красному (поскольку увеличивается длина волны).

Радиусы тёмных колец вычисляются аналогично — надо только разность хода δ приравнять к полуцелому числу длин волн:

$$\delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = n\lambda + \frac{\lambda}{2}.$$

Отсюда получаем радиус n -го тёмного кольца:

$$r_n = \sqrt{n\lambda R} \quad (n = 1, 2, \dots).$$

Радиусы тёмных колец, как видим, увеличиваются пропорционально квадратному корню из номера кольца. Этот факт был отмечен ещё Ньютоном. Но Ньютон, трактовавший свет как поток частиц, не смог дать удовлетворительного объяснения наблюдаемой картине колец. Полное объяснение было дано Юнгом⁷ на основе представлений о волновой природе света и интерференции когерентных световых пучков.

4.6 Просветление оптики

Пожалуй, самым широким на сегодняшний день применением интерференции света служит *просветление оптики*. Расскажем вкратце, что это такое.

⁷Имя Томаса Юнга нам уже встречалось и встретится дальше. Это одна из самых удивительных фигур в истории науки. Юнг не только был выдающимся физиком, но и обладал многочисленными талантами в совершенно разных областях: медицине, филологии, живописи, музыке и даже искусстве пляски на канате. Так, Юнгу принадлежит решающая идея, положившая начало расшифровке египетских иероглифов.

Свет, падающий на линзу, частично отражается назад; доля отражённого света обычно составляет несколько процентов. Объективы современной оптической техники представляют собой системы линз (числом до нескольких десятков). В результате отражений на поверхности каждой линзы происходит значительное ослабление света: в сумме на отражениях может теряться до 90% световой энергии. Освещённость изображений предметов, даваемых такой оптической системой, будет чрезвычайно низкой.

Как уменьшить потери на отражение? Для этого на поверхность линзы наносят *интерференционное покрытие* в виде тонкой плёнки (рис. 20).

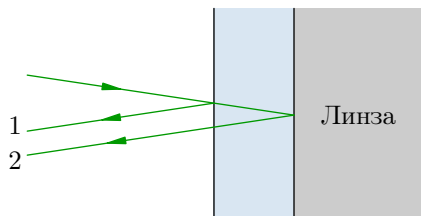


Рис. 20. Просветление оптики

Толщина покрытия подбирается так, чтобы отражённые волны 1 и 2 были сдвинуты на полволны и, интерферируя, погасили друг друга. Тогда не будет потерь на отражение, и вся световая энергия пройдёт через линзу. Изображение получится более ярким — оптика «просветляется».

Толщина интерференционного покрытия, гасящего отражённую волну, зависит от длины волны, и поэтому добиться полного гашения отражённых волн во всём видимом диапазоне не получается. Обычно стараются, чтобы сквозь объектив прошла без потерь средняя, жёлто-зелёная часть видимого спектра (в которой лежит максимум интенсивности солнечного излучения). В таком случае в отражённых лучах доминируют крайние части спектра — красная и фиолетовая; их смесью, например, является хорошо известный вам сиреневый отблеск объектива фотоаппарата.

5 Дифракция света

Если на пути волны возникает препятствие, то происходит *дифракция* — отклонение волны от прямолинейного распространения. Это отклонение не сводится к отражению или преломлению, а также искривлению хода лучей вследствие изменения показателя преломления среды. Дифракция состоит в том, что волна *огibt* край препятствия и заходит в область геометрической тени.

Пусть, например, плоская волна падает на экран с достаточно узкой щелью (рис. 21). На выходе из щели мы увидим расходящуюся волну! Прямолинейный ход волны нарушается, и волновой процесс достигает тех точек, где должна была бы находиться тень от экрана.

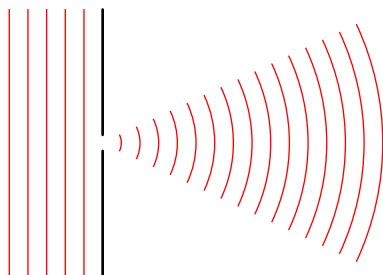


Рис. 21. Дифракция на щели

Расходимость волны в результате дифракции на щели будет тем больше, чем больше отношение λ/a , где λ — длина волны, a — ширина щели. Поэтому дифракционные явления выражены тем отчётливей, чем мельче препятствие. Наиболее существенна дифракция в тех случаях, когда размер препятствия меньше или порядка длины волны.

Дифракция, как и интерференция, свойственна всем видам волн — механическим и электромагнитным. На опыте наблюдается *дифракция света*. Именно способность света к интерференции и дифракции послужила в своё время доказательством волновой природы света и дала начало волновой оптике.

Правда, наблюдение дифракционных явлений в оптике затруднено ввиду малости длины световой волны. Так, при $\lambda = 500$ нм и размере щели $a = 0,5$ мм имеем: $\lambda/a = 0,001$. Такова примерно величина угла (в радианах), характеризующая расхождение пучка после дифракции. Поэтому, чтобы зафиксировать отклонение световых лучей от прямолинейного распространения, экран должен находиться достаточно далеко (на расстоянии нескольких метров, а то и нескольких десятков метров).

Что же мы увидим на экране? Вот пример: на рис. 22 изображена дифракционная картина⁸, полученная в результате прохождения лазерного луча сквозь отверстие диаметром 0,2 мм.

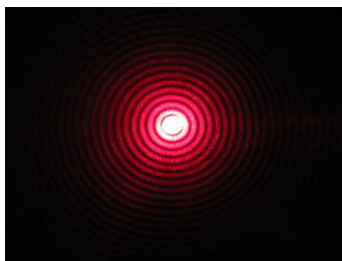


Рис. 22. Дифракция лазерного луча на отверстии

Напоминает интерференцию, не правда ли? Это она и есть; чередующиеся светлые и тёмные кольца являются интерференционными максимумами и минимумами. Какие же волны тут

⁸Изображение с сайта en.wikipedia.org.

интерферируют?

«Чистый» принцип Гюйгенса ничего не говорит об интерференции и уж тем более не объясняет её. Соответственно, на основании принципа Гюйгенса нельзя понять и дифракцию. Необходимое усиление этого принципа было сделано Френелем.

5.1 Принцип Гюйгенса–Френеля

Напомним формулировку принципа Гюйгенса: каждая точка, вовлечённая в волновой процесс, является источником вторичных сферических волн; эти волны распространяются от данной точки, как из центра, во все стороны и накладываются друг на друга.

Что значит «накладываются»? Гюйгенс понимал это лишь как геометрический способ построения новой волновой поверхности в качестве огибающей семейства сфер, расширяющихся от каждой точки исходной волновой поверхности. Вторичные волны Гюйгенса — это математические сферы, а не реальные волны; их суммарное действие проявляется только на огибающей, т. е. на новом положении волновой поверхности.

В таком виде принцип Гюйгенса не давал ответа на естественный вопрос, почему в процессе распространения волны не возникает волна, идущая в обратном направлении. Не объяснёнными, как мы уже сказали выше, оставались и дифракционные явления.

Модификация принципа Гюйгенса состоялась лишь спустя 137 лет. Огюстен Френель заменил вспомогательные геометрические сферы Гюйгенса на реальные волны и предположил, что эти волны *интерферируют* друг с другом.

Принцип Гюйгенса–Френеля. *Каждая точка волновой поверхности служит источником вторичных сферических волн. Все эти вторичные волны являются когерентными ввиду общности их происхождения от первичного источника (и, стало быть, могут интерферировать друг с другом); волновой процесс в окружающем пространстве есть результат интерференции вторичных волн.*

Идея Френеля наполнила принцип Гюйгенса физическим смыслом. Вторичные волны, интерферируя, усиливают друг друга на огибающей своих волновых поверхностей в направлении «вперёд», обеспечивая дальнейшее распространение волны. А в направлении «назад» происходит их интерференция с исходной волной, наблюдается взаимное гашение, и обратная волна не возникает.

В частности, свет распространяется там, где вторичные волны взаимно усиливаются. А в местах ослабления вторичных волн мы будем видеть тёмные участки пространства.

Принцип Гюйгенса–Френеля выражает важную физическую идею: волна, удалившись от своего источника, в дальнейшем «живёт своей жизнью» и уже никак от этого источника не зависит. Захватывая новые участки пространства, волна распространяется всё дальше и дальше вследствие интерференции вторичных волн, возбуждённых в различных точках пространства по мере прохождения волны.

Итак, какое же объяснение даёт принцип Гюйгенса–Френеля явлению дифракции? Каким образом, например, происходит дифракция на отверстии?

Экранное отверстие вырезает из бесконечной плоской волновой поверхности маленький светящийся диск. Последующее световое поле получается в результате интерференции волн вторичных источников, расположенных уже не на всей плоскости, а лишь на этом диске. Естественно, новые волновые поверхности теперь не будут плоскими; ход лучей искривляется, и волна начинает распространяться в разных направлениях, не совпадающих с первоначальным. Волна огибает края отверстия и проникает в область геометрической тени.

Вторичные волны, испущенные различными точками вырезанного светлого диска, интерферируют друг с другом. Результат интерференции определяется разностью фаз вторичных волн и зависит от угла отклонения лучей. В результате возникает чередование интерференционных

максимумов и минимумов — что мы и видели на рис. 22.

Френель не только дополнил принцип Гюйгенса важной идеей когерентности и интерференции вторичных волн, но и придумал свой знаменитый метод решения дифракционных задач, основанный на построении так называемых *зон Френеля*. Изучение зон Френеля не входит в школьную программу — о них вы узнаете уже в вузовском курсе физики. Здесь мы отметим лишь, что закон прямолинейного распространения света (а именно, образование теней непрозрачных предметов, совпадающих по форме с самими предметами) получает своё качественное объяснение именно в рамках метода зон Френеля.

5.2 Опыт Юнга

Рассмотрим самый первый из классических опытов по наблюдению интерференции света. Его придумал Томас Юнг, и в нём существенно используется явление дифракции.

Всякий эксперимент с интерференцией света содержит некоторый способ получения двух когерентных световых волн. В опыте с зеркалами Френеля, как вы помните, когерентными источниками являлись два изображения одного и того же источника, полученные в обоих зеркалах.

Простейшая идея, которая возникла прежде всего, состояла в следующем. Давайте проколем в куске картона два отверстия и подставим под солнечные лучи. Эти отверстия будут когерентными вторичными источниками света, поскольку первичный источник один — Солнце. Следовательно, на экране в области перекрытия пучков, расходящихся от отверстий, мы должны увидеть интерференционную картину.

Такой опыт был поставлен задолго до Юнга итальянским учёным Франческо Гримальди (который открыл дифракцию света). Интерференции, однако, не наблюдалось. Почему же? Вопрос это не очень простой, и причина заключается в том, что Солнце — не точечный, а протяжённый источник света (угловой размер Солнца равен 30 угловым минутам). Солнечный диск состоит из множества точечных источников, каждый из которых даёт на экране свою интерференционную картину. Накладываясь, эти отдельные картины «смазывают» друг друга, и в результате на экране получается равномерная освещённость области перекрытия пучков.

Но если Солнце является чрезмерно «большим», то нужно искусственно создать *точечный* первичный источник. С этой целью в опыте Юнга использовано маленькое предварительное отверстие (рис. 23).

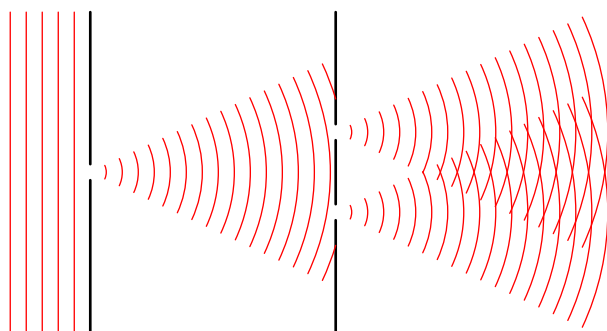


Рис. 23. Схема опыта Юнга

Плоская волна падает на первое отверстие, и за отверстием возникает световой конус, расширяющийся вследствие дифракции. Он достигает следующих двух отверстий, которые становятся источниками двух когерентных световых конусов. Вот теперь — благодаря точечности первичного источника — в области перекрытия конусов будет наблюдаться интерференционная картина!

Опыт Юнга вошёл в число наиболее знаменитых экспериментов в истории физики. Юнг вывел формулу (10) и измерил в своём опыте ширину Δx интерференционных полос. Оставалось выразить оттуда λ :

$$\lambda = \frac{a\Delta x}{L}.$$

С помощью этой формулы Юнг впервые вычислил длины волн видимого света.

5.3 Дифракционная решётка

Дифракционная решётка — это оптический прибор, позволяющий получать разложение света на спектральные составляющие и измерять длины волн. Дифракционные решётки бывают прозрачными и отражательными.

Мы рассмотрим прозрачную дифракционную решётку. Она состоит из большого числа щелей ширины a , разделённых промежутками ширины b (рис. 24). Свет проходит только сквозь щели; промежутки свет не пропускают. Величина $d = a + b$ называется *периодом* решётки.

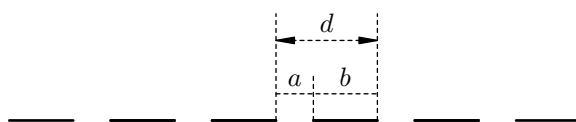


Рис. 24. Дифракционная решётка

Дифракционная решётка изготавливается с помощью так называемой делительной машины, которая наносит штрихи на поверхность стекла или прозрачной плёнки. При этом штрихи оказываются непрозрачными промежутками, а нетронутые места служат щелями. Если, например, дифракционная решётка содержит 100 штрихов на миллиметр, то период такой решётки будет равен: $d = 0,01 \text{ мм} = 10 \text{ мкм}$.

Сперва мы посмотрим, как проходит сквозь решётку монохроматический свет, т. е. свет со строго определённой длиной волны. Отличным примером монохроматического света служит луч лазерной указки (длина волны около 0,65 мкм).

На рис. 25 мы видим такой луч, падающий на одну из дифракционных решёток стандартного набора⁹. Щели решётки расположены вертикально, и на экране за решёткой наблюдаются периодически расположенные вертикальные полосы.



Рис. 25. Дифракция лазерного луча на решётке

Как вы уже поняли, это интерференционная картина. Дифракционная решётка расщепляет падающую волну на множество когерентных пучков, которые распространяются по всем направлениям и интерферируют друг с другом. Поэтому на экране мы видим чередование максимумов и минимумов интерференции — светлых и тёмных полос.

⁹Изображение с сайта physics.nad.ru.

Теория дифракционной решётки весьма сложна и во всей своей полноте оказывается далеко за рамками школьной программы. Вам следует знать лишь самые элементарные вещи, связанные с одной-единственной формулой; эта формула описывает положения максимумов освещённости экрана за дифракционной решёткой.

Итак, пусть на дифракционную решётку с периодом d падает плоская монохроматическая волна (рис. 26). Длина волны равна λ .

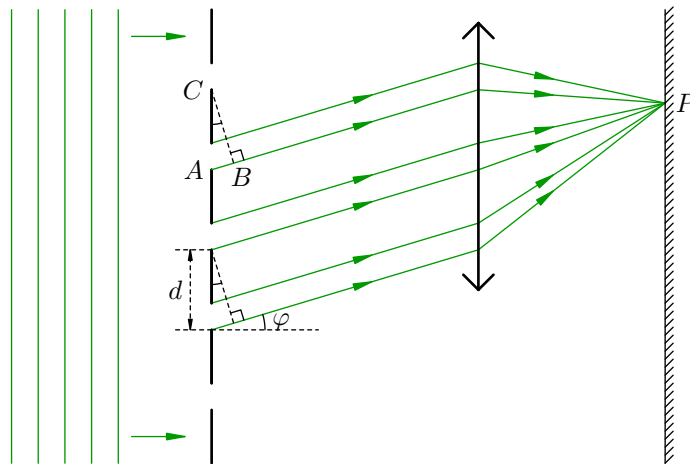


Рис. 26. Дифракция на решётке

Для большей чёткости интерференционной картины можно поставить линзу между решёткой и экраном, а экран поместить в фокальной плоскости линзы. Тогда вторичные волны, идущие параллельно от различных щелей, соберутся в одной точке P экрана (побочном фокусе линзы). Если же экран расположен достаточно далеко, то особой необходимости в линзе нет — лучи, приходящие в данную точку экрана от различных щелей, будут и так почти параллельны друг другу.

Рассмотрим вторичные волны, отклоняющиеся на угол φ . Разность хода между двумя волнами, идущими от соседних щелей, равна маленькому катету прямоугольного треугольника с гипотенузой d ; или, что то же самое, эта разность хода равна катету AB треугольника ABC . Но угол ACB равен углу φ , поскольку это острые углы со взаимно перпендикулярными сторонами. Следовательно, наша разность хода равна $d \sin \varphi$.

Интерференционные максимумы наблюдаются в тех случаях, когда разность хода равна целому числу длин волн:

$$d \sin \varphi = k\lambda \quad (k = 0, 1, 2, \dots). \tag{11}$$

При выполнении этого условия все волны, приходящие в точку P от различных щелей, будут складываться в фазе и усиливать друг друга¹⁰.

Формула (11) позволяет найти углы, задающие направления на максимумы:

$$\sin \varphi_k = \frac{k\lambda}{d} \quad (k = 0, 1, 2, \dots). \tag{12}$$

При $k = 0$ получаем $\varphi = 0$. Это *центральный максимум*, или максимум *нулевого порядка*. Разность хода всех вторичных волн, идущих без отклонения, равна нулю, и в центральном максимуме они складываются с нулевым сдвигом фаз. Центральный максимум — это центр дифракционной картины, самый яркий из максимумов. Дифракционная картина на экране симметрична относительно центрального максимума.

¹⁰Линза при этом не вносит дополнительной разности хода — несмотря на то, что разные лучи проходят через линзу разными путями. Почему так получается? Мы не будем вдаваться в этот вопрос, поскольку его обсуждение выходит за рамки ЕГЭ по физике.

При $k = 1$ получаем угол:

$$\varphi_1 = \arcsin \frac{\lambda}{d}.$$

Этот угол задаёт направления на *максимумы первого порядка*. Их два, и расположены они симметрично относительно центрального максимума. Яркость в максимумах первого порядка несколько меньше, чем в центральном максимуме.

Аналогично, при $k = 2$ имеем угол:

$$\varphi_2 = \arcsin \frac{2\lambda}{d}.$$

Он задаёт направления на *максимумы второго порядка*. Их тоже два, и они также расположены симметрично относительно центрального максимума. Яркость в максимумах второго порядка несколько меньше, чем в максимумах первого порядка.

Примерная картина направлений на максимумы первых двух порядков показана на рис. 27.

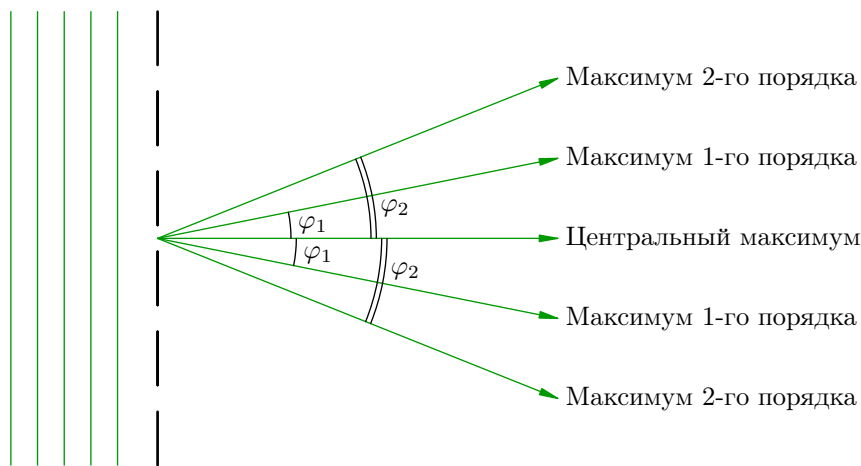


Рис. 27. Максимумы первых двух порядков

Вообще, два симметричных *максимума k -го порядка* определяются углом:

$$\varphi_k = \arcsin \frac{k\lambda}{d}. \quad (13)$$

При небольших k соответствующие углы обычно невелики. Например, при $\lambda = 0,65$ мкм и $d = 10$ мкм максимумы первого порядка расположены под углом $\varphi_1 = \arcsin(0,65/10) = 3,7^\circ$.

Яркость максимумов k -го порядка постепенно убывает с ростом k . Сколько всего максимумов можно увидеть? На этот вопрос легко ответить с помощью формулы (12). Ведь синус не может быть больше единицы, поэтому:

$$k \leq \frac{d}{\lambda}.$$

Используя те же числовые данные, что и выше, получим: $k \leq 15,4$. Следовательно, наибольший возможный порядок максимума для данной решётки равен 15.

Посмотрите ещё раз на рис. 25. На экране видны 11 максимумов. Это центральный максимум, а также по два максимума первого, второго, третьего, четвертого и пятого порядков.

С помощью дифракционной решётки можно измерить неизвестную длину волны. Направляем пучок света на решётку (период которой мы знаем), измеряем угол φ_1 на максимум первого порядка, пользуемся формулой (11) и получаем:

$$\lambda = d \sin \varphi_1.$$

5.4 Дифракционная решётка как спектральный прибор

Выше мы рассматривали дифракцию монохроматического света, каковым является лазерный луч. Часто приходится иметь дело с *немонохроматическим* излучением. Оно является смесью различных монохроматических волн, которые составляют *спектр* данного излучения. Например, белый свет — это смесь волн всего видимого диапазона, от красного до фиолетового.

Оптический прибор называется *спектральным*, если он позволяет раскладывать свет на монохроматические компоненты и тем самым исследовать спектральный состав излучения. Простейший спектральный прибор вам хорошо известен — это стеклянная призма. К числу спектральных приборов относится также и дифракционная решётка.

Предположим, что на дифракционную решётку падает белый свет. Давайте вернёмся к формуле (12) и подумаем, какие выводы из неё можно сделать.

Положение центрального максимума ($\varphi = 0$) не зависит от длины волны. В центре дифракционной картины сойдутся с нулевой разностью хода *все* монохроматические составляющие белого света. Поэтому в центральном максимуме мы увидим яркую белую полосу.

А вот положения максимумов порядка $k \geq 1$ определяются длиной волны. Чем меньше λ , тем меньше угол φ_k для данного k . Поэтому в максимуме k -го порядка монохроматические волны разделяются в пространстве: самой близкой к центральному максимуму окажется фиолетовая полоса, самой далёкой — красная.

Следовательно, в каждом порядке $k \geq 1$ белый свет раскладывается решёткой в спектр. Максимумы первого порядка всех монохроматических компонент образуют *спектр первого порядка*; затем идут спектры второго, третьего и так далее порядков. Спектр каждого порядка имеет вид цветной полосы, в которой присутствуют все цвета радуги — от фиолетового до красного.

Дифракция белого света показана¹¹ на рис. 28. Мы видим белую полосу в центральном максимуме, а по бокам — два спектра первого порядка. По мере возрастания угла отклонения цвет полос меняется от фиолетового к красному.

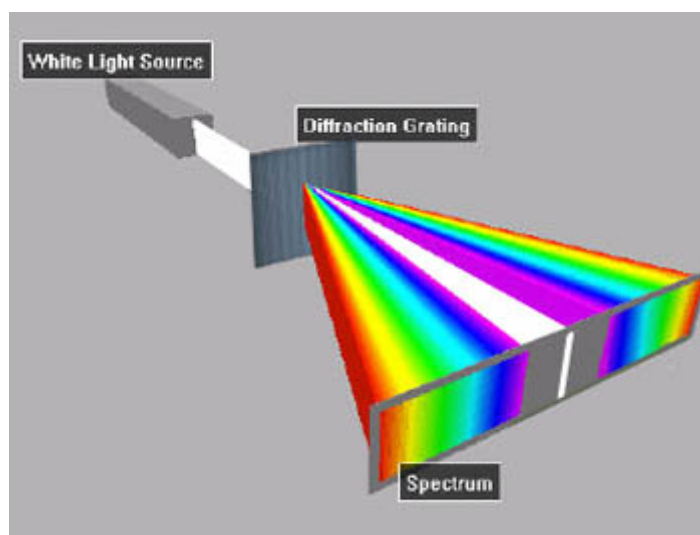


Рис. 28. Дифракция белого света на решётке

Но дифракционная решётка не только позволяет наблюдать спектры, т. е. проводить качественный анализ спектрального состава излучения. Важнейшим достоинством дифракционной решётки является возможность количественного анализа — как уже говорилось выше, мы с её помощью можем *измерять* длины волн. При этом измерительная процедура весьма проста: фактически она сводится к измерению угла направления на максимум.

¹¹Изображение с сайта h2physics.org.

Естественными примерами дифракционных решёток, встречающихся в природе, являются перья птиц, крылья бабочек, перламутровая поверхность морской раковины. Если, прищурившись, посмотреть на солнечный свет, то можно увидеть радужную окраску вокруг ресниц. Наши ресницы действуют в данном случае как прозрачная дифракционная решётка на рис. 26, а в качестве линзы выступает оптическая система роговицы и хрусталика.

Спектральное разложение белого света, даваемое дифракционной решёткой, проще всего наблюдать, глядя на обычный компакт-диск (рис. 29)¹². Оказывается, дорожки на поверхности диска образуют отражательную дифракционную решётку!



Рис. 29. Компакт-диск как отражательная решётка

¹²Изображение с сайта en.wikipedia.org.

6 Дисперсия света

Пусть солнечный луч переходит из воздуха в прозрачную среду (например, воду или стекло). Если угол падения α не равен нулю, то, как вы помните, угол преломления β определяется из закона преломления:

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

Величина n , называемая показателем преломления, характеризует среду и от угла падения не зависит.

Оказывается, однако, что среда по-разному реагирует на прохождение электромагнитных волн различных частот. Имеет место *дисперсия* — зависимость показателя преломления среды от частоты света.

6.1 Опыт Ньютона

Классический опыт по наблюдению дисперсии был поставлен Ньютоном. Узкий луч солнечного света направлялся на треугольную стеклянную призму (рис. 30).

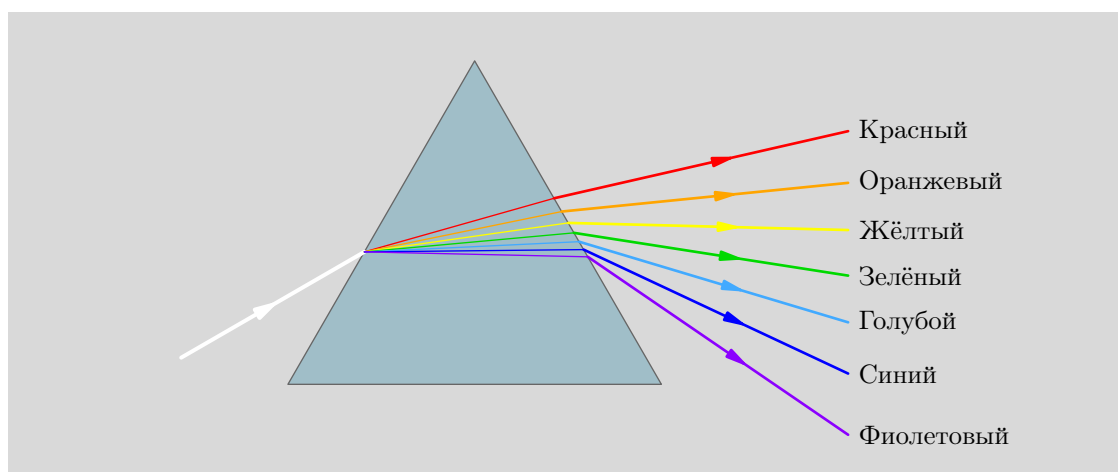


Рис. 30. Разложение белого света в спектр

На экране за призмой появлялся *спектр* — радужная полоса. Один край спектра оказался красным, другой — фиолетовым, а цвета внутри спектра непрерывно переходили друг в друга.

Выделяя луч какого-либо цвета (например, красного или синего) и запуская его в другую призму, мы уже не увидим изменения цвета преломлённого луча. Стало быть, компоненты радуги являются простейшими цветами, не разложимыми далее. Их можно собрать обратно с помощью второй призмы, и тогда снова получится белый свет. Следовательно, белый свет является смесью световых пучков различных цветов, непрерывно заполняющих диапазон видимого света от красного до фиолетового.

Мы видим, таким образом, что стеклянная призма является простейшим *спектральным прибором* — она позволяет исследовать спектральный состав белого света. С действием более сложного спектрального прибора — дифракционной решётки — мы познакомились в предыдущем разделе.

Как показывает опыт Ньютона, слабее всего преломляется красный свет, а сильнее всего — фиолетовый. В видимом диапазоне красный свет имеет наименьшую частоту, а фиолетовый — наибольшую. Коль скоро показатель преломления становится всё больше по мере движения от красного конца спектра к фиолетовому, мы делаем вывод, что *показатель преломления стекла увеличивается с возрастанием частоты света*.

Но показатель преломления есть отношение скорости света в воздухе к скорости света в среде: $n = c/v$. Значит, чем больше частота света, тем с меньшей скоростью свет распространяется в стекле. Наибольшую скорость внутри стеклянной призмы имеет красный свет, наименьшую — фиолетовый.

Различие в скоростях света для разных частот проявляется только при наличии среды. В вакууме скорость распространения электромагнитных волн не зависит от частоты и равна c .

Открытая и исследованная Ньютоном, дисперсия света больше двухсот лет ждала своего объяснения — нужны были соответствующие сведения о строении вещества. Классическая теория дисперсии была предложена Лоренцем лишь в конце XIX века. Более точная квантовая теория дисперсии появилась в первой половине прошлого столетия.

6.2 Хроматическая aberrация

Предположим, что на собирающую линзу параллельно главной оптической оси падает пучок белого света. Преломляясь в линзе, он, казалось бы, должен собраться в её фокусе. Однако вследствие дисперсии возникает *хроматическая aberrация* — некоторая расфокусировка пучка, вызванная различной преломляемостью разных компонент белого света.

Явление хроматической aberrации показано на рис. 31.

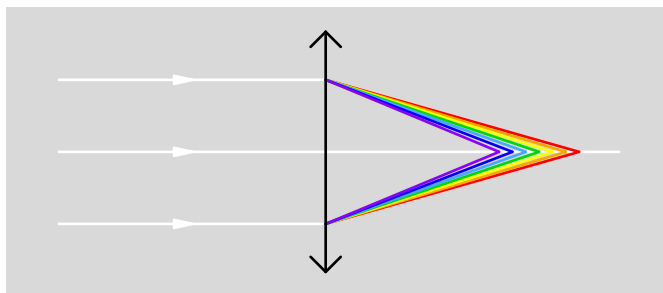


Рис. 31. Хроматическая aberrация

Показатель преломления материала линзы принимает наименьшее значение для красного света, и потому красный свет преломляется слабее всего. Красные лучи собираются на главной оптической оси в наиболее удалённой от линзы точке. Жёлтые лучи собираются ближе к линзе, зелёные — ещё ближе, и, наконец, в ближайшей к линзе точке сойдутся фиолетовые лучи.

Хроматическая aberrация ухудшает качество изображений — снижает чёткость, даёт лишние цветные полосы. Но с хроматической aberrацией можно бороться. Для этого в оптической технике применяют так называемые ахроматические линзы, получаемые накладыванием на собирающую линзу дополнительной рассеивающей линзы. Догадайтесь — зачем нужна рассеивающая линза?