

§40. ПРИНЦИП ГЮЙГЕНСА. ОТРАЖЕНИЕ ВОЛН

Для изучения распространения электромагнитных волн в пространстве рассмотрим в качестве аналогии возникновение волны на воде, вызванной точечным источником. Если в воду в точке O быстро опустить (за промежуток времени τ) и сразу поднять карандаш, то на поверхности воды возникает волна ①. Ее появление связано с изменением расстояний между молекулами воды при воздействии на них карандаша. В невозмущенном состоянии межмолекулярные промежутки примерно одинаковы. Уменьшение расстояния между молекулами 1–2 и 1'–2' (сжатие) приводит к увеличению сил отталкивания между ними, которое передается через промежуток времени t молекулам 5–6 и 5'–6'. В этот момент времени передовой фронт сжатия, распространяющийся в воде со скоростью v , будет находиться от точки O на расстоянии vt .

Фронт волны — совокупность точек, колеблющихся в одинаковой фазе.

Фронтом волны для точечного источника в однородном пространстве является сфера. Зная положение фронта волны AB в момент времени t , можно найти фронт волны $A'B'$ через промежуток времени Δt .

Принцип Гюйгенса:

Каждая точка фронта волны является источником вторичных волн, распространяющихся во все стороны со скоростью распространения волны в среде ②.

Вторичные волны, распространяющиеся от каждой точки волнового фронта AB , через время Δt удаляются от него на расстояние $v\Delta t$. Сферическая поверхность радиуса $v(t + \Delta t)$, огибающая все вторичные волны в момент времени $t + \Delta t$, определяет положение фронта волны в этот момент времени. Стрелками (лучами) показывают направление распространения волны.

Луч — линия, вектор касательной к которой перпендикулярен фронту волны и направлен в сторону переноса энергии волны в данной точке.

Положение фронта сферической волны в определенный момент времени однозначно определяется двумя лучами, выходящими из точечного источника, а фронта плоской волны — одним лучом, перпендикулярным плоскости волны.

Рассмотрим процесс возникновения отраженной волны при падении плоской волны на плоскую границу раздела двух сред ③. Фронт AB падающей волны, образующий угол α с границей раздела, достигает ее различных точек в разные моменты времени. В тот момент, когда фронт волны достигает точки A , эта точка становится источником вторичных волн. По мере того как волна попадает в точки 1, 2, 3, B' , все они начинают излучать вторичные волны. Фронт отраженной волны является плоской поверхностью, касательной к сферическим фронтам вторичных волн. Из равенства прямоугольных треугольников $\triangle AA'B'$ и $\triangle AB'B$ ($AA' = BB'$ и общая гипотенуза AB') следует, что $\angle AB'A' = \angle BAB'$, или $\alpha = \gamma$.

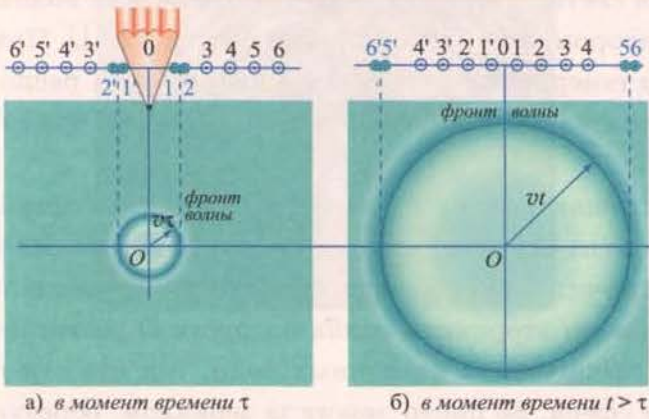
Закон отражения света:

Угол отражения равен углу падения. Падающий луч, отраженный луч и перпендикуляр, составленный в точке падения к отражающей поверхности, лежат в одной плоскости.

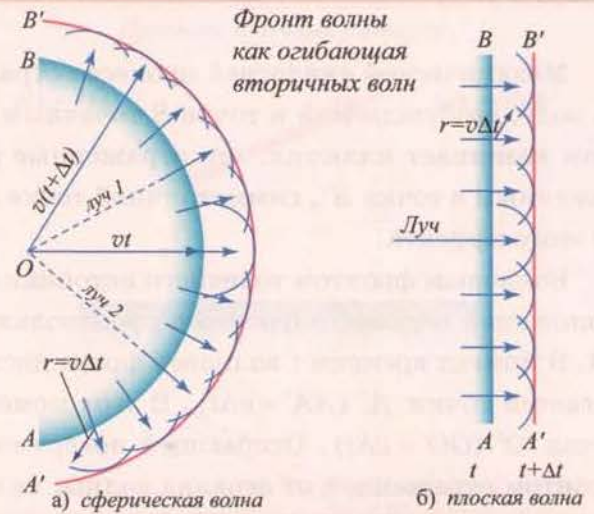
Если пустить падающий луч в направлении отраженного ④, он отразится в направлении падающего — в этом состоит **обратимость световых лучей**. Зеркальное отражение ⑤ не изменяет формы фронта волны. При диффузном отражении от неровной поверхности ⑥ параллельный пучок падающих лучей не преобразуется в параллельный пучок отраженных лучей.

ВОЛНА НА ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ

① ТОЧЕЧНЫЙ ИСТОЧНИК

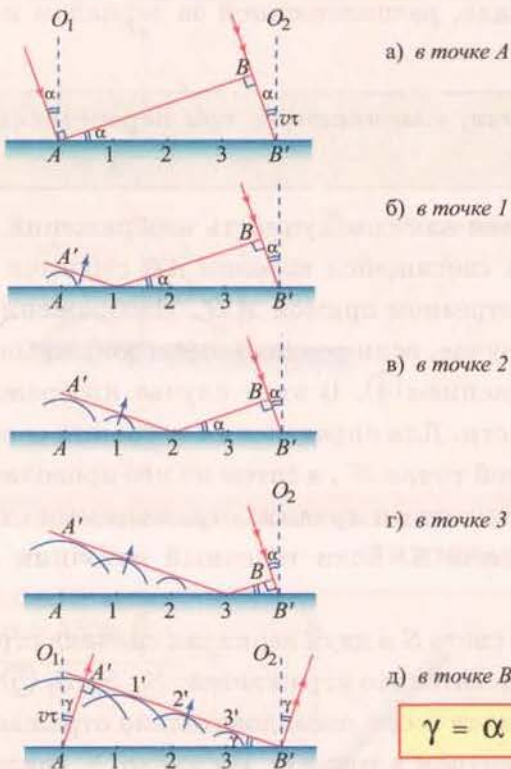


② ПРИНЦИП ГЮЙГЕНСА

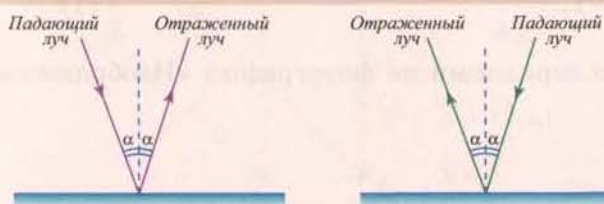


ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА

③ ВОЗНИКНОВЕНИЕ ОТРАЖЕННОЙ ВОЛНЫ



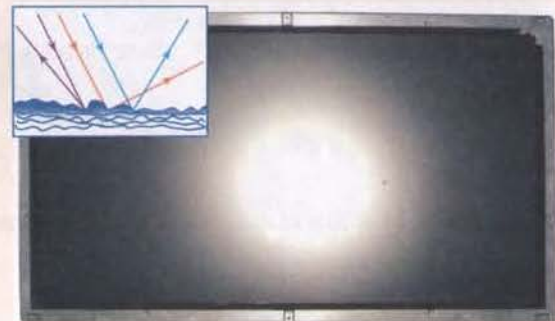
④ ОБРАТИМОСТЬ СВЕТОВЫХ ЛУЧЕЙ



⑤ ЗЕРКАЛЬНОЕ ОТРАЖЕНИЕ



⑥ ДИФФУЗНОЕ ОТРАЖЕНИЕ



§41. ИЗОБРАЖЕНИЕ ПРЕДМЕТА В ПЛОСКОМ ЗЕРКАЛЕ

Механической аналогией процесса отражения света от зеркала является отражение волны на воде, возбуждаемой в точке S точечным вибратором, от плоской стенки сосуда AB ①. При этом возникает иллюзия, что отраженные волны генерируются точечным вибратором, расположенным в точке S' , симметричной точке S относительно стенки ($OS' = OS$). Выясним причину этого эффекта.

Волновым фронтом точечного источника S , освещающего плоское зеркало, является сфера. Положение волнового фронта в произвольный момент времени характеризуют два луча SO и SA . В момент времени t волновой фронт достигает точки O , а еще через промежуток времени Δt касается точки A' ($AA' = v\Delta t$). В этот момент времени вторичная волна из точки O достигает точки O' ($OO' = v\Delta t$). Огибающей поверхностью сферических вторичных волн, так же как и фронтом отраженной от зеркала волны, является сфера. Ее центр лежит за зеркалом, образуя пучок расходящихся лучей. Для построения изображения точечного источника достаточно использовать два луча 1 и 2 ②. Как видно из построения, $\angle OSA' = \angle OS'A' = \alpha$. Следовательно, $\triangle OS'A' = \triangle OSA'$ (по катету OA' и острому углу). Это означает, что $OS' = OS$. Человеческому глазу, находящемуся в пространстве над зеркалом, кажется, что лучи $S'O$ и $S'A'$ выходят из одной точки S' , симметричной точке относительно зеркала, расположенной за зеркалом и воспринимаемой как мнимое изображение источника S .

Мнимое изображение — изображение предмета, возникающее при пересечении продолжения расходящегося пучка лучей.

Изображение источника конечных размеров строится как совокупность изображений всех его точек ③. Например, для построения изображения светящейся стрелки AB строятся изображения крайних точек, которые затем соединяются отрезком прямой $A'B'$. Изображение источника находится в симметричной точке даже в том случае, если зеркало имеет конечные размеры и не находится между предметом и его изображением ④. В этом случае изображение предмета можно наблюдать лишь из ограниченной области. Для определения ее границ сначала находят мнимое изображение предмета S в симметричной точке S' , а затем из нее проводят лучи через крайние точки зеркала L и M . Из области между этими лучами, отраженными от зеркала, можно наблюдать мнимое изображение S' предмета S . Если точечный источник S — Солнце, то в этой области видны солнечные зайчики.

При построении изображений точечного источника света S в двух зеркалах сначала строится его изображение S_1 в первом зеркале, которое последовательно отражается: S_3, S_5, S_7 ⑤. Затем строится изображение S_2 источника во втором зеркале и оно последовательно отражается: S_4, S_6 . Все семь изображений лежат на окружности с центром в точке O . Их число N связано с углом α между зеркалами:

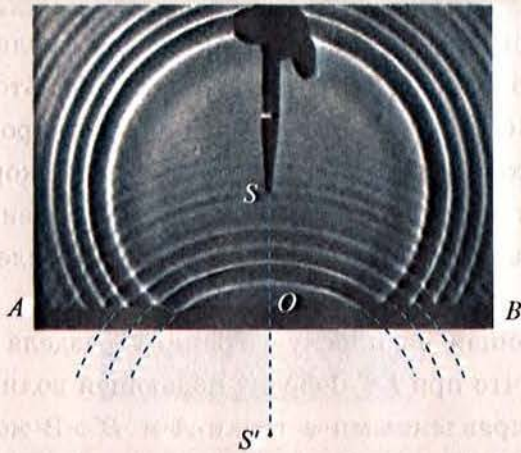
$$N = 2N = \frac{2\pi}{\alpha} - 1. \quad (1)$$

Формула (1) позволяет найти угол между двумя зеркалами на фотографии «Изображение свечи в двух зеркалах» ⑥.

Изображение предмета в плоском зеркале

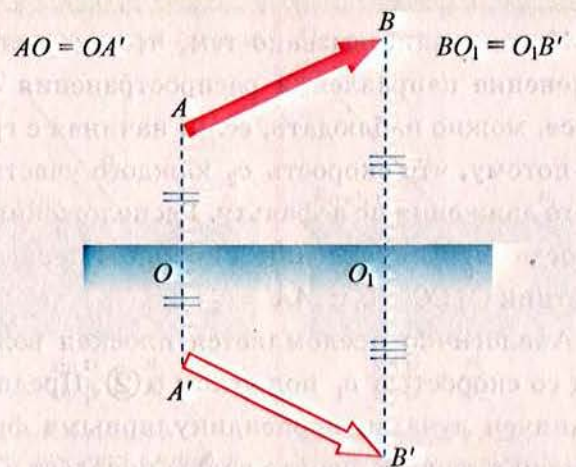
① ИЗОБРАЖЕНИЕ ТОЧКИ В ЗЕРКАЛЕ

Отражение волны на воде от плоской стенки сосуда



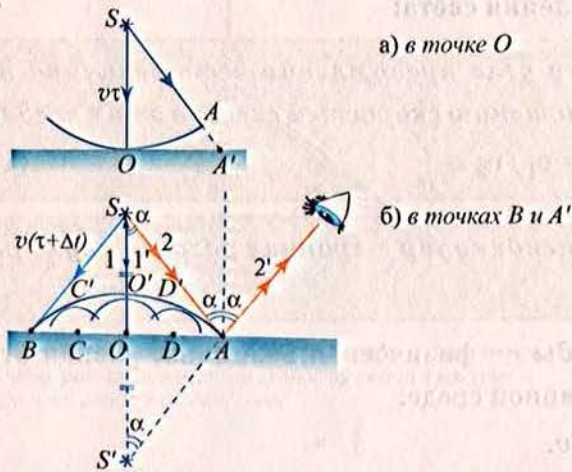
③ ИЗОБРАЖЕНИЕ ПРЕДМЕТА

Предмет конечных размеров



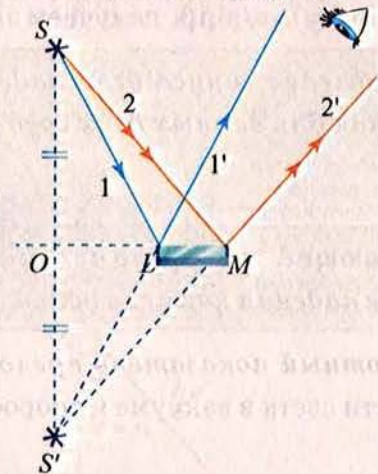
② МНИМОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ

Отражение сферического волнового фронта световой волны от плоской поверхности



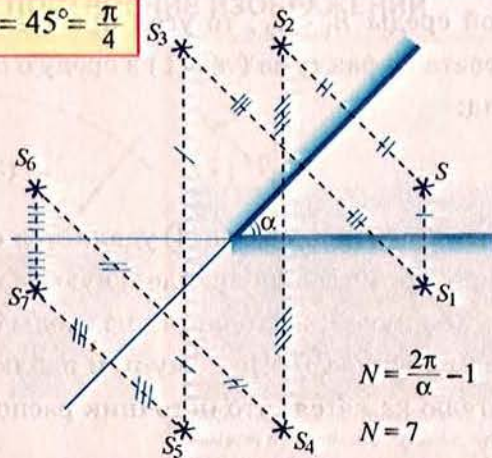
④ ИЗОБРАЖЕНИЕ В НЕБОЛЬШОМ ЗЕРКАЛЕ

Построение изображения точки S с помощью двух лучей



ИЗОБРАЖЕНИЕ В ДВУХ ЗЕРКАЛАХ

⑤ $\alpha = 45^\circ = \frac{\pi}{4}$



⑥ $\alpha = ?$



§42. ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА

Преломление волны — изменение направления распространения волны при прохождении из одной среды в другую.

Преломление вызвано тем, что скорости распространения волн в этих средах различны. Изменение направления распространения фронта колонны $ABCD$, идущей по асфальтовому шоссе, можно наблюдать, если, начиная с границы AC' , она попадает в грязь ①. Это происходит потому, что скорость v_2 каждого участника движения по грязи заметно меньше скорости v_1 его движения по асфальту. Расположения колонны показаны в разные моменты времени: $t = 0$, когда первый участник A колонны попадает в грязь, и $t = \tau$, когда в нее попадает последний участник C ($CC' = v_1\tau$; $AA' = v_2\tau$).

Аналогично преломляется плоская волна, падающая на плоскую границу раздела двух сред со скоростью v_1 под углом α ②. Предположим, что при $t = 0$ фронт падающей волны AB ограничен лучами, перпендикулярными фронту, направленными в точки A и B' . В момент времени τ точка B фронта волны попадает в точку B' ($BB' = v_1\tau$). Вторичное излучение от точки A за этот промежуток времени распространяется со скоростью v_2 на расстояние $AA' = v_2\tau$. Огибающей вторичных волн оказывается плоский фронт $A'B'$ преломленной волны, распространяющейся под углом β к границе раздела. Приравнявая выражения для гипотенузы $AB' = v_1\tau / \sin \alpha = v_2\tau / \sin \beta$, получаем закон преломления света:

Отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная для данных двух сред, равная отношению скоростей света в этих средах:

$$\sin \alpha / \sin \beta = v_1 / v_2. \quad (1)$$

Падающий луч, преломленный луч и перпендикуляр к границе раздела двух сред в точке падения лежат в одной плоскости.

Абсолютный показатель преломления среды — физическая величина, равная отношению скорости света в вакууме к скорости света в данной среде:

$$n = c/v.$$

Для двух сред с показателями преломления n_1 и n_2 закон преломления можно представить в виде:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_1}{n_2}. \quad (2)$$

Если луч света падает из оптически менее плотной среды $n_1 < n_2$, то угол преломления β оказывается меньше угла падения α ③. При падении света из вакуума ($n_1 = 1$) в среду с показателем преломления $n_2 = n$ закон преломления имеет вид:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n. \quad (3)$$

Луч, выходящий из оптически более плотной среды в менее плотную ④ удаляется от перпендикуляра к границе раздела сред ($\alpha > \beta$). Луч, прошедший плоскопараллельную пластину, выходит из нее параллельно направлению падения ⑤. Ход лучей, выходящих из среды с показателем преломления $n_1 = n$ в вакуум $n_2 = 1$ показан на рисунке ⑥. Поэтому при наблюдении точечного источника из менее плотной среды наблюдателю кажется, что источник расположен на глубине в n раз меньшей, чем в действительности ⑦.

ПЛОСКАЯ ВОЛНА НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД

ПРЕЛОМЛЕНИЕ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ

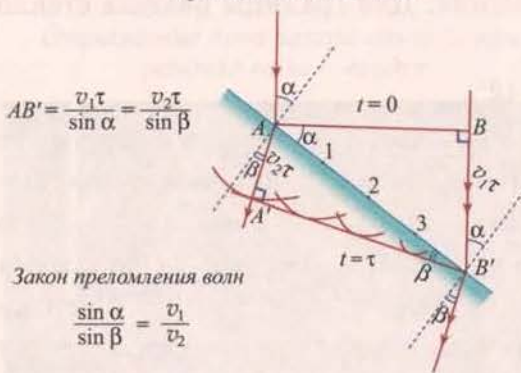
①



Положение колонны в моменты времени $t=0$ и $t=\tau$

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ПРЕЛОМЛЕННОЙ ВОЛНЫ

② Построение преломленной волны с помощью принципа Гюйгенса



Закон преломления волн

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2}$$

Абсолютный показатель преломления среды – физическая величина, равная отношению скорости света в вакууме и скорости света в данной среде

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

ЗАКОН ПРЕЛОМЛЕНИЯ

ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТОВОГО ЛУЧА

Переход воздух–стекло

③

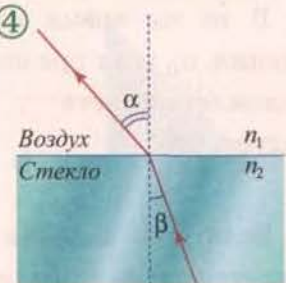


$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1}$$

Преломленный луч приближается к перпендикуляру к границе раздела

Переход стекло–воздух

④



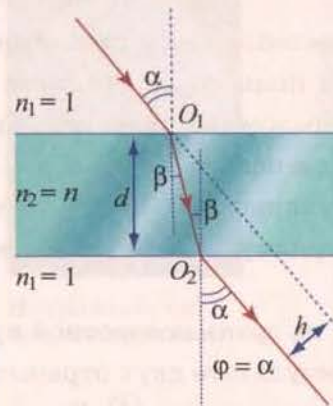
$$\frac{\sin \beta}{\sin \alpha} = \frac{n_1}{n_2}$$

Луч, выходящий в менее оптически плотную среду, удаляется от перпендикуляра

ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ПЛАСТИНОЙ

Боковое смещение луча

⑤



Луч, прошедший плоскопараллельную пластину, выходит из нее параллельно направлению падения

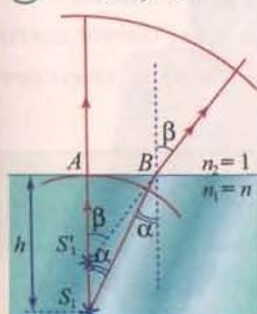
Боковое смещение h луча пропорционально толщине d пластины

ИЗОБРАЖЕНИЕ ПРЕДМЕТА ПРИ ПРЕЛОМЛЕНИИ

ПОСТРОЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ

⑥

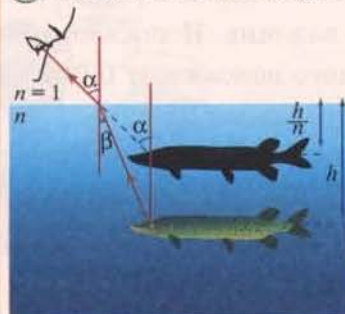
Ход лучей



$$S_1A = \frac{h}{n}$$

⑦

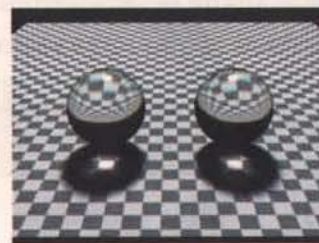
Мнимое изображение рыбы



Наблюдателю кажется, что рыба плавает на меньшей глубине, чем на самом деле

ЭФФЕКТЫ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Изображение клеток на столе



Кажущаяся форма предмета



§43. ПОЛНОЕ ВНУТРЕННЕЕ ОТРАЖЕНИЕ

Свет, распространяющийся в воде от точечного источника S , падающий на поверхность воды под малым углом α , частично преломляется и частично отражается ①, ②. С ростом угла падения возрастает угол преломления β ($\beta > \alpha$), а интенсивность преломленного света уменьшается. В то же время интенсивность отраженного света увеличивается. При некотором угле падения α_0 угол преломления достигает своего максимального значения $\beta_{\max} = 90^\circ$. Из закона преломления света

$$\sin \alpha_0 / \sin 90^\circ = 1/n,$$

следует, что

$$\alpha_0 = \arcsin(1/n).$$

Если угол падения $\alpha > \alpha_0$, преломление света в воздух прекращается. Свет полностью отражается от границы раздела, как от зеркала. Возникает

полное внутреннее отражение — явление отражения света от оптически менее плотной среды, при котором преломление отсутствует, а интенсивность отраженного света практически равна интенсивности падающего.

Угол полного внутреннего отражения α_0 — минимальный угол падения света, начиная с которого возникает явление полного внутреннего отражения. Для границы раздела стекло — воздух угол полного внутреннего отражения равен:

$$\alpha_0 = \arcsin(1/1,52) = 42^\circ.$$

Рассмотрим преломление света стеклянной треугольной призмой с преломляющим углом $\alpha = 45^\circ$, большим угла полного внутреннего отражения α_0 ③. Луч, падающий нормально на грань AB призмы, не преломляется на ней. Его угол падения на грань AC равен $45^\circ > \alpha_0$, поэтому в точке падения O он испытывает полное внутреннее отражение. На грань BC отраженный луч падает перпендикулярно и не преломляется, выходя из призмы под углом 90° к направлению падения. Такую призму называют *поворотной призмой*, так как она поворачивает луч на угол 90° .

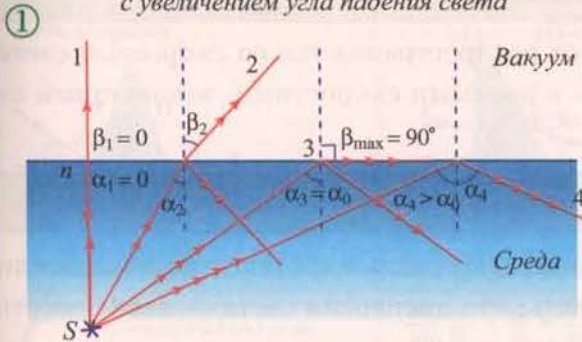
При падении луча на грань поворотной призмы, проектирующуюся в сечении в гипотенузу AC , падающий луч в результате двух отражений от граней AB и BC изменяет направление распространения на противоположное ④. Возникает обращение светового луча. Подобные призмы определяют отражение световращателей (катафотов) автомобилей, обеспечивающих их безопасную стоянку и движение. Полное внутреннее отражение используется в перископах ⑤, призматических биноклях ⑥, зеркальных фотоаппаратах.

Испытывая полное внутреннее отражение, световой сигнал может распространяться внутри гибкого стекловолокна (световода) ⑦. Свет может покидать волокно лишь при больших начальных углах падения и при значительном изгибе волокна. Использование пучка, состоящего из тысяч гибких стекловолокон (с диаметром каждого волокна от 0,002 – 0,01 мм), позволяет передавать из начала в конец пучка оптические изображения ⑧.

Волоконная оптика — система передачи оптических изображений с помощью стекловолокон (световодов).

ПОЛНОЕ ВНУТРЕННЕЕ ОТРАЖЕНИЕ

Уменьшение интенсивности преломленного луча с увеличением угла падения света

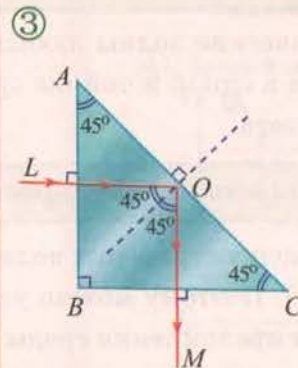


При угле падения $\alpha > \alpha_0$ (угла полного внутреннего отражения) свет не выходит из воды

$$\sin \alpha_0 = \frac{1}{n} \quad \frac{\sin \alpha_0}{\sin 90^\circ} = \frac{1}{n}$$

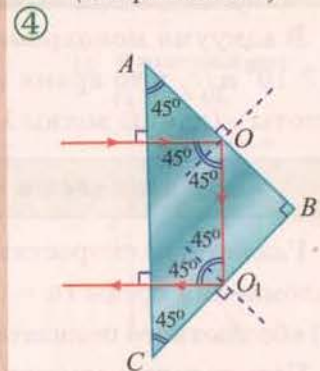
ПРИЗМА ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ

Поворот луча на 90°



Для стекла
 $\sin \alpha_0 = \frac{1}{n_c} = \frac{1}{1,5}$
 $\alpha_0 \approx 42^\circ$

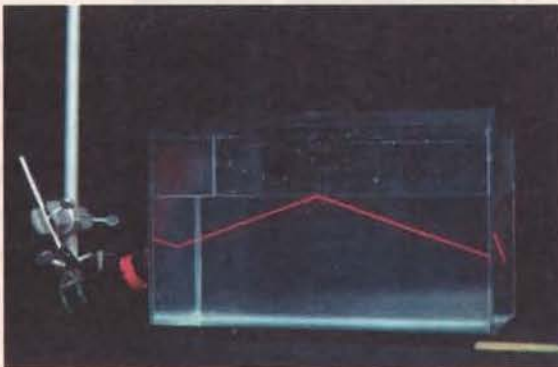
Отражение луча (поворот на 180°)



Угол падения света
 $\alpha = 45^\circ > \alpha_0$

ХОД ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА В ВОДЕ

Отражение луча лазера от границы раздела вода – воздух



Луч не выходит в воздух после отражения

ПЕРИСКОП

Поворотные призмы в перископе



Изображение над поверхностью воды

Ход лучей в перископе



БИНОКЛЬ

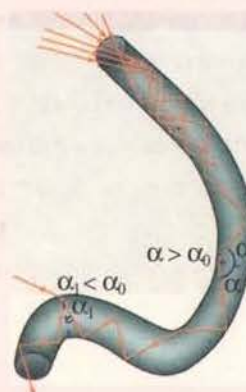
Оптическая схема



Использование поворотных призм в бинокле

ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА

Распространение света в световоде



Осветитель



§44. ДИСПЕРСИЯ СВЕТА

Монохроматическая волна — электромагнитная волна определенной постоянной частоты.

В вакууме монохроматические волны любых частот распространяются со скоростью света $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, в то время как в одной и той же среде — с разными скоростями, зависящими от частоты ν (длины волны λ) света.

Дисперсия света — зависимость скорости света в веществе от частоты волны.

Различным скоростям распространения волн соответствуют разные абсолютные показатели преломления среды ($n = c/\nu$). Поэтому можно утверждать, что дисперсия света — зависимость $n(\nu)$ абсолютного показателя преломления среды от частоты света.

При падении монохроматического света на грань I призмы с преломляющим лучом α (1) луч 1 частично отражается (луч 2) и частично преломляется (луч 3). В результате преломления на грани II луч 4 выходит из призмы, а отражение от этой грани дает луч 5, преломляющийся на грани III и выходящий из призмы (луч 6).

При нормальном падении луча LO на грань AB призмы с преломляющим лучом $\alpha < \alpha_0$ — угла полного внутреннего отражения (2), преломленный луч отклоняется от первоначального направления к основанию на угол

$$\delta = \beta - \alpha \approx \alpha(n - 1).$$

Зависимость абсолютного показателя преломления среды от частоты световой волны была наглядно подтверждена в 1666 г. **Исааком Ньютоном**, направившим тонкий пучок солнечного света на стеклянную призму. Солнечный свет не является монохроматическим, а содержит электромагнитные волны различных частот (3). За призмой наблюдалось пространственное разложение белого света в цветной спектр: семь основных цветов — красный, оранжевый, желтый, зеленый, голубой, синий и фиолетовый плавно переходили друг в друга. Наименьшее отклонение δ_k от первоначального направления падения испытывают красные лучи, а наибольшее δ_ϕ — фиолетовые (4), (5). Это означает, что абсолютный показатель преломления n_ϕ для фиолетового света больше, чем для красного n_k . Цвет, видимый и воспринимаемый глазом, определяется частотой световой волны. Частота фиолетового света больше частоты красного. Таким образом, из опыта с призмой Ньютона следует, что абсолютный показатель преломления возрастает с увеличением частоты света. Выясним физический механизм дисперсии. Под действием напряженности $\vec{E}_1$ электрического поля световой волны частоты ω валентные электроны атомов среды совершают вынужденные гармонические колебания и с определенным запаздыванием начинают излучать вторичные волны той же частоты и напряженности $\vec{E}_2$. Амплитуда вторичной волны зависит от частоты световой волны $E_2 \sim 1/|\omega_0^2 - \omega^2|$, где ω_0 — частота собственных колебаний электрона в атоме. С ростом частоты ($\omega < \omega_0$) амплитуда вторичной волны возрастает. При этом увеличивается время запаздывания, уменьшается скорость распространения волны и возрастает абсолютный показатель преломления среды.

Возникновение радуги — результат дисперсии света в каплях воды (6), когда излучение разных цветов, входящее в состав солнечного света, пространственно разделяется (7), (8).

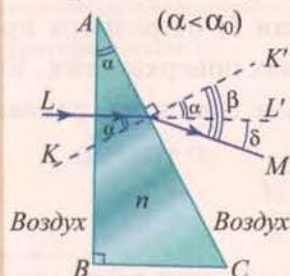
ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА ПРИЗМОЙ

① *Ход лучей*
Падение монохроматического света на призму



- 1 - падающий луч
- 2 - отраженный от I грани
- 3 - преломленный на I грани
- 4 - преломленный на II грани
- 5 - отраженный от II грани
- 6 - преломленный на III грани

② *Угол отклонения преломленного луча*
($\alpha < \alpha_0$)



$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \approx \frac{\alpha}{\beta} = \frac{1}{n}$$

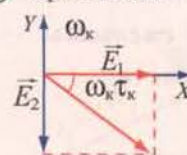
$$\beta = n\alpha$$

$$\delta = \beta - \alpha = \alpha(n - 1)$$

ЗАВИСИМОСТЬ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ОТ ЧАСТОТЫ СВЕТА

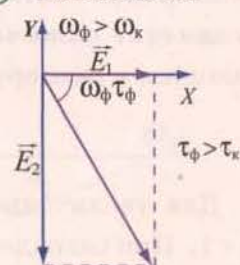
Зависимость времени запаздывания световой волны от амплитуды вторичной волны E_2

④ Красный свет



$$E_2 \sim \frac{1}{|\omega_0^2 - \omega^2|}$$

⑤ Фиолетовый свет



$$n_\phi > n_k$$

РАЗЛОЖЕНИЕ БЕЛОГО СВЕТА В ЦВЕТНОЙ СПЕКТР

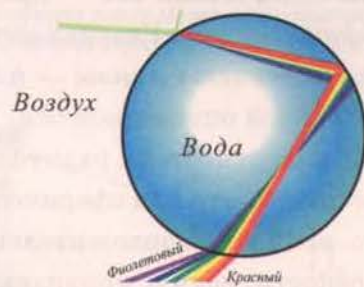
③ *Призма Ньютона*



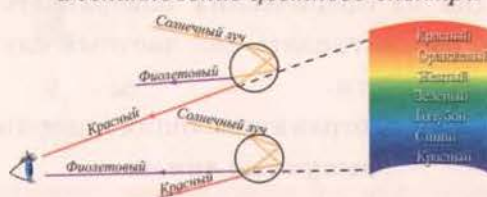
Фиолетовый свет преломляется сильнее, чем красный

ОБРАЗОВАНИЕ РАДУГИ

⑥ *Преломление света в капле воды*



Возникновение цветного спектра



РАДУГА В СЕЛЬСКОЙ МЕСТНОСТИ

⑦



РАДУГА В ГОРОДЕ

⑧



§45. ЛИНЗЫ

При преломлении света на плоских границах пространственно ограниченных прозрачных сред, таких как плоскопараллельная пластинка, призма, размер изображения остается равным размеру предмета. Отличие размера изображения H от размера предмета h наблюдается при преломлении света на криволинейных прозрачных поверхностях. Его характеризует *линейное увеличение оптической системы* — физическая величина, равная отношению размера изображения к размеру предмета:

$$\Gamma_0 = \frac{H}{h}.$$

Для увеличенного изображения ($H > h$) $\Gamma_0 > 1$, при уменьшенном изображении ($H < h$) $\Gamma_0 < 1$. При совпадении размера изображения с размером предмета ($H = h$) $\Gamma_0 = 1$.

Важнейшим элементом многочисленных оптических приборов и систем, начиная от очков и кончая гигантскими телескопами, является

линза — прозрачное тело, ограниченное двумя сферическими поверхностями.

Дадим определения основных геометрических характеристик линзы ①.

Главная оптическая ось — прямая, на которой лежат центры сферических поверхностей, ограничивающих линзу. Главная оптическая ось O_1O_2 является осью симметрии линзы.

Главная плоскость линзы — плоскость, проходящая через центр линзы (точку O) перпендикулярно главной оптической оси. Главная плоскость MN проходит через линию пересечения сферических поверхностей с радиусами R_1 и R_2 , называемыми *радиусами кривизны*.

Будем считать, что для сферической поверхности, выпуклой относительно главной плоскости, радиус кривизны положителен. Для сферической поверхности, вогнутой относительно главной плоскости, радиус кривизны отрицателен.

Одна из сферических поверхностей линзы может быть плоской. Плоскую поверхность можно рассматривать как частный случай сферической, радиус кривизны которой стремится к бесконечности.

По форме ограничивающих поверхностей различают шесть типов линз:

выпуклые линзы

- двояковыпуклая;
- плоско-выпуклая;
- вогнуто-выпуклая;

вогнутые линзы

- двояковогнутая;
- плоско-вогнутая;
- выпукло-вогнутая.

Выпуклые линзы являются собирающими.

Собирающие линзы — линзы, преобразующие параллельный пучок световых лучей в сходящийся ②, ③.

Вогнутые линзы являются рассеивающими.

Рассеивающие линзы — линзы, преобразующие параллельный пучок световых лучей в расходящийся ④, ⑤, ⑥.

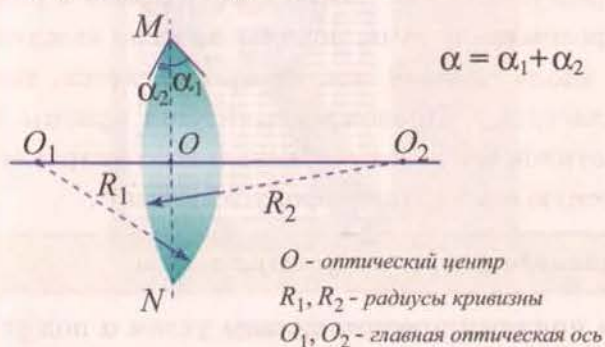
Для простоты рассматривают преломление световых лучей тонкими линзами.

Тонкая линза — линза, толщина l которой пренебрежимо мала по сравнению с радиусами кривизны ее поверхности ($l \ll R_1, R_2$).

СОБИРАЮЩИЕ ЛИНЗЫ

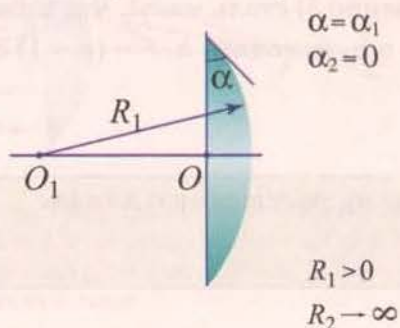
① ДВОЯКОВЫПУКЛАЯ ЛИНЗА

Линза – прозрачное тело, ограниченное двумя сферическими поверхностями



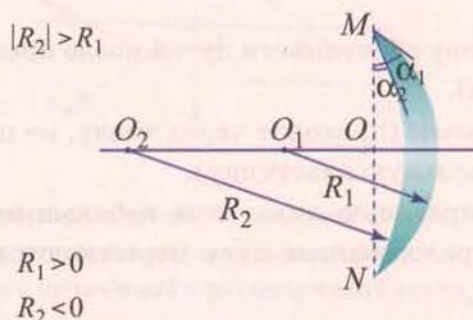
② ПЛОСКО-ВЫПУКЛАЯ ЛИНЗА

Двоичную линзу можно рассматривать как совокупность двух плоско-выпуклых линз



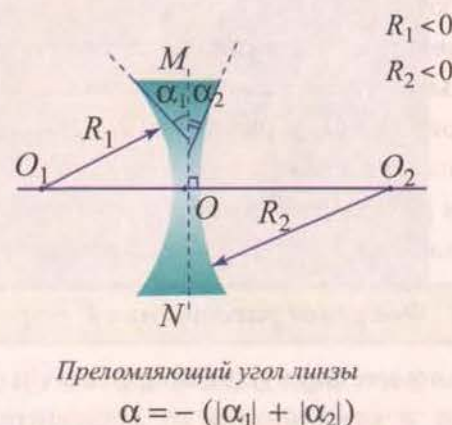
③ ВОГНУТО-ВЫПУКЛАЯ ЛИНЗА

Вогнуто-выпуклую линзу можно рассматривать как совокупность двух плоско-выпуклых линз



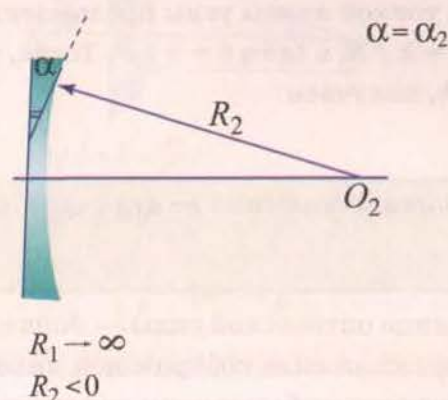
РАСSEИВАЮЩИЕ ЛИНЗЫ

④ ДВОЯКОВОГНУТАЯ ЛИНЗА



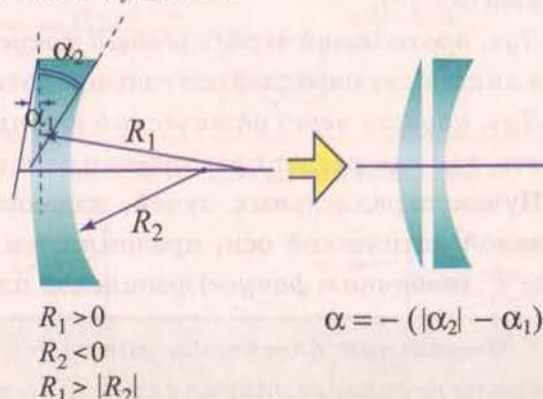
⑤ ПЛОСКО-ВОГНУТАЯ ЛИНЗА

Двоичную линзу можно рассматривать как совокупность двух плоско-вогнутых линз



⑥ ВЫПУКЛО-ВОГНУТАЯ ЛИНЗА

Выпукло-вогнутую линзу можно рассматривать как совокупность плоско-вогнутой и плоско-выпуклой линз



§46. СОБИРАЮЩАЯ ЛИНЗА. ХОД ЛУЧЕЙ

Как показывает эксперимент ①, ②, пучок световых лучей, падающих на собирающую линзу параллельно ее главной оптической оси, собирается после преломления в линзе в одной и той же точке F на этой оси, называемой **главным фокусом линзы**.

Объясним этот эффект на примере плоско-выпуклой линзы с радиусом кривизны R и показателем преломления n , которую условно можно представить как совокупность призм с различными углами преломления ③. Соответственно преломление луча, попадающего на каждую из призм, будет различным. Луч 1, направленный вдоль главной оси, не преломляется, так как падает практически на плоскопараллельную пластинку. Преломляющий угол призмы 2 равен β . Поэтому после прохождения призмы луч 2 отклоняется от первоначального направления на угол $\delta_B = \beta(n-1)$ и пересекает главную оптическую ось в главном фокусе линзы F .

Фокусное расстояние F — расстояние от главного фокуса до центра линзы

связано с ее радиусом кривизны ④. Луч 3 падает на призму с преломляющим углом α под углом α и отклоняется от горизонтали (первоначального направления его падения) на угол $\angle \delta = \angle AFO$ (как накрест лежащие углы при параллельных прямых). Радиус кривизны $O_1A = R$ в точке A совпадает по направлению с перпендикуляром к преломляющей грани призмы и составляет с оптической осью O_1O угол α . Угол δ можно найти из $\triangle AOF$: $\operatorname{tg} \delta = h/F$, а угол α из $\triangle AO_1O$: $\sin \alpha = h/R$.

Для тонкой линзы углы преломления α (и соответственно δ) столь малы, что можно считать $\sin \alpha \approx \alpha = h/R$, а $\operatorname{tg} \delta \approx \delta = h/F$. Тогда, учитывая связь δ и α , находим: $h/F = (n-1)h/R$. Сокращая на h , получаем:

$$1/F = (n-1)/R.$$

Оптическая сила — величина, обратная фокусному расстоянию линзы:

$$D = 1/F.$$

Единица оптической силы — **диоптрия** (дптр).

Оптическая сила собирающей линзы в вакууме определяется радиусами кривизны R_1, R_2 ее поверхности и абсолютным показателем преломления материала линзы:

$$D = (n-1)(1/R_1 + 1/R_2).$$

Характерные лучи, достаточные для построения хода любого луча, преломленного тонкой собирающей линзой, а также для получения изображения предмета в ней ⑤.

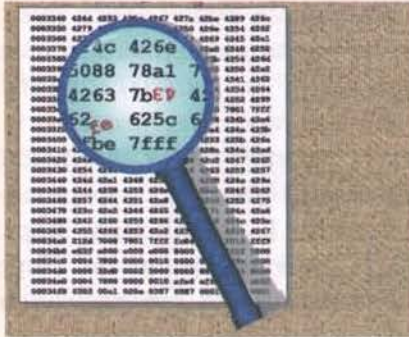
- Луч, параллельный главной оптической оси (преломляясь в линзе, проходит через ее главный фокус),
- Луч, проходящий через главный фокус (по принципу обратимости лучей после преломления в линзе идет параллельно главной оптической оси),
- Луч, идущий через оптический центр тонкой линзы (проходит через линзу, не преломляясь, так как падает практически на плоскопараллельную пластинку).

Пучок параллельных лучей, падающих на собирающую линзу под небольшим углом γ к главной оптической оси, преломляется так, что преломленные лучи пересекаются в одной точке F' (**побочном фокусе**) фокальной плоскости ⑥.

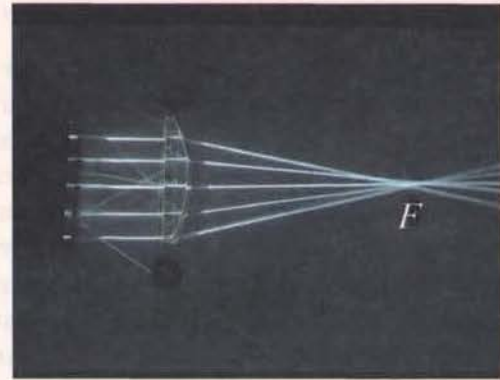
Фокальная плоскость линзы — плоскость, проходящая через главный фокус линзы перпендикулярно главной оптической оси.

1 ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛИНЗЫ

Текст через собирающую линзу

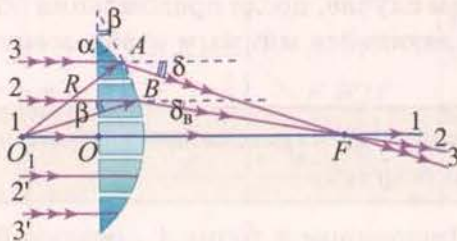


2 ПРЕЛОМЛЕНИЕ ЛУЧЕЙ, ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ГЛАВНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ОСИ



3 ГЛАВНЫЙ ФОКУС ЛИНЗЫ

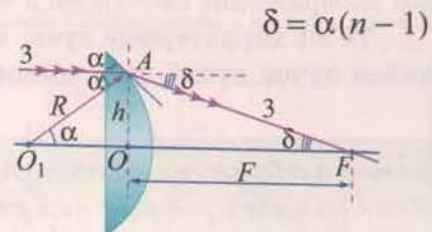
Преломление собирающей линзой лучей, параллельных главной оптической оси



Главный фокус собирающей линзы — точка на главной оптической оси, в которой собираются лучи, падающие параллельно главной оптической оси, после преломления их в линзе

4 ФОКУСНОЕ РАССТОЯНИЕ

Связь фокусного расстояния с радиусом кривизны линзы



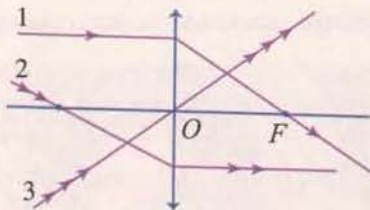
$$\delta = \alpha(n - 1)$$

$$\operatorname{tg} \delta \approx \delta = \frac{h}{F};$$

$$\sin \alpha \approx \alpha = \frac{h}{R} \Rightarrow \frac{h}{F} = \frac{h}{R}(n - 1)$$

$$\frac{1}{F} = (n - 1) \frac{1}{R}$$

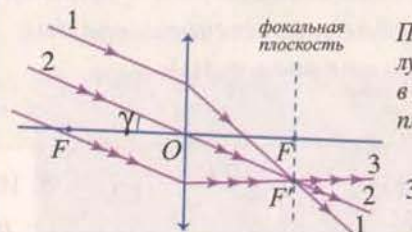
5 ХАРАКТЕРНЫЕ ЛУЧИ



- 1 — луч, параллельный главной оптической оси
- 2 — луч, проходящий через главный фокус
- 3 — луч, проходящий через оптический центр

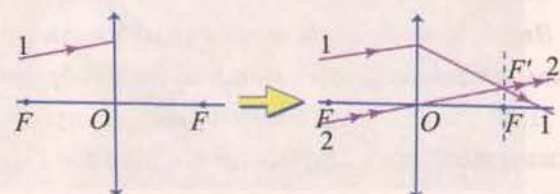
6 ПАРАЛЛЕЛЬНЫЕ ЛУЧИ

Преломление параллельных лучей



После преломления лучи сходятся в точке F' в фокальной плоскости

Построение хода параллельного луча



§47. ИЗОБРАЖЕНИЕ ПРЕДМЕТА В СОБИРАЮЩЕЙ ЛИНЗЕ

Изображение предмета складывается из изображений отдельных точек этого предмета ①. В собирающей линзе с фокусным расстоянием F возможны два типа изображения светящейся точки: действительное (если точка находится на расстоянии $d > F$ от линзы) и мнимое (если точка находится на расстоянии $d < F$ от линзы). Построим сначала изображение точки A , находящейся на расстоянии h от главной оптической оси и на расстоянии $d > F$ от собирающей линзы. Положение сферического фронта световой волны, излучаемой точкой A , определяется двумя характерными лучами, выходящими из этой точки: лучом 1, падающим параллельно главной оптической оси, и лучом 2, проходящим через оптический центр линзы. Пересечение этих лучей, преломленных линзой, происходит в точке A' , являющейся действительным изображением точки A , находящимся на расстоянии f от линзы.

Действительное изображение точки A — точка A' , в которой сходится после преломления в линзе пучок лучей, испускаемых точкой A .

На экране, помещенном в точке A' , видна светящаяся точка.

Найдем изображение светящейся точки A , расположенной между главным фокусом и линзой $d < F$ ②. Те же характерные лучи, что и в предыдущем случае, после преломления образуют расходящийся пучок лучей, выходящий из точки A' , являющейся мнимым изображением точки A .

Мнимое изображение точки A — точка A' , в которой пересекаются после преломления в линзе продолжения расходящегося пучка лучей,

как бы (мнимо) испускаемых точкой A' . На экране, помещенном в точке A' , реальной светящейся точки нет.

Изображение линейного предмета AB в линзе находится путем построения изображений его крайних точек ③. Сначала строится изображение точки A , не находящейся на главной оптической оси. Будем использовать, как и ранее, два характерных луча: луч 1, параллельный главной оптической оси, и луч 2, проходящий через оптический центр O линзы. Построив изображение A' , опускаем перпендикуляр на главную оптическую ось и находим точку B' , являющуюся изображением точки B .

Для характеристики размера и ориентации изображения относительно предмета используют

поперечное увеличение линзы — отношение координаты y_f изображения к координате y_d предмета, отсчитываемых перпендикулярно главной оптической оси (в поперечном направлении):

$$\Gamma = y_f / y_d.$$

Если $d > 2F$, то $y_d = h$; $y_f = -H$, $|y_f| < h$. Изображение предмета — действительное, перевернутое, уменьшенное. Если $F < d < 2F$, $y_d = h$; $y_f = -H$, $|y_f| > h$ ④. Изображение предмета — действительное, перевернутое, увеличенное.

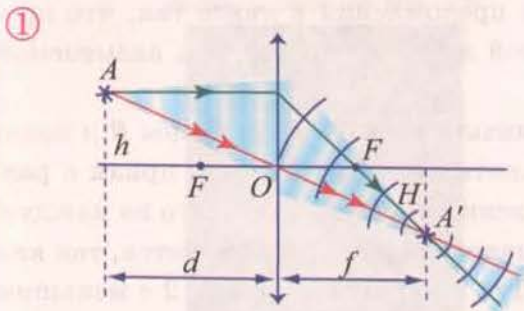
Если $d < F$, $y_d = h$; $y_f = H > h$, изображение предмета мнимое, прямое, увеличенное.

Знак и модуль поперечного увеличения определяет взаимную ориентацию и относительный размер предмета и его изображения в линзе.

При увеличенном изображении предмета в линзе $|\Gamma| > 1$, а при уменьшенном $|\Gamma| < 1$. При прямом изображении предмета в линзе $\Gamma > 0$, а при перевернутом $\Gamma < 0$.

ДЕЙСТВИТЕЛЬНОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ

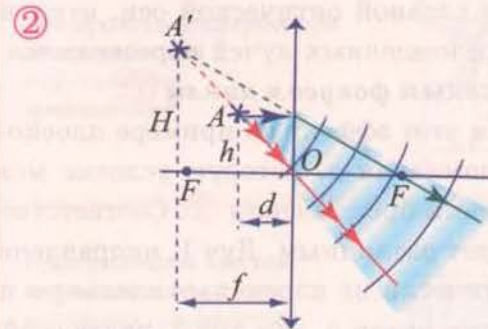
Формирование действительного изображения точки



Линза преобразует сферический фронт падающей расходящейся световой волны во фронт сходящейся преломленной волны

МНИМОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ

Формирование мнимого изображения точки



Линза преобразует сферический фронт расходящейся падающей волны во фронт расходящейся преломленной волны

Построение изображения с помощью двух лучей



Построение изображения с помощью двух лучей



Уменьшенное перевернутое изображение



Увеличенное прямое изображение



§48. РАССЕИВАЮЩАЯ ЛИНЗА

Как показывает эксперимент, пучок световых лучей, падающих на собирающую линзу параллельно ее главной оптической оси, отклоняется после преломления в линзе так, что продолжения преломленных лучей пересекаются в одной и той же точке F этой оси, называемой **мнимым главным фокусом линзы** ①.

Объясним этот эффект на примере плоско-вогнутой линзы с радиусом кривизны R и показателем преломления n , которую условно можно представить как совокупность призм с различными углами преломления ②. Соответственно преломление луча, попадающего на каждую из призм, будет различным. Луч 1, направленный вдоль главной оси, не преломляется, так как падает практически на плоскопараллельную пластинку. Луч 2 падает на призму 2 с меньшим преломляющим углом β , чем луч 3, падающий на призму с преломляющим углом $\alpha > \beta$. Поэтому после прохождения призмы луч 2 меньше отклоняется от горизонтали, чем луч 3 ($\delta_B = \beta(n-1) < \delta$). Продолжения преломленных лучей пересекаются на главной оптической оси в точке F . Из мнимого главного фокуса, лежащего по другую сторону от линзы, чем фокус собирающей, как бы выходит расходящийся пучок лучей. Поэтому фокусное расстояние рассеивающей линзы (и ее оптическая сила D) считаются отрицательными: $F < 0$, $D < 0$.

Так же как и для собирающей линзы, оптическая сила рассеивающей линзы в вакууме определяется радиусом кривизны R ($R < 0$) ее поверхности и абсолютным показателем преломления материала линзы ③:

$$D = 1/F = (n - 1)/R.$$

Характерные лучи, достаточные для построения хода любого луча, преломленного тонкой рассеивающей линзой, а также для получения изображения предмета в ней ④.

- Луч, параллельный главной оптической оси (преломляясь в линзе, выходит как бы из мнимого главного фокуса).
- Луч, падающий в направлении мнимого главного фокуса, находящегося за линзой (по принципу обратимости лучей после преломления в линзе идет параллельно главной оптической оси).
- Луч, идущий через оптический центр тонкой линзы (проходит через линзу, не преломляясь, так как падает практически на плоскопараллельную пластинку).

Пучок параллельных лучей, падающих на рассеивающую линзу под небольшим углом γ к главной оптической оси, преломляется так, что продолжения преломленных лучей пересекаются в одной и той же точке F' (побочном фокусе) фокальной плоскости линзы ⑤.

Изображение линейного предмета AB , находящегося на расстоянии d от рассеивающей линзы с фокусным расстоянием F , находится путем построения изображений крайних точек ⑥.

Поперечное увеличение рассеивающей линзы $\Gamma = H/h > 0$.

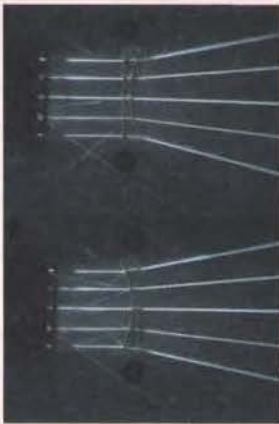
Изображение предмета в рассеивающей линзе — мнимое, прямое $\Gamma > 0$, уменьшенное $|\Gamma| < 1$.

Формула тонкой рассеивающей линзы имеет вид:

$$-\frac{1}{|F|} = \frac{1}{d} - \frac{1}{|f|}.$$

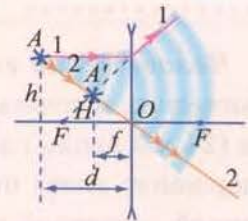
ПАДЕНИЕ ЛУЧЕЙ СВЕТА НА ЛИНЗУ

- ① Преломление лучей, параллельных главной оптической оси

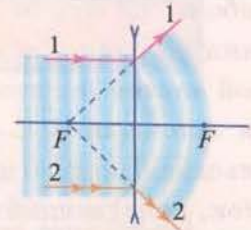


ФОРМИРОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ

- ⑥ Преобразование сферической падающей волны в сферическую преломленную волну

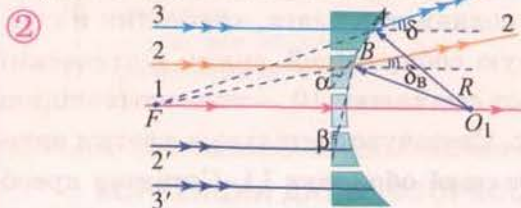


- Преобразование плоской падающей волны в расходящуюся сферическую преломленную волну, выходящую как бы из мнимого фокуса



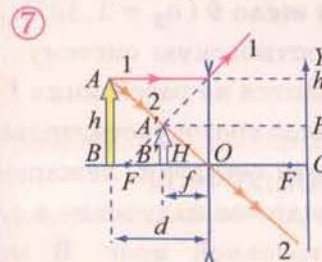
ГЛАВНЫЙ ФОКУС ЛИНЗЫ

- Преломление рассеивающей линзой лучей, параллельных главной оптической оси



ИЗОБРАЖЕНИЕ ЛИНЕЙНОГО ПРЕДМЕТА

- Построение изображения предмета с помощью двух лучей



Изображение уменьшенное:

$$\Gamma < 1,$$

прямое:

$$\Gamma > 0$$

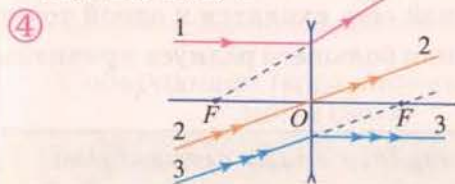
$$\Gamma = \frac{H}{h} = \frac{|f|}{d} = \frac{|F| - |f|}{|F|}$$

Формула рассеивающей линзы

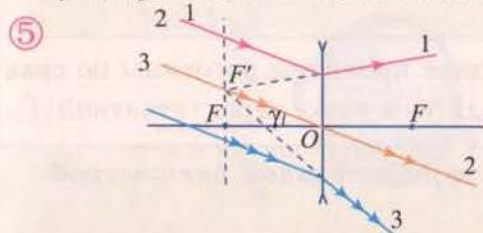
$$-\frac{1}{|F|} = \frac{1}{d} - \frac{1}{|f|}$$

ОСНОВНЫЕ ЛУЧИ В ЛИНЗЕ

Характерные лучи



Лучи, параллельные главной оптической оси



УМЕНЬШЕННОЕ ПРЯМОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ

Изображения в рассеивающих линзах с разным фокусным расстоянием



§49. ЧЕЛОВЕЧЕСКИЙ ГЛАЗ КАК ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

Человеческий глаз — достаточно сложная оптическая система, сформировавшаяся из органических материалов в процессе длительной биологической эволюции ①. Глаз почти сферичен (24 мм вдоль главной оптической оси и 22 мм в поперечном направлении). Желеподобное содержание глаза окружено плотной гибкой оболочкой 1 (*склерой*). За исключением ее прозрачной наружной части 2 (*роговицы*) склера белого цвета и непрозрачна. Роговица обладает наибольшей оптической силой среди других оптических элементов глаза. Показатель преломления роговицы $n_1 \approx 1,376$. Пройдя роговицу, свет попадает в полость, заполненную *водянистой влагой* 3 с показателем преломления $n_2 = 1,336$. В водянистую влагу погружена *радужная оболочка* 4 с отверстием 5 (*зрачком*). Радужная оболочка — подвижная мышечная кольцевая диафрагма, сжимаясь и растягиваясь, изменяет размер зрачка и тем самым световой поток, попадающий в глаз. Через зрачок свет попадает на *хрусталик* 6 — эластичную двояково-выпуклую линзу диаметром около 9 мм и толщиной около 4 мм. Показатель преломления хрусталика изменяется от наружной области к внутренней от 1,386 до 1,406. *Цилиарная мышца* 7, управляющая хрусталиком с помощью *поддерживающей связки* 8, может изменять его кривизну и соответственно оптическую силу глаза. В полости глаза за хрусталиком находится прозрачное *стекловидное тело* 9 ($n_3 = 1,337$). Роговица, водянистая влага, хрусталик и стекловидное тело образуют оптическую систему, аналогичную собирающей линзе. Оптический центр O такой линзы находится на расстоянии $f = 17,1$ мм от *сетчатки* 10 — тонкого (толщина 0,1–0,5 мм) прозрачного слоя светочувствительных клеток. Светочувствительные клетки находятся на задней поверхности сетчатки, лежащей на *сосудистой оболочке* 11. Сетчатка преобразует падающее на нее видимое излучение в электрические импульсы, передаваемые по *зрительному нерву* 12 в головной мозг. В месте выхода из сетчатки зрительного нерва светочувствительные клетки отсутствуют, поэтому там возникает *слепое пятно* 13, нечувствительное к свету. Расстояние между соседними светочувствительными клетками ($H_{\min} = 5$ мкм) определяет *разрешающую способность* глаза.

Спектральная чувствительность глаза максимальна в желто-зеленом диапазоне длин волн (около 560 нм) ②.

Дальнозоркость и близорукость — дефекты зрения, связанные с отличием от нормы либо длины глаза, либо радиуса кривизны роговицы.

У нормального глаза лучи, параллельные главной оптической оси, сходятся в одной точке на сетчатке. У дальнозоркого глаза из-за меньшей длины глаза или большего радиуса кривизны роговицы они сходятся за сетчаткой ③.

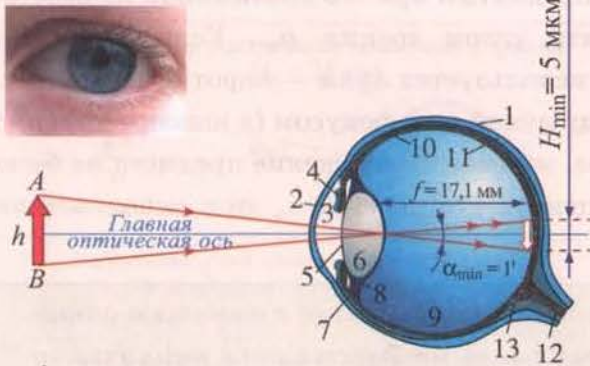
Для увеличения преломляющей способности дальнозоркого глаза используют очки — собирающие (вогнуто-выпуклые) линзы с положительной оптической силой ($D_0 > 0$).

Близорукий глаз либо удлиннен, либо имеет меньший радиус кривизны роговицы по сравнению с нормальным глазом, поэтому параллельные лучи сходятся в точке перед сетчаткой ④.

Для коррекции близорукости используют очки с отрицательной оптической силой ($D_0 < 0$).

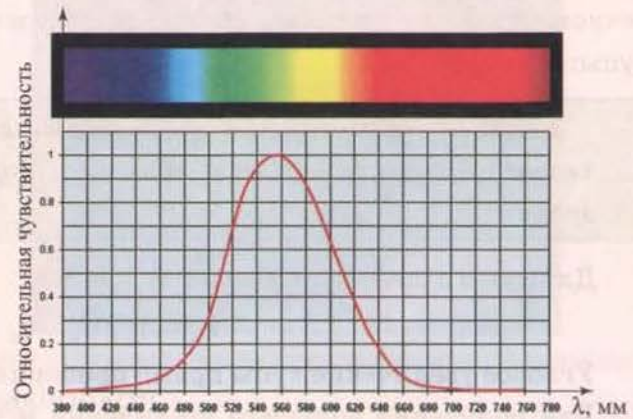
① ЧЕЛОВЕЧЕСКИЙ ГЛАЗ

Строение человеческого глаза



- 1 - склера
- 2 - роговица ($n_1 = 1,376$)
- 3 - водянистая влага ($n_2 = 1,336$)
- 4 - радужная оболочка
- 5 - зрачок
- 6 - хрусталик
- 7 - цилиарная мышца
- 8 - поддерживающая связка
- 9 - стекловидное тело
- 10 - сетчатка
- 11 - сосудистая оболочка
- 12 - зрительный нерв
- 13 - слепое пятно

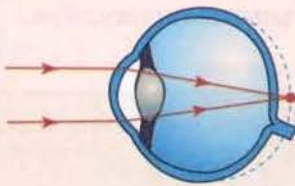
② СПЕКТРАЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ГЛАЗА



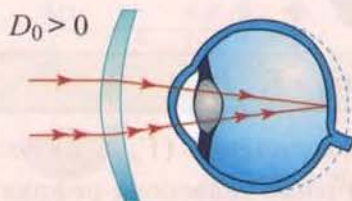
КОРРЕКЦИЯ ДАЛЬНОЗОРКОСТИ

③

Дальнозоркий глаз



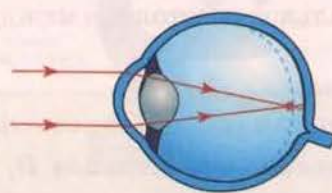
Собирающая (вогнута-выпуклая) линза очков для коррекции дальнозоркости



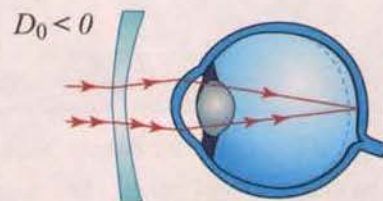
КОРРЕКЦИЯ БЛИЗОРУКОСТИ

④

Близорукий глаз



Рассеивающая (выпукло-вогнутая) линза очков для коррекции близорукости



§50. ОПТИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ

Зрительная информация, получаемая глазом о каком-либо предмете, тем больше, чем крупнее изображение предмета на сетчатке. Размер предмета h при его наблюдении на расстоянии d_n наилучшего зрения можно характеризовать углом зрения α_n . Если $h \ll d_n$, то $\operatorname{tg} \alpha_n \approx \alpha_n$, а $\alpha_n \approx h/d_n$. Для увеличения угла зрения используется *лупа* — короткофокусная собирающая линза. При расположении предмета между лупой и ее фокусом (в непосредственной близости от фокуса) получается увеличенное, прямое, мнимое изображение предмета на бесконечном удалении от глаза. Можно приближенно оценить угол зрения α_n при использовании лупы: $\alpha_n = h/F$.

Угловое увеличение Γ_α — отношение угла зрения, полученного с помощью оптического прибора, к углу зрения невооруженного глаза на расстоянии наилучшего зрения ①.

Для лупы с оптической силой $D = 1/F$:

$$\Gamma_\alpha = \alpha_n / \alpha_n = d_n / F, \text{ или } \Gamma_\alpha = d_n D.$$

Угловое увеличение лупы прямо пропорционально ее оптической силе ②.

Для получения большего увеличения используют оптические системы, состоящие из нескольких линз. К таким системам относится *оптический микроскоп*, который состоит из двух короткофокусных линз — ближайшей к предмету (*объектива*) и ближайшей к глазу наблюдателя (*окуляра*).

Угловое увеличение в микроскопе происходит дважды ③. Сначала объектив создает увеличенное изображение предмета перед окуляром, а затем окуляр дополнительно увеличивает это изображение. Угол зрения $\alpha_{ок}$ с использованием окуляра можно найти так же, как и для лупы:

$$\alpha_{ок} = H / F_2 = h(f_1 - F_1) / F_1 F_2,$$

$$f_1 \approx L + F_1,$$

где L — минимальное расстояние между главными фокусами объектива и окуляра.

Тогда

$$\alpha_{ок} = hL / F_1 F_2.$$

Угловое увеличение микроскопа $\Gamma_\alpha = \alpha_{ок} / \alpha_n = d_n L / F_1 F_2$, прямо пропорционально оптическим силам объектива D_1 и окуляра D_2 ④:

$$\Gamma_\alpha = D_1 D_2 d_n L.$$

Оптический телескоп-рефрактор — линзовая система, дающая существенное угловое увеличение удаленных объектов в видимом спектре. Подобно микроскопу простейший рефрактор имеет объектив и окуляр. Окуляр выполняет роль лупы, обеспечивая угловое увеличение изображения $A'B'$. Для получения максимального углового увеличения изображение $A'B'$ должно находиться практически в фокусе F_2 окуляра, т.е. фокусы объектива F_1 и окуляра F_2 совпадают ⑤.

Угловое увеличение телескопа-рефрактора $\Gamma_\alpha = \alpha_{ок} / \alpha_n = F_1 / F_2$.

Следовательно, для получения максимального углового увеличения ($\Gamma_\alpha \gg 1$) должно выполняться неравенство: $F_1 \gg F_2$. Максимальное угловое увеличение телескопа-рефрактора достигается при соединении длиннофокусного объектива с короткофокусным окуляром.

ЛУПА

УГЛОВОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ

- ① Предмет на расстоянии наилучшего зрения ($d_H = 25$ см)



$$\alpha_H = \frac{h}{d_H}$$

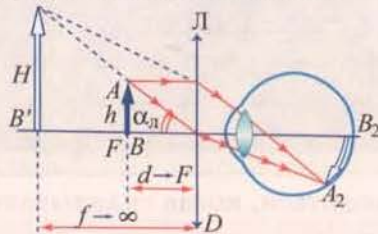
Увеличение угла зрения с помощью лупы – короткофокусной собирающей линзы

$$\alpha_L = \frac{h}{F_L}$$

Угловое увеличение

$$\Gamma_\alpha = d_H D$$

$$(\Gamma_\alpha = \frac{\alpha_L}{\alpha_H})$$



УВЕЛИЧЕННОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ

- ② Цикада крупным планом



ОПТИЧЕСКИЙ МИКРОСКОП

УГЛОВОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ

- ③ Ход лучей



Угловое увеличение

$$\Gamma_\alpha = \frac{\alpha_{ок}}{\alpha_H}$$

$$\text{где } \alpha_{ок} = h \frac{L}{F_1 F_2}$$

угол зрения глаза с окуляром,

$$\alpha_H = \frac{h}{d_H}$$

угол зрения глаза на расстоянии наилучшего зрения

$$\Gamma_\alpha = D_1 D_2 L$$

ПРИНЦИПИАЛЬНОЕ УСТРОЙСТВО

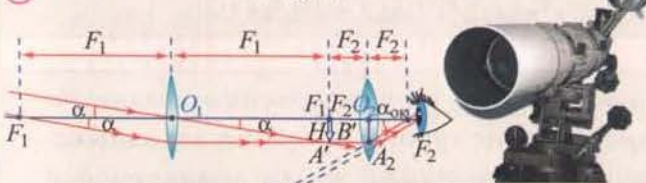
- ④ Микроскоп с несколькими объективами



ОПТИЧЕСКИЙ ТЕЛЕСКОП

ТЕЛЕСКОП - РЕФРАКТОР

- ⑤ Ход лучей



$$\Gamma_\alpha = \frac{\alpha_{ок}}{\alpha_H}$$

Телескоп с объективом диаметром 80 мм (угловое увеличение – 190)

ТЕЛЕСКОП - РЕФЛЕКТОР

Космический телескоп Хаббла



§51. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ВОЛН

Волны, созданные различными источниками, накладываются, усиливая или ослабляя друг друга. Рассмотрим взаимодействие двух волн на воде, вызванных одновременно двумя точечными источниками, находящимися на расстоянии l друг от друга. Подобные волны сжатия и разрежения могут возникнуть при одновременном опускании в воду двух карандашей, которые затем быстро вынимаются из воды ①. Положения фронтов волн сжатия, распространяющихся от точек 1 и 2, показаны через равные промежутки времени $\tau_1 = l/2v$, где v — скорость распространения волн на воде ②. Максимальное сжатие возникает в точках пересечения фронтов на линии MON . Если возмущения среды в точках 1 и 2 происходят непрерывно, например, изменяются по гармоническому закону, наложение волн друг на друга будет происходить во всех точках пространства.

Интерференция (от лат. inter — взаимно и ferio — ударяю) — явление наложения волн, вследствие которого наблюдается устойчивое во времени усиление или ослабление результирующих колебаний в различных точках пространства.

Такая **интерференционная картина** может наблюдаться, когда складываются коррелированные (взаимосвязанные), или

когерентные (от лат. cohaerens) волны — волны с одинаковой частотой, поляризацией и постоянной разностью фаз.

Выделить когерентные волны можно с помощью светофильтра, дающего определенную частоту (длину волны), и поляризатора, выделяющего свет определенной поляризации. Наиболее сложно добиться постоянства разности фаз от двух независимых источников света. Дело в том, что атомы источников излучают свет прерывисто в виде «цуга» гармонических колебаний — импульса длительностью порядка 10^{-8} с ③. Фаза каждого последующего «цуга» хаотически изменяется по сравнению с предыдущим. Средняя длительность «цуга» гармонических колебаний характеризует **время когерентности** $\tau_k \approx 10^{-8}$ с. За это время свет распространяется на расстояние $l_k \approx c\tau_k$. **Длина когерентности** $l_k \approx 1$ м — расстояние, на котором происходит устойчивое гармоническое колебание световой волны. Волны от различных источников имеют постоянную разность фаз лишь в течение времени когерентности.

Результирующая интенсивность при наложении (интерференции) двух когерентных колебаний в некоторой точке пространства зависит от времени их запаздывания друг относительно друга ④.

Максимальная результирующая интенсивность при интерференции когерентных колебаний в определенной точке пространства получается при их запаздывании друг относительно друга на время, кратное периоду этих колебаний ⑤:

$$\Delta t_{\max} = mt, \text{ где } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}.$$

Минимальная результирующая интенсивность при интерференции когерентных колебаний в определенной точке пространства получается при их запаздывании друг относительно друга на время, кратное нечетному числу полупериодов этих колебаний ⑥:

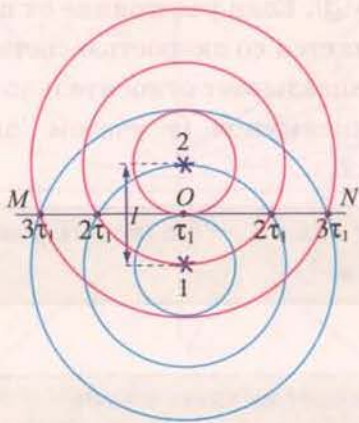
$$\Delta t_{\min} = (2m + 1)T/2, \text{ где } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}.$$

СЛОЖЕНИЕ ВОЛН ОТ НЕСКОЛЬКИХ ИСТОЧНИКОВ

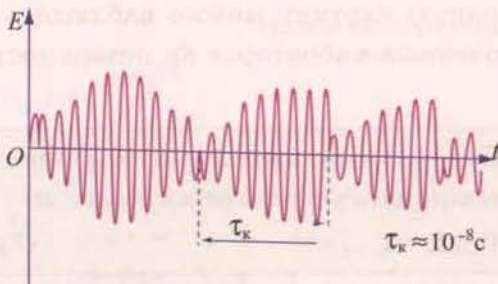
① Наложение волн на воде



② Взаимодействие волновых фронтов двух точечных когерентных синхронно излучающих источников



③ Амплитуда световой волны, излучаемой отдельным атомом вещества

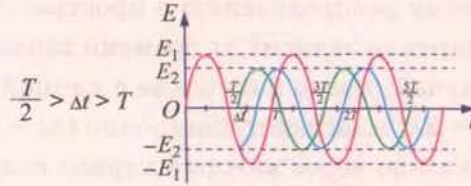


Время когерентности τ_k — средняя длительность "цуга" гармонического излучения

Длина когерентности $l_k = c\tau_k \approx 1\text{ м}$

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ КОГЕРЕНТНЫХ ВОЛН

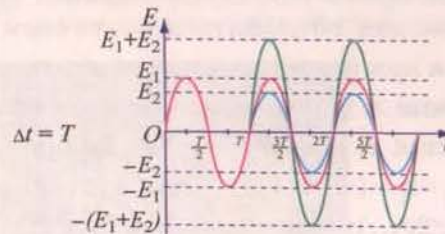
④ Произвольное время запаздывания



Результирующая интенсивность света оказывается между ее минимальным и максимальным значением:

$$I_{\min} < I < I_{\max}$$

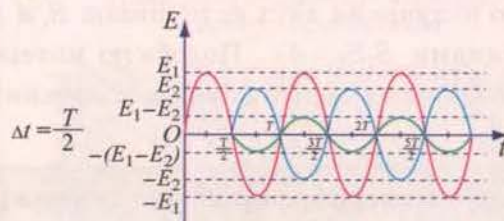
⑤ Условия максимумов интенсивности



Максимальная результирующая интенсивность при интерференции когерентных колебаний в определенной точке пространства получается при их запаздывании друг относительно друга на время, кратное периоду этих колебаний

$$\Delta t_{\max} = mT, \\ \text{где } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

⑥ Условия минимумов интенсивности



Минимальная результирующая интенсивность при интерференции когерентных колебаний в определенной точке пространства получается при их запаздывании друг относительно друга на время, кратное нечетному числу полупериодов этих колебаний

$$\Delta t_{\min} = (2m+1)T/2, \\ \text{где } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

§52. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ КАРТИНА

Взаимное усиление и ослабление когерентных световых волн в пространстве приводит к неравномерному распределению в пространстве интенсивности света. Наблюдаемая интерференционная картина зависит от времени запаздывания волн друг относительно друга. Рассмотрим сначала случай, когда излучение с длиной волны λ от двух радиоантенн, находящихся на расстоянии $l = 2\lambda$, возникает синхронно ($\Delta t = 0$) ①. Мгновенное положение фронтов волн от обеих антенн показано через каждый период излучения $T = l/2c$ (c — скорость света). Взаимное усиление волн происходит во всех точках пересечений их фронтов. Устойчивое во времени усиление волн и соответственно максимальная интенсивность света будет наблюдаться вдоль прямых линий, составляющих с горизонтальной осью X углы $\alpha = 0; \pm 30^\circ; \pm 90^\circ; \pm 150^\circ$. В случае, когда волна от антенны 2 излучается позднее, чем от антенны 1, на время $\Delta t = \tau_1$, интерференционная картина будет иной ②. Расстояние, которое проходит до встречи волна от антенны 1 за время $\tau_2: l_1 = c\tau_2$, а от антенны 2 — $l_2 = c(\tau_2 - \tau_1)$. Так как $l_1 + l_2 = l$, то $\tau_2 = 3l/4c$. Пересечения фронтов волн в моменты времени $(\tau_2 + \tau_1)$ и $(\tau_2 + 2\tau_1)$ показывают, что максимальная интенсивность света будет наблюдаться в частности на линии PAQ .

Запаздывание одной волны по сравнению с другой при попадании в произвольную точку A пространства может объясняться различием расстояний до этой точки от источников излучения, в то время как источники излучают энергию синхронно ③. Если расстояние от первого источника до точки A равно r_1 , то световая волна распространяется со скоростью света от источника 1 до точки A за время $t_1 = r_1/c$. Волна от источника 2 запаздывает относительно первой на время: $\Delta t = t_2 - t_1 = (r_2 - r_1)/c$. Для интерференционных максимумов (с учетом $\Delta t_{\max} = mT$, где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$):

$$r_2 - r_1 = m\lambda, \quad \text{где } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (1)$$

Геометрическая разность хода интерферирующих волн Δ — разность расстояний $(r_2 - r_1)$ от источников до точки их интерференции ④.

Так как $\lambda = cT$,

условие интерференционных максимумов (1) можно представить в виде:

$$\Delta = m\lambda, \quad \text{где } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2)$$

Пространственные локализации интерференционных максимумов, возникшие в результате синхронного излучения двух источников S_1 и S_2 , приведены для случая, когда расстояние между источниками $S_1S_2 = 4\lambda$. Подобную интерференционную картину можно наблюдать в результате синхронных вертикальных колебаний двух точечных вибраторов на поверхности воды ⑤.

Условие интерференционных минимумов также можно выразить (с учетом $\Delta t_{\min} = (2m+1)T/2$, где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) через геометрическую разность хода ⑥:

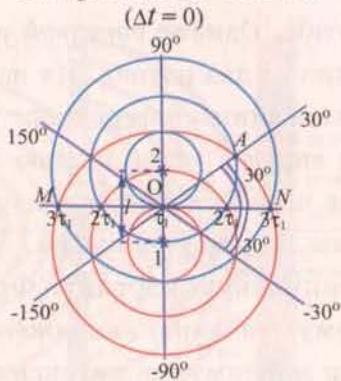
$$\Delta = (2m+1)\lambda/2, \quad \text{где } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3)$$

В точке P_3 наблюдается интерференционный минимум, так как геометрическая разность хода $\Delta = 3\lambda/2$ ($r_1 = 7,25\lambda$, $r_2 = 9,75\lambda$). Для источников, разделенных расстоянием 9λ , показаны направления локализации максимумов и минимумов ⑦.

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ВОЛН ОТ ДВУХ КОГЕРЕНТНЫХ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ

①

Синхронные источники ($\Delta t = 0$)

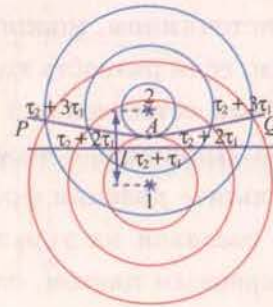


Усиление волн возникает при

$$\alpha = 0; \pm 30^\circ; \pm 90^\circ; \pm 150^\circ$$

②

Запаздывание $\Delta t = \tau_2$

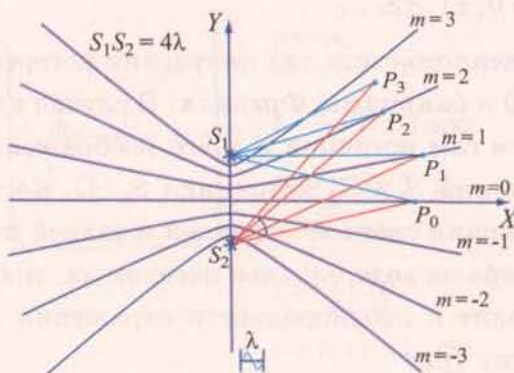


PQ – линия, вдоль которой наблюдается взаимное усиление волн

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ДВУХ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ

③

Пространственное расположение интерференционных максимумов



Геометрическая разность хода Δ интерферирующих волн – разность расстояний от источников волн до точки их интерференции

④

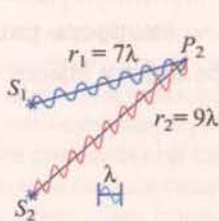
Сложение волн на воде от двух вибраторов, расположенных друг от друга на расстоянии $l = 4\lambda$



$l = 4\lambda$
 $m = +2$ максимум
 $m = +2$ минимум
 $m = +1$ максимум
 $m = +1$ минимум
 $m = 0$ максимум
 $m = -1$ минимум
 $m = -1$ максимум
 $m = -2$ минимум
 $m = -2$ максимум

⑤

Образование интерференционных максимумов и минимумов



Условие интерференционного максимума

$$\Delta = m\lambda,$$

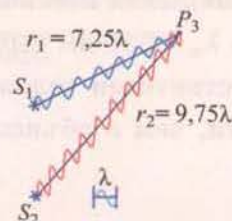
где $m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$

⑥

Условие интерференционного минимума

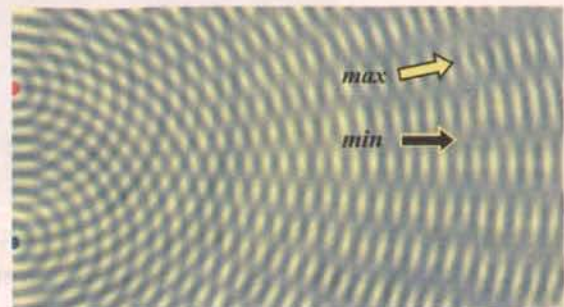
$$\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2},$$

где $m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$



⑦

Интерференционная картина для двух источников



$$l = 9\lambda$$

максимум интенсивности →
 → минимум интенсивности

§53. ОПЫТ ЮНГА. ПОЛУЧЕНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Независимые источники естественного света некогерентны. Однако световой поток, излучаемый таким источником, можно разделить пространственно на два потока. Их излучение будет когерентным, если разность хода между ними будет меньше длины когерентности ($\Delta \ll l_k$).

В опыте Юнга естественный солнечный свет падал на экран с узкой щелью S (шириной около 1 мкм) ①. Прошедшая через эту щель световая волна падала на экран с двумя щелями S_1 и S_2 . В результате деления фронта волны световые волны, идущие от щелей, оказывались когерентными, создавая на экране устойчивую интерференционную картину. Фронт волны, обозначенный красным цветом, соответствует максимальному значению напряженности электрического поля волны, а желтым — минимальному. Линии максимумов интенсивности света за щелями S_1 и S_2 возникают при наложении друг на друга фронтов одного цвета, а линии минимумов при пересечении фронтов разного цвета. Используя условия интерференционного максимума ($\Delta = m\lambda$, где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), Юнг измерил длины волн излучения фиолетового и красного света ② (учитывая, что $\Delta = r_2 - r_1 = d \sin \alpha \simeq dy_m / R$):

$$\begin{aligned} dy_m / R &= m\lambda, \quad \text{где } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \\ \lambda &= dy_m / (Rm), \quad \text{где } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \end{aligned}$$

Разделение светового потока от источника естественного света для получения когерентных источников возможно с помощью зеркала Ллойда ③ и бипризмы Френеля. В случае с зеркалом Ллойда когерентными источниками оказываются сам источник S и его изображение S' . Бипризма Френеля создает два когерентных изображения S_1 и S_2 источника S_0 ④. Когерентные волны от одного источника возникают при отражении света от передней и задней поверхностей тонких пленок (масляные пленки и пленки жира на воде, крылья насекомых, мыльные пузыри). Неоднородность пленки по толщине приводит к неоднородности отражения от нее волн разного цвета, придавая пленке радужную окраску ⑤.

Просветление оптики — уменьшение отражения света от поверхности линзы в результате нанесения на нее специальной пленки.

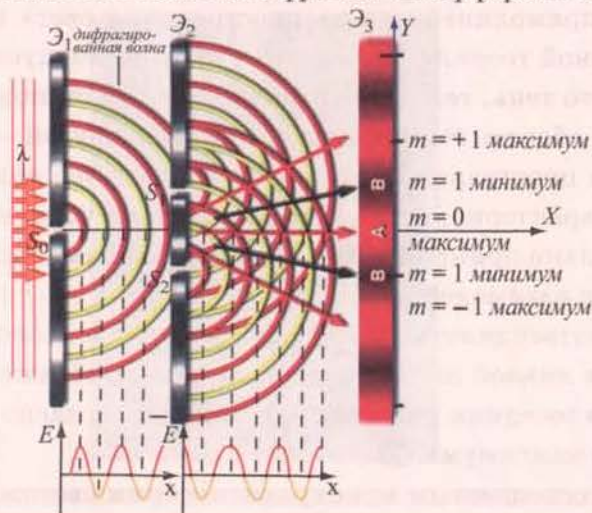
Отражение света уменьшается из-за того, что световые волны 1 и 2, отраженные от передней и задней поверхностей пленки, оказываются в противофазе. При падении лучей перпендикулярно пленке время запаздывания волны 2 ($\Delta t_{\min} = 2d/v_1$, где $v_1 = c/n_1$ — скорость распространения света в пленке) условие интерференционного минимума при отражении имеет вид: $\Delta t_{\min} = T/2$. Требуемая толщина d покрытия

$$d = \frac{1}{4} v_1 T = \frac{\lambda_1}{4},$$

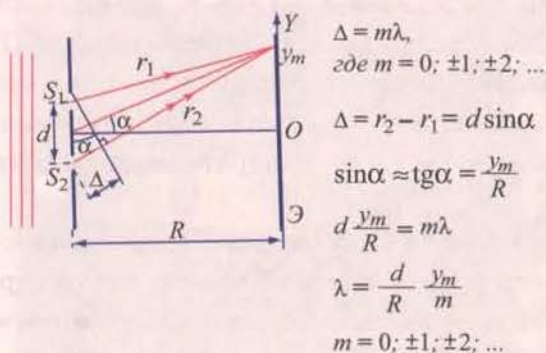
где λ_1 — длина волны света в пленке. Толщину покрытия можно выразить через длину волны света $\lambda_{\text{в}}$ в воздухе: $d = \lambda_{\text{в}} / 4n_1$. Обычно в качестве $\lambda_{\text{в}} = 550$ нм выбирают длину волны в желто-зеленой области спектра, к которой наиболее чувствителен человеческий глаз. Гашения отраженных волн не происходит в фиолетовой области, чем и объясняется фиолетовый цвет просветленного объектива ⑥.

ОПЫТ ЮНГА

① Разделение волнового фронта. Интерференция

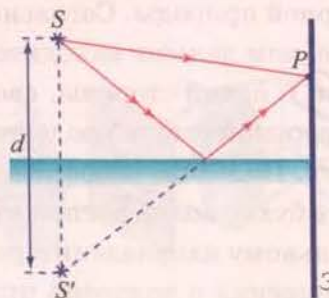


② Определение длины волны света Условие интерференционного максимума



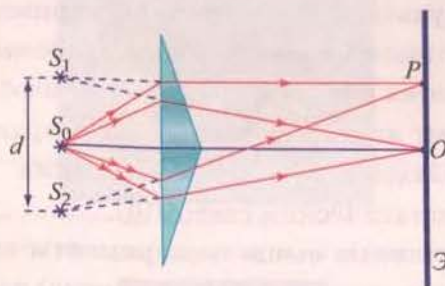
ПОЛУЧЕНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ ИСТОЧНИКОВ

③ Зеркало Ллойда



Когерентными источниками являются источник света S и его мнимое изображение в зеркале S'

④ Бипризма Френеля



S_1 и S_2 — мнимые изображения источника S являются когерентными

ПРОСВЕТЛЕНИЕ ОПТИКИ

Просветляющее покрытие

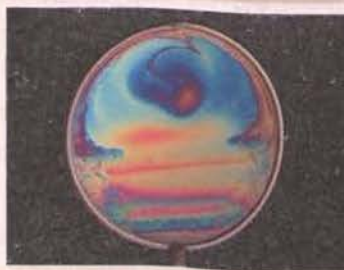
Просветление оптики — уменьшение отражения света от поверхности линзы в результате нанесения на нее специальной пленки. Минимум отражения при интерференции лучей 1 и 2:



$$\Delta t_{\min} = \frac{T}{2} = \frac{2d}{v_1},$$

$$\text{где } v_1 = \frac{c}{n_1} \quad d = \frac{\lambda}{4n_1}$$

Мыльная пленка ⑥



Интерференция когерентных волн в мыльной пленке неоднородной толщины



Объектив с просветляющим покрытием

Гашение отраженных волн не происходит в фиолетовой области спектра, чем и объясняется фиолетовый цвет просветленного объектива

§54. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

Наличие четкой геометрической тени за освещенным объектом в течение длительного времени представлялось весомым доказательством прямолинейного распространения света и его корпускулярной природы. Согласно корпускулярной теории, свет — поток частиц (корпускул). Тем не менее, чем дальше находится от объекта его тень, тем более расплывчатыми становятся ее очертания. С одной стороны, свет проникает в область геометрической тени, с другой — ослабление освещенности наблюдается в тех частях пространства, где тень, казалось бы, должна отсутствовать. Подобное огибание препятствий характерно, например, для волн на воде, когда после входа в бухту волна распространяется не только прямолинейно, но и под разными углами к первоначальному направлению распространения взаимодействия ①.

Предположения о волновой природе света подтвердились рядом экспериментов. Монохроматический свет, проходя узкую щель, собирался линзой не только в области ее изображения, предписываемого геометрической оптикой, но и в соседних участках экрана, где, согласно волновой теории, локализованы интерференционные максимумы ②.

Опыт показал, что за непрозрачным диском, освещенным монохроматическим светом, может возникнуть светлое пятно даже в области геометрической тени ③. Этот эффект не мог быть объяснен в рамках геометрической оптики, базирующейся, в частности, на прямолинейном распространении света в вакууме.

Результаты последнего эксперимента впервые были предсказаны в 1918 г. французским математиком *Симоном-Дени Пуассоном* на основе волновой теории света. Любопытно, что Пуассон хотел опровергнуть своими необычными предсказаниями эту теорию. Однако контрольный опыт лишь блестяще ее подтвердил. Чередование светлых и темных полос вне контура тени наблюдается и при освещении лезвия, а также круглого и квадратного отверстий монохроматическим светом ④.

Описанные выше эксперименты имеют характерную общую особенность. Неоднородность среды (поверхности лезвия и диска) нарушает целостность фронта световой волны, распространяющейся от источника, вызывает отклонение распространения волн от законов геометрической оптики, или дифракцию.

Дифракция — проявление волновых свойств света, приводящее к его проникновению в область геометрической тени.

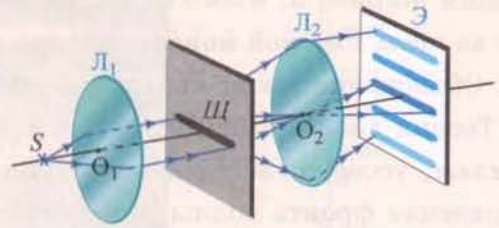
Дифракция сопровождается нарушением целостности фронта волны, вызванным резкими неоднородностями среды. Это явление свойственно всем волновым процессам. Дифракция проявляется в нарушении прямолинейности распространения световых лучей, огибании волнами препятствий, в проникновении света в область геометрической тени. Пространственное распределение интенсивности света за неоднородностью среды (щелью, решеткой, препятствием, линзой) характеризует дифракционную картину (например, в плоскости экрана). Внешне дифракционная картина напоминает интерференционную ⑤, ⑥. Методы геометрической оптики можно использовать для описания распространения коротких волн, распространяющихся вблизи неоднородностей среды больших размеров.

ДИФРАКЦИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ И СВЕТОВЫХ ВОЛН

① Морские волны у входа в бухту



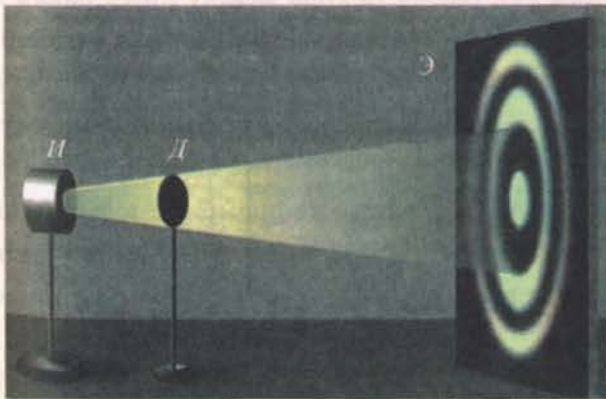
② Чередование светлых и темных полос на экране



L_1, L_2 – собирающие линзы
Щ – щель
Э – экран

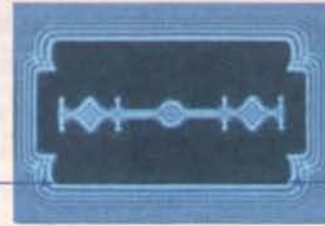
ДИФРАКЦИОННАЯ КАРТИНА

③ Светлое пятно в области геометрической тени

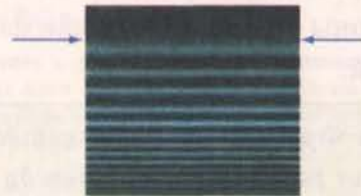


И – источник Д – диск Э – экран

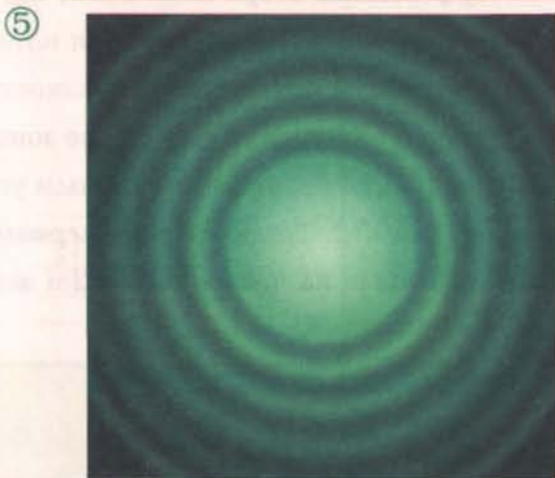
④ Лезвие при освещении монохроматическим светом



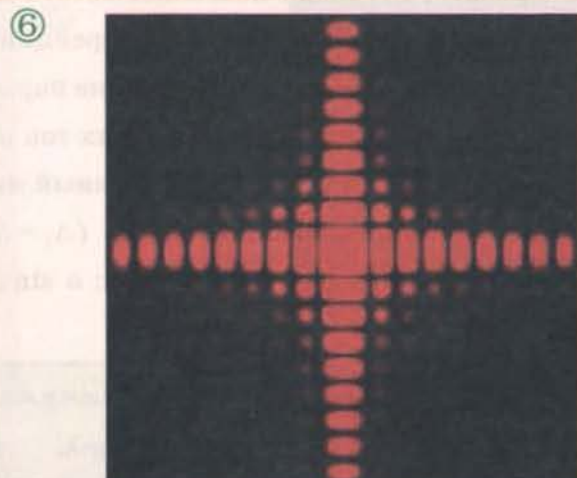
Увеличенное изображение тени вблизи края



ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА КРУГЛОМ ОТВЕРСТИИ



ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА КВАДРАТНОМ ОТВЕРСТИИ



§55. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА ЩЕЛИ

Пространственное распределение интенсивности света за неоднородностью среды (например, в плоскости экрана) характеризует дифракционную картину. Простейшим примером неоднородности среды является непрозрачный экран $\mathcal{E}_1$ с прямоугольным отверстием (щелью), имеющим ширину a , много меньшую ее длины l ($a \ll l$). В результате перпендикулярного падения на щель плоской монохроматической волны за щелью возникает дифракционная картина ①. Объяснение такой картины с позиции геометрической оптики оказывается невозможным. Теория дифракции света была разработана в 1816 г. французским ученым **Огюстеном Френелем**, усовершенствовавшим принцип Гюйгенса, позволяющий найти направление распространения фронта волны. Френель дополнил принцип Гюйгенса идеей об интерференции вторичных волн, сформулировав **принцип Гюйгенса — Френеля**:

Возмущение в любой точке пространства является результатом интерференции когерентных вторичных волн, излучаемых каждой точкой фронта волны.

Если вторичные волны усиливают друг друга, в соответствующей точке O на экране $\mathcal{E}_2$ за щелью возникает дифракционный максимум интенсивности света. При взаимном гашении волн в точке A появляется минимум интенсивности. В направлении, перпендикулярном плоскости щели, вторичные волны усиливают друг друга, так как разность хода между ними равна нулю. В этом направлении волны распространяются по законам геометрической оптики, собираясь в фокусе F_2 собирающей линзы L_2 ②. Точнее на прямой, проходящей через ее фокус параллельно щели. Таким образом возникает центральный нулевой максимум дифракционной картины в направлении, составляющем угол $\alpha = 0^\circ$ с первоначальным направлением падающей волны.

Воспользуемся принципом Гюйгенса — Френеля для объяснения дифракционной картины за щелью. Площадь щели может быть условно разбита на ряд параллельных полосок равной ширины (зоны Френеля), каждая из которых представляет источник вторичных волн с равной амплитудой.

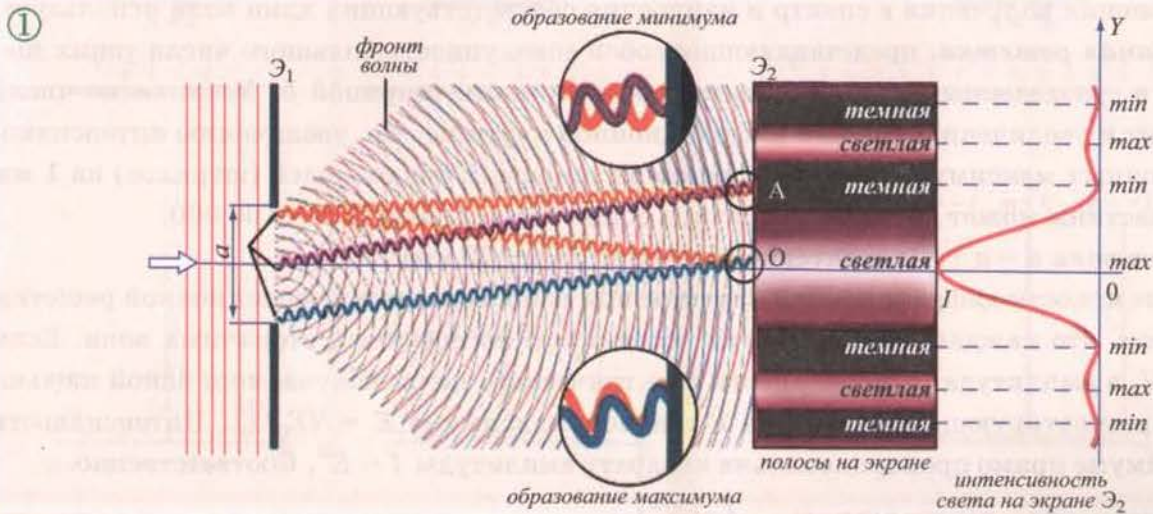
Зона Френеля — множество когерентных источников вторичных волн, максимальная разность хода между которыми (для определенного направления распространения) равна $\lambda/2$.

Такое разделение щели позволяет свести задачу об интерференции вторичных волн, идущих от разных зон, к задаче об интерференции пар **соответственных источников**, для которых разность хода одинакова ③. Соседние пары зон Френеля гасят друг друга, так как разность хода соответствующих источников из этих зон равна $\lambda/2$. Если на щели укладываются две зоны Френеля, возникает первый дифракционный минимум, наблюдающийся под минимальным углом α_1 . В этом случае разность хода Δ_1 ($\Delta_1 = B_1C_1 = \frac{a}{2} \sin \alpha_1$) равна $\lambda/2$. Тогда **условие первого дифракционного минимума** имеет вид: $a \sin \alpha_1 = \pm \lambda$. Разделив щель на четное число $2m$ зон Френеля, получаем ④

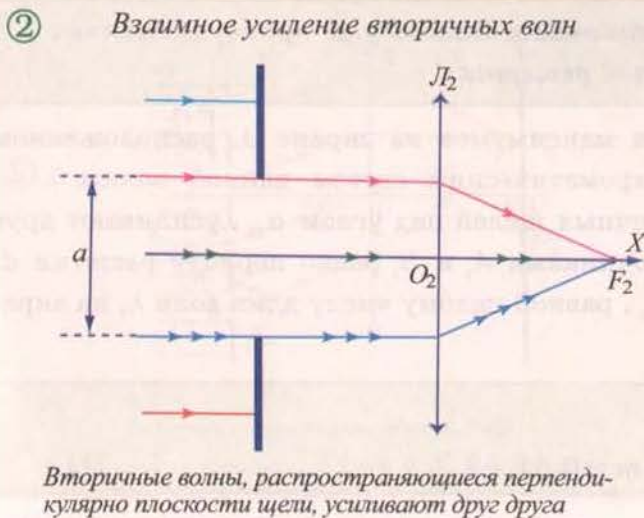
условие m -ого дифракционного минимума:

$$a \sin \alpha_m = m\lambda, \quad \text{где } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

ДИФРАКЦИОННАЯ КАРТИНА ЗА ЩЕЛЬЮ



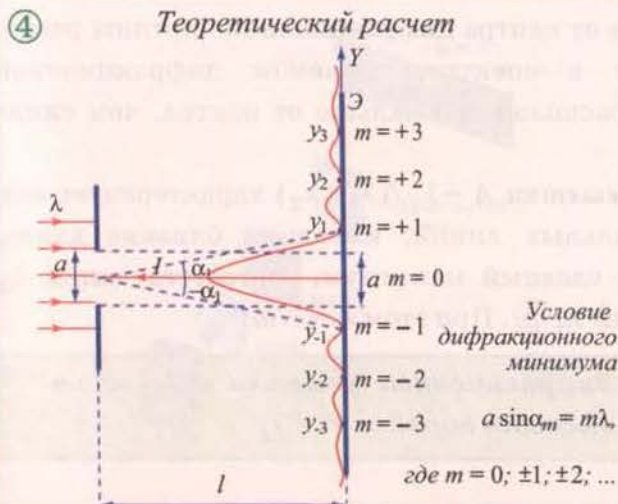
ОБРАЗОВАНИЕ НУЛЕВОГО МАКСИМУМА



ОБРАЗОВАНИЕ ПЕРВОГО МИНИМУМА



РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА



ДИФРАКЦИОННАЯ КАРТИНА ПРИ РАЗНОЙ ШИРИНЕ ЩЕЛИ



§56. ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА

Для разложения излучения в спектр и измерения соответствующих длин волн используется **дифракционная решетка**, представляющая собой совокупность большого числа узких щелей шириной a , разделенных непрозрачными промежутками шириной b . Увеличение числа щелей приводит к увеличению яркости дифракционной картины, т.е. увеличению интенсивности дифракционных максимумов и уменьшению их ширины. Число щелей (штрихов) на 1 мм стеклянной пластины может достигать тысячи, а общее число штрихов $N = 100\,000$.

Период решетки $d = a + b$ (характерное значение $d \approx 0,002$ мм).

Увеличение яркости дифракционной картины при использовании дифракционной решетки объясняется тем, что каждая щель является источником когерентных вторичных волн. Если число щелей N , а амплитуда напряженности электрического поля, излучаемого одной щелью, равна E_0 , то результирующая амплитуда в главном максимуме $E = NE_0$ ①. Интенсивность света I в максимуме прямо пропорциональна квадрату амплитуды $I \sim E^2$. Соответственно

$$I \sim N^2 I_0,$$

где I_0 — интенсивность света, излучаемого одной щелью.

Интенсивность света в главном дифракционном максимуме пропорциональна квадрату полного числа щелей дифракционной решетки.

Найдем положение главных дифракционных максимумов на экране Э, расположенном за дифракционной решеткой, облучаемой монохроматическим светом длиной волны λ ②. В этом случае вторичные волны, идущие от различных щелей под углом α_m , усиливают друг друга. Расстояние между соответственными источниками A_1 и B_1 равно периоду решетки d . При разности хода между ними $B_1C_1 = \Delta = d \sin \alpha_m$, равной целому числу длин волн λ , на экране Э будут наблюдаться

главные дифракционные максимумы:

$$d \sin \alpha_m = m\lambda, \quad \text{где } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (1)$$

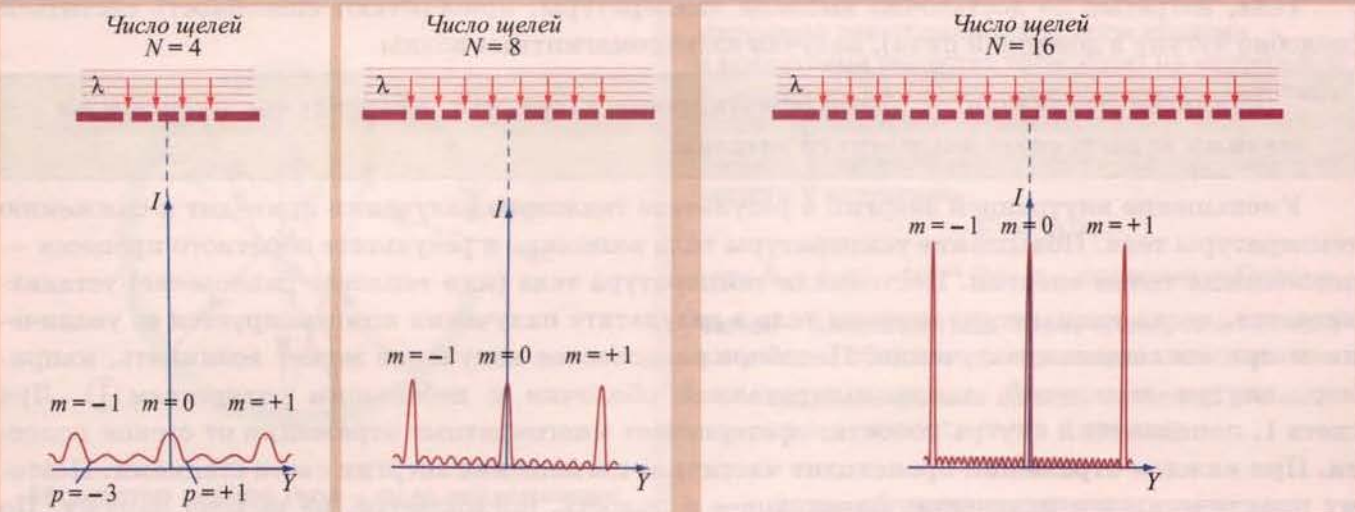
При освещении дифракционной решетки немонохроматическим светом (например, солнечным), содержащим разные длины волн, свет разлагается в спектр ③, так как (согласно формуле (1)) положение главных максимумов зависит от длины волны λ .

Чем больше λ , тем больше угол α_m , тем дальше от центра дифракционной картины располагается соответствующий максимум. Поэтому в спектре, даваемом дифракционной решеткой ④, красные линии с длиной волны λ_1 расположены дальше от центра, чем синие ($\lambda_1 > \lambda_2$), т.е. $\alpha_1 > \alpha_2$.

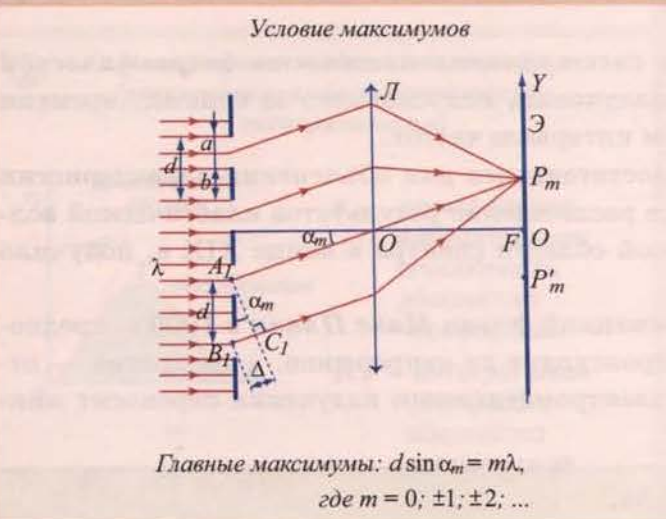
Разрешающая способность дифракционной решетки $A = \lambda_1 / (\lambda_1 - \lambda_2)$ характеризует возможность раздельного наблюдения двух спектральных линий, имеющих близкие длины волн λ_1 и λ_2 . Это оказывается возможным, когда главный максимум, соответствующий λ_2 приходится на побочный минимум, соответствующий λ_1 ⑤. При этом $A = Nm$:

высокую разрешающую способность имеют дифракционные решетки с большим числом штрихов N при наблюдении спектров высокого порядка $m > 1$.

① ИНТЕНСИВНОСТЬ СВЕТА ЗА ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ С РАЗНЫМ ЧИСЛОМ ЩЕЛЕЙ



② ДИФРАКЦИЯ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО СВЕТА



③ НАБЛЮДЕНИЕ ИСТОЧНИКА СВЕТА ЧЕРЕЗ ДИФРАКЦИОННУЮ РЕШЕТКУ

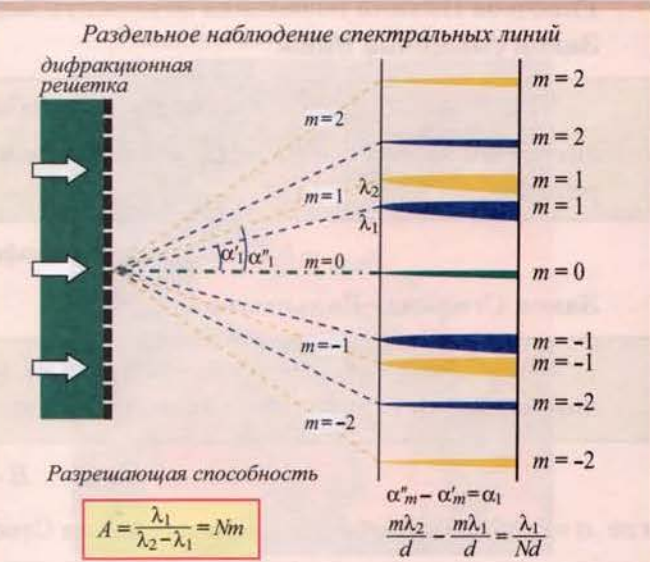
Разложение спектра излучения водородной лампы



④ РАЗЛОЖЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В СПЕКТР



⑤ РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ



§57. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Тела, нагретые до достаточно высокой температуры, приобретают способность светиться (подобно чугуну в доменной печи), излучая электромагнитные волны.

Тепловое излучение — электромагнитное излучение, испускаемое нагретыми телами за счет своей внутренней энергии.

Уменьшение внутренней энергии в результате теплового излучения приводит к снижению температуры тела. Повышение температуры тела возможно в результате обратного процесса — поглощения телом энергии. Постоянная температура тела (или тепловое равновесие) устанавливается, когда уменьшение энергии тела в результате излучения компенсируется ее увеличением при поглощении излучения. Подобное равновесное излучение может возникать, например, внутри замкнутой, теплоизолированной оболочки с небольшим отверстием ①. Луч света 1, попадающий внутрь полости, претерпевает многократные отражения от стенок полости. При каждом отражении происходит частичное поглощение энергии света стенками. Поэтому практически все излучение, попадающее в полость, поглощается, не выходя наружу. По аналогичной причине черными кажутся окна домов днем, хотя в комнатах достаточно светло из-за отражения дневного света от стен. Подобная оболочка является моделью **абсолютно черного тела** (АЧТ).

Спектр теплового излучения характеризует **спектральная плотность энергетической светимости** r_ν — энергия электромагнитного излучения, испускаемого за единицу времени с единицы площади поверхности тела в единичном интервале частот.

Методы классической физики оказались недостаточными для объяснения характеристик излучения абсолютно черного тела. Значительное расхождение результатов классической волновой теории с экспериментом в ультрафиолетовой области спектра в конце XIX в. получило название «**ультрафиолетовой катастрофы**» ②.

Для объяснения результатов эксперимента немецкий физик **Макс Планк** в 1900 г. предположил, что излучение электромагнитных волн происходит не непрерывно, а дискретно — отдельными порциями — **квантами** ③. Энергию электромагнитного излучения переносит микрочастица — **фотон**.

Энергия фотона (кванта излучения) $E = h\nu$,

где ν — частота излучения, $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — **постоянная Планка**.

Гипотеза Планка позволила объяснить **законы теплового излучения АЧТ** ④.

Закон смещения Вина:

Частота $\nu_{\max}$, на которую приходится максимум спектральной плотности энергетической светимости АЧТ, прямо пропорциональна его абсолютной температуре:

$$\nu_{\max} = b_1 T, \quad \text{где } b_1 \text{ — коэффициент пропорциональности.}$$

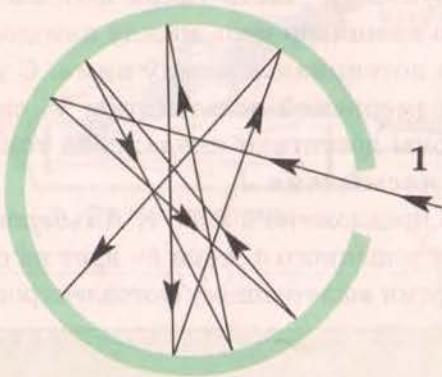
Закон Стефана–Больцмана:

Интегральная (по всем частотам) светимость АЧТ пропорциональна четвертой степени его термодинамической температуры:

$$R = \sigma T^4,$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²К⁴) — **постоянная Стефана–Больцмана**.

① МОДЕЛЬ АБСОЛЮТНО ЧЕРНОГО ТЕЛА



Абсолютно черное тело – тело, поглощающее всю энергию падающего на него излучения любой частоты при произвольной температуре

② Ультрафиолетовая катастрофа (расхождение классической теории с экспериментом)



r_v – спектральная излучательная способность абсолютно черного тела

R_T – интегральная светимость абсолютно черного тела

$$R_T = \int_0^{\infty} r_v dv$$

③ КВАНТОВАЯ ГИПОТЕЗА ПЛАНКА. ФОТОН

Излучение электромагнитных волн атомами и молекулами вещества происходит не непрерывно, а дискретно, т.е. отдельными порциями – **квантами** (от лат. quantum – количество).

Энергия излучения кванта прямо пропорциональна частоте ν излучения:

$$E = h\nu,$$

где $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж · с – постоянная Планка.

Фотон – микрочастица, квант электромагнитного излучения, обладает следующими свойствами:

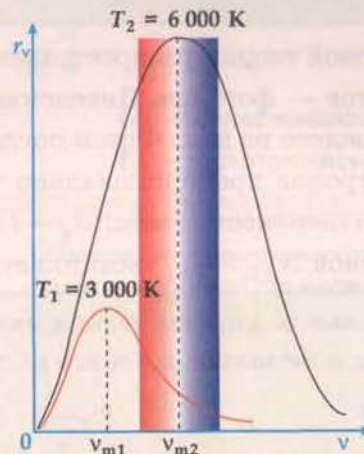
- скорость фотона во всех системах отсчета равна скорости света в вакууме

$$v = c$$

- фотон обладает импульсом

$$p = mc = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

④ Законы теплового излучения



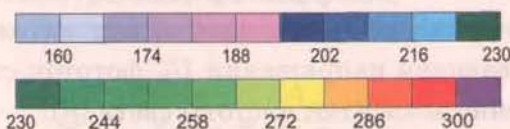
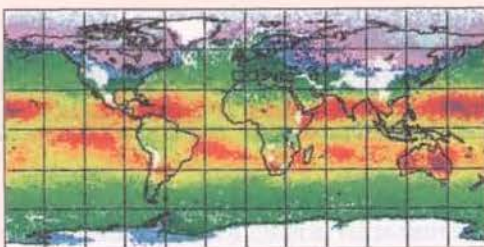
Закон Вина

$$\nu_m = \beta_1 T$$

Закон Стефана – Больцмана

$$R_T = \sigma T^4$$

Тепловое излучение Земли



Температура T , К

Тепловое излучение при пожаре



§58. ФОТОЭФФЕКТ

Фотоэффект — явление вырывания электронов из твердых и жидких веществ под действием света. Электроны могут вырываться, например, при освещении поверхности металлического электрода (катода), помещенного в вакуумной трубке ①. Часть таких фотоэлектронов попадает на анод. Через гальванометр G , включенный во внешнюю цепь между катодом и анодом, начинает протекать ток даже в отсутствие разности потенциалов между ними. С увеличением разности потенциалов между анодом и катодом, измеряемой вольтметром V , сила тока возрастает. При некотором напряжении все фотоэлектроны достигают анода: сила тока достигает максимального значения, называемого **фототоком насыщения** J_n .

Теоретическое объяснение явления фотоэффекта было предложено в 1905 г. Альбертом Эйнштейном с помощью квантовой теории света. Энергия поглощенного фотона $h\nu$ идет на совершение работы выхода $A_{\text{вых}}$ и на сообщение кинетической энергии вылетевшему фотоэлектрону ②:

$$h\nu = A_{\text{вых}} + \frac{m_e v^2}{2}$$

Работа выхода — минимальная работа, которую нужно совершить для удаления электрона из металла.

Опытным путем были установлены **законы фотоэффекта**.

I. Фототок насыщения прямо пропорционален интенсивности света, падающей на катод ③.

Согласно квантовой теории распространение света следует рассматривать как поток дискретных световых квантов — фотонов. Интенсивность света прямо пропорциональна числу фотонов N_ϕ и энергии $h\nu$ каждого из них. Фотон поглощается целиком только одним электроном. Поэтому число фотоэлектронов пропорционально числу фотонов, а стало быть, фототок насыщения пропорционален интенсивности света: $J_n \sim I$. При большей интенсивности света $I_2 > I_1$ (т.е. при большем числе фотонов $N_{\phi 2} > N_{\phi 1}$) возникает больший фототок насыщения ($J_{n2} > J_{n1}$) ④.

II. Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно зависит от частоты света и не зависит от его интенсивности ⑤.

$$\frac{m_e v_{\text{max}}^2}{2} = h\nu - A_{\text{вых}} \quad ⑥.$$

Максимальная кинетическая энергия фотоэлектрона всегда положительна. Это значит, что фотоэффект будет наблюдаться для частот

$$\nu \geq A_{\text{вых}} / h \quad ⑦.$$

III. Для каждого вещества существует минимальная частота света, называемая красной границей фотоэффекта, ниже которой фотоэффект невозможен:

$$\nu_{\text{min}} = A_{\text{вых}} / h.$$

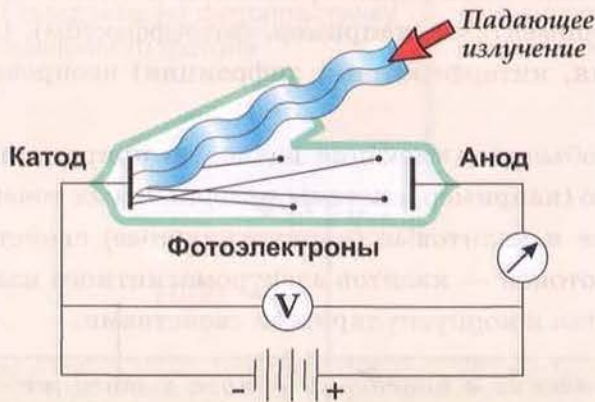
Красной границе соответствует длина волны

$$\lambda_{\text{max}} = c / \nu_{\text{min}} = ch / A_{\text{вых}}.$$

Если изменить полярность источника напряжения, электрическое поле между катодом и анодом будет тормозить фотоэлектроны. При задерживающем напряжении U_3 фототок становится равным нулю. Задерживающее напряжение линейно зависит от частоты света ⑧:

$$U_3 = \frac{m_e v_{\text{max}}^2}{2} = \frac{h\nu - A_{\text{вых}}}{e}.$$

① ОПЫТЫ СТОЛЕТОВА



② УРАВНЕНИЕ ЭЙНШТЕЙНА ДЛЯ ФОТОЭФФЕКТА

$$h\nu = A_{\text{вых}} + \frac{m_e v^2}{2}$$

Энергия фотона $h\nu$ идет на совершение работы выхода $A_{\text{вых}}$ и на сообщение вылетевшему фотоэлектрону кинетической энергии

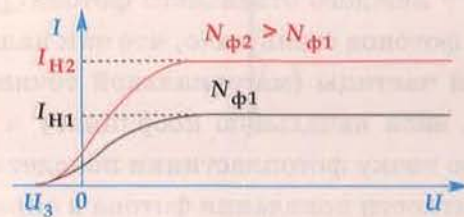
$$\frac{m_e v^2}{2}$$

③ I ЗАКОН ФОТОЭФФЕКТА

Фототок насыщения прямо пропорционален интенсивности света, падающего на катод

$$I_{\text{н}} \sim I$$

④ Вольт-амперная характеристика фотодиода при различных интенсивностях света ($I_2 > I_1$)



U_3 – задерживающее напряжение

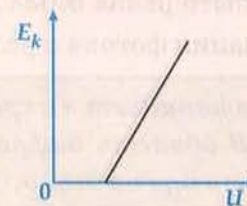
$I_{\text{н}}$ – фототок насыщения

⑤ II ЗАКОН ФОТОЭФФЕКТА

Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов прямо пропорциональна частоте света и не зависит от его интенсивности

$$E_{k_{\text{max}}} = \left(\frac{m_e v^2}{2} \right)_{\text{max}} = h(\nu - \frac{A_{\text{вых}}}{h})$$

⑥ Зависимость кинетической энергии фотоэлектронов от частоты света



$$\lambda_{\text{max}} = \frac{c}{\nu_{\text{min}}}$$

красная граница фотоэффекта

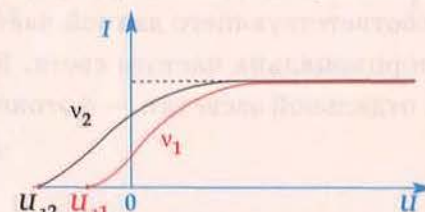
$$\nu_{\text{min}} = \frac{A_{\text{вых}}}{h}$$

⑦ III ЗАКОН ФОТОЭФФЕКТА

Для каждого вещества существует минимальная частота света, называемая красной границей фотоэффекта, ниже которой фотоэффект невозможен

$$\nu_{\text{min}} = \frac{A_{\text{вых}}}{h}$$

⑧ Вольт-амперная характеристика фотодиода при облучении светом разных частот ($\nu_2 > \nu_1$)



$$U_3 = \frac{1}{e} (h\nu - A_{\text{вых}})$$

§59. КОРПУСКУЛЯРНО-ВОЛНОВОЙ ДУАЛИЗМ

Распространение света в виде потока фотонов и квантовый характер взаимодействия света с веществом подтверждены многочисленными экспериментами (например, фотоэффектом). Однако целый ряд оптических явлений (поляризация, интерференция, дифракция) неопровержимо свидетельствует о волновых свойствах света.

Классическая физика всегда разграничивала объекты, имеющие волновую природу (например, звук и свет) и дискретную, корпускулярную (например, системы материальных точек). Квантовая физика не противопоставляет волновые и квантовые (корпускулярные) свойства света: свет рассматривается как поток частиц — фотонов — квантов электромагнитного излучения, обладающих одновременно как волновыми, так и корпускулярными свойствами.

Корпускулярно-волновой дуализм — проявление в поведении одного и того же объекта как корпускулярных, так и волновых свойств.

Согласно квантовой теории света, дифракция света на щели объясняется наличием волновых свойств у каждого отдельного фотона ①. При малой интенсивности света, падающего на щель, число фотонов столь мало, что они налетают на щель поодиночке. Траекторию движения классической частицы (материальной точки) в каждом отдельном случае можно однозначно предсказать, зная начальную координату и ее скорость. Однако заранее невозможно установить, в какую точку фотопластинки попадет фотон после дифракции на щели. Можно говорить лишь о вероятности попадания фотона в окрестность определенной области. Предположим, что первый фотон, пройдя щель, попадает на фотопластинку в точку с координатой y_1 , затем второй — в точку с координатой y_2 и т.д. Результат суммирования числа фотонов, попадающих в окрестность точки с определенной координатой y после 1000 экспериментов, приведен на рисунке ②. Например, из 1000 фотонов, последовательно проходящих через щель, в окрестность точки с координатой y_1 попали 34. Это означает, что вероятность попадания фотона в окрестность этой точки в любом опыте равна 0,034. Дифракционная картина за щелью возникает потому, что вероятность попадания фотона в разные точки фотопластинки неодинакова.

Чем больше фотонов попадает в окрестность данной точки, тем больше интенсивность света в ней. В область дифракционных максимумов попадает много фотонов, в области минимумов их мало.

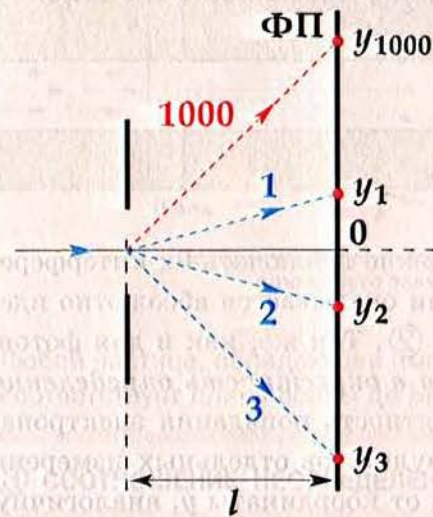
При большой интенсивности света, падающего на щель, зависимость интенсивности света на фотопластинке от координаты y совпадает с картиной распределения интенсивности света за щелью, описываемой волновой теорией света.

При малой интенсивности света, падающего на щель, т.е. при падении на щель одиночных фотонов разной частоты ν_1 ③ и $\nu_2 > \nu_1$ ④, на экране возникают локальные засветки (вспышки разного цвета, соответствующего данной частоте). Как показывает эксперимент, энергия засветок прямо пропорциональна частоте света. Коэффициентом пропорциональности между энергией и частотой отдельной засветки — фотона является постоянная Планка h : $E = h\nu$.

ДИФРАКЦИЯ ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ НА ЩЕЛИ

Попадание на фотопластинку
одиночного фотона

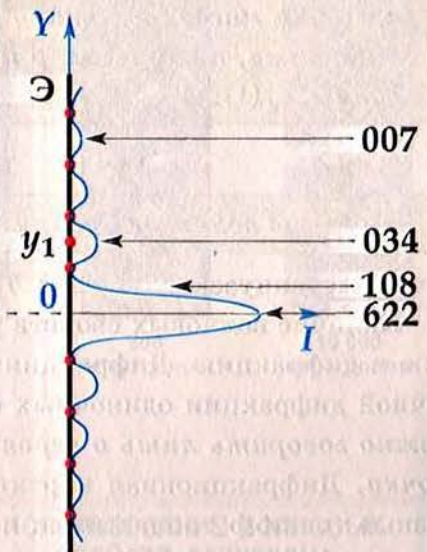
①



Суммирование результатов
отдельных измерений

Распределение результирующей
интенсивности за щелью

②

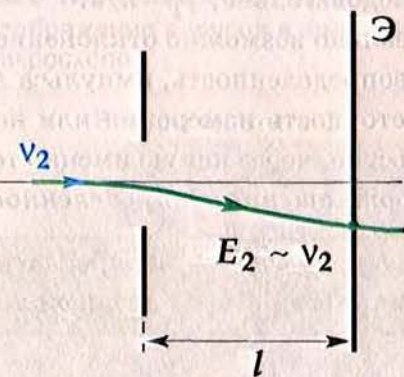
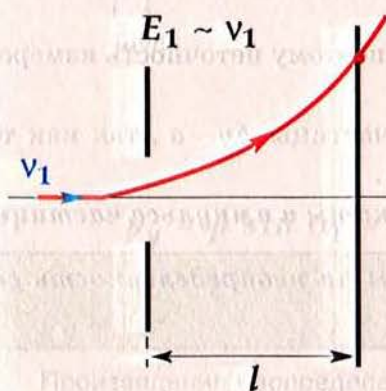


1, 2, 3, – последовательность дифрагирующих фотонов

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА МАЛОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ НА ЩЕЛИ

③ Частота падающего света ν_1

④ Частота падающего света $\nu_2 > \nu_1$



$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{\nu_2}{\nu_1}$$

$$E \sim \nu$$

$$E = h\nu$$

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

§60. ВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА ЧАСТИЦ

Корпускулярно-волновой дуализм частиц означает, что корпускулярные и волновые свойства неразделимы. Любая микрочастица обладает помимо корпускулярных еще и волновыми свойствами. Это значит, что

частица массой m , движущаяся со скоростью v , характеризуется не только координатами, импульсом p и энергией E , но и подобно фотону частотой ν и длиной волны λ_B ①:

$$E = h\nu; \quad p = h/\lambda_B.$$

Длина волны де Бройля

$$\lambda_B = h/p$$

(в честь французского физика *Луи де Бройля*).

Наличие волновых свойств у микрочастиц означает, что можно наблюдать их интерференцию и дифракцию. Дифракция одиночных электронов на щели оказывается абсолютно идентичной дифракции одиночных фотонов с длиной волны $\lambda = \lambda_B$ ②. Так же, как и для фотона, можно говорить лишь о вероятности попадания электрона в окрестность определенной точки. Дифракционная картина возникает потому, что вероятность попадания электрона в разные точки фотопластинки неодинакова. Суммирование результатов отдельных измерений (интенсивностей засветок на фотопластинке) дает зависимость от координаты y , аналогичную результату волновой теории при расчете интенсивности света длины волны $\lambda = \lambda_B$ на фотопластинке за щелью.

В результате дифракции на щели электрон изменяет направление своего движения: возникает компонента импульса по оси Y ③:

$$p_y = p \sin \alpha = \frac{h}{\lambda_B} \sin \alpha.$$

Для оценки p_y можно использовать угол α_1 , соответствующий первому дифракционному минимуму на щели $a \sin \alpha_1 = \lambda_B$.

Следовательно, $p_y = h/a$.

Реально возможно отклонение электрона на большие углы, поэтому неточность измерения, или неопределенность, импульса $\Delta p_y \geq h/a$.

Неточность измерения или неопределенность координаты частицы $\Delta y \sim a$, так как точно неизвестно, через какую именно точку щели пролетает электрон.

Соотношение неопределенностей Гейзенберга для координаты и импульса частицы:

Произведение неопределенности координаты частицы на неопределенность ее импульса не меньше постоянной Планка

$$\Delta y \Delta p_y \geq h.$$

Соотношение неопределенностей Гейзенберга для энергии частицы и времени ее измерения имеет вид:

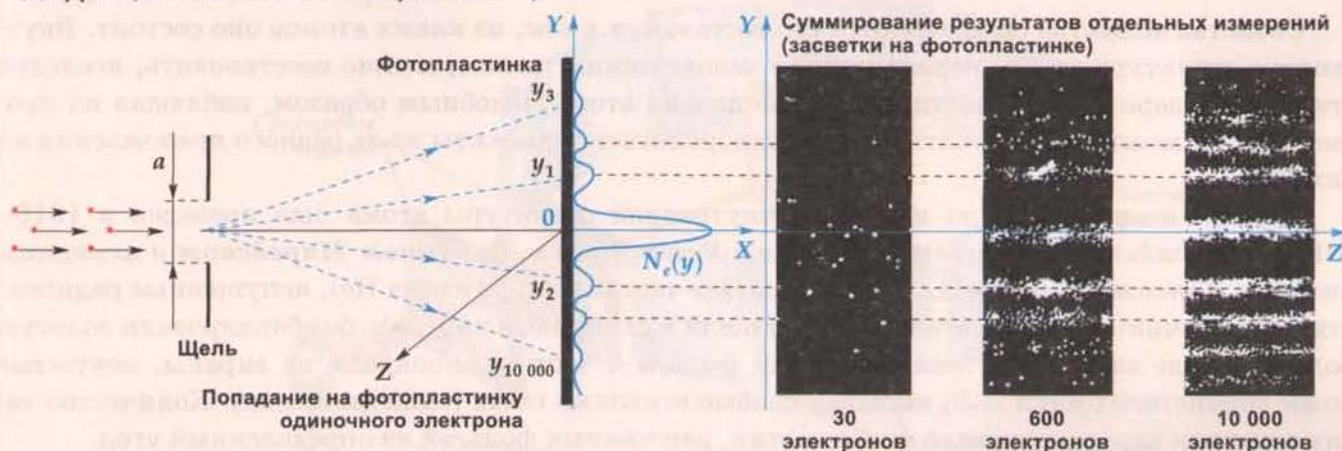
$$\Delta E \Delta t \geq h.$$

Волновые свойства электрона используют в электронном микроскопе, позволяющем, в частности, получать изображения вирусов ④.

① ДЛИНА ВОЛНЫ ДЕ БРОЙЛЯ

② ДИФРАКЦИОННАЯ КАРТИНА

Дифракция одиночных электронов на щели

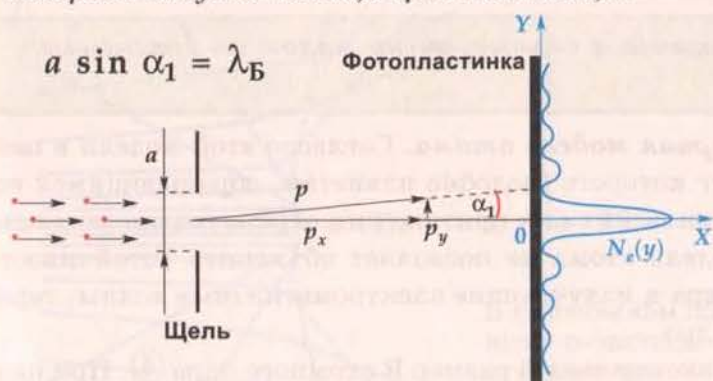


Любой частице, обладающей импульсом p , соответствует длина волны де Бройля

$$\lambda_B = \frac{h}{p}$$

③ СООТНОШЕНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ ГЕЙЗЕНБЕРГА

Измерение импульса частицы при ее локализации



$$p_y = p \sin \alpha_1 = \frac{h}{\lambda_B} \sin \alpha_1$$

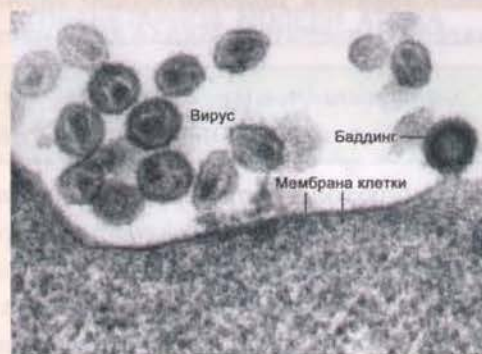
$$p_y = \frac{h}{a} \quad \Delta p_y \geq \frac{h}{a} \quad \Delta y \sim a$$

Произведение неопределенности координаты частицы на неопределенность ее импульса не меньше постоянной Планка

$$\Delta y \Delta p_y \geq h$$

$$\Delta E_y \Delta t \geq h$$

④ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ СВОЙСТВ ЭЛЕКТРОНА



Изображение вирусов в электронном микроскопе

Вирусы гепатита С



§61. ПЛАНЕТАРНАЯ МОДЕЛЬ АТОМА. ОПЫТ РЕЗЕРФОРДА

Свойства вещества определяются его составом, т.е. тем, из каких атомов оно состоит. Внутреннюю структуру атома, неразличимую человеческим глазом, можно восстановить, исследуя отклонения заряженных частиц, налетающих на атом. Подобным образом, наблюдая на просвет стекло, можно обнаружить в нем неоднородности и дефекты из-за разного преломления на них света.

Первый эксперимент по изучению внутренней структуры атома был проведен в 1910–1911 гг. английскими физиками *Эрнестом Резерфордом*, *Эрнестом Марсденом* и немецким физиком *Хансом Гейгером* ①. В этом опыте α -частицы (ядра атома He), испущенные радиоактивным источником и пролетевшие через щели в свинцовых экранах, бомбардировали золотую фольгу. После взаимодействия с атомами фольги α -частицы попадали на экраны, покрытые слоем сернистого цинка ZnS, вызывая слабые вспышки света (сцинтилляции). Количество таких вспышек характеризовало число частиц, рассеянных фольгой на определенный угол.

Анализ сцинтилляций показал, что большинство частиц проходит фольгу, практически не отклоняясь ②. Лишь одна из 20000 α -частиц резко отклонялась от первоначального направления движения, даже отражаясь назад (на угол 180°). Подобное отклонение не могло быть вызвано столкновением α -частицы с очень легким (по сравнению с α -частицей) электроном. Резерфорд предположил, что такое отражение α -частиц, имеющих заряд $+2e$, обусловлено их отталкиванием положительно заряженными частицами, обладающими массой, соизмеримой с массой α -частицы. Малая доля частиц, испытывающих значительное рассеяние, означает, что

положительный заряд атома сосредоточен в объеме, очень малом по сравнению с объемом атома, или в ядре атома.

Из опытов Резерфорда следует *планетарная модель атома*. Согласно этой модели в центре атома расположено атомное ядро, вокруг которого (подобно планетам, обращающимся вокруг Солнца) вращаются под действием кулоновских сил притяжения отрицательно заряженные электроны ③. Однако планетарная модель атома не позволяет объяснить устойчивость атомов. Электроны, вращающиеся вокруг ядра и излучающие электромагнитные волны, теряют энергию и неизбежно должны упасть на ядро.

Опыты Резерфорда позволили оценить максимальный размер R атомного ядра ④. При центральном столкновении α -частицы с ядром, имеющим заряд $+Ze$, она останавливается силами кулоновского отталкивания на расстоянии r от центра ядра ($r > R$). В точке остановки кинетическая энергия E_k α -частицы переходит в потенциальную:

$$E_k = k \frac{Ze \cdot 2e}{r}, \quad \text{где } k = 9 \cdot 10^9 \text{ Н} \cdot \text{м}^2 / \text{Кл}^2.$$

Следовательно, размер атомного ядра определяется соотношением

$$R < \frac{2k \cdot Ze^2}{E_k}.$$

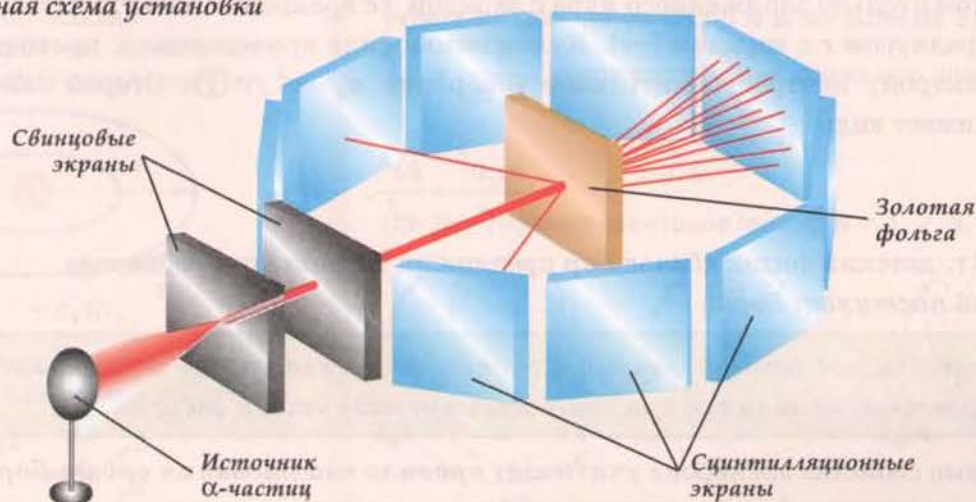
В опытах Резерфорда $E_k = 5$ МэВ, заряд ядра золота $Z = 79$. Тогда размер ядра

$$R < 23 \text{ фм}.$$

Линейный размер ядра по крайней мере в 10000 раз меньше размера атома.

ОПЫТ РЕЗЕРФОРДА

① Принципиальная схема установки

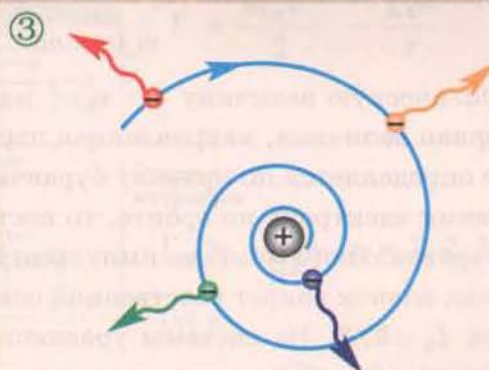


ОЦЕНКА РАДИУСА ЯДРА

Рассеяние α -частиц атомными ядрами $^{197}_{79}\text{Au}$



НЕПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ ПЛАНЕТАРНОЙ МОДЕЛИ АТОМА



Падение электрона на ядро вследствие его торможения при излучении

④

$$\begin{aligned}
 E_{k0} &= 5 \text{ МэВ} & v &= 0 & R &\leq r \\
 E_k &= 0 & E_p &= 0 \\
 +2e & \xrightarrow{\vec{v}_0} & & & & \\
 E_{p0} &= 0 & & & &
 \end{aligned}$$

Diagram showing an alpha particle (+2e) with initial velocity $\vec{v}_0$ approaching a nucleus of charge +Ze at a distance r. The nucleus has radius R. The initial kinetic energy is E_{k0} , and the initial potential energy is $E_{p0} = 0$. At distance r, the kinetic energy is E_k and the potential energy is E_p .

$$E_p = k \frac{(+2e) \cdot (+Ze)}{r}$$

Закон сохранения энергии

$$E_{k0} + E_{p0} = E_k + E_p \quad E_{k0} = k \frac{2e \cdot Ze}{r} \Rightarrow r = \frac{2kZe^2}{E_{k0}} = 23 \text{ фм}$$

§62. АТОМ ВОДОРОДА (ТЕОРИЯ БОРА)

Согласно планетарной модели атома, обоснованной опытами Резерфорда, в атоме водорода вокруг положительно заряженного ядра с зарядом $+e$ вращается электрон со скоростью v по окружности радиусом r с зарядом $(-e)$. Кулоновская сила притяжения к протону $F_K = ke^2/r^2$ сообщает электрону центростремительное ускорение $a_n = v^2/r$ ①. Второй закон Ньютона для электрона имеет вид:

$$\frac{m_e v^2}{r} = \frac{ke^2}{r^2}. \quad (1)$$

В 1913 г. датский физик **Нильс Бор** предложил теорию атома водорода.

Первый постулат Бора.

В устойчивом атоме электрон может двигаться лишь по особым, стационарным орбитам, не излучая при этом электромагнитной энергии.

Волновые свойства электрона учитывает **правило квантования орбит Бора** ②:

На длине окружности каждой стационарной орбиты укладывается целое число n длин волн де Бройля $\lambda_B = h/m_e v$, соответствующих движению электрона

$$2\pi r / \lambda_B = n, \quad (2)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$ — главное квантовое число.

Правило квантования (2) может быть представлено в виде

$$m_e v r = n \hbar \quad (\hbar = h/2\pi = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}) \quad (3)$$

Физическую величину $L = m_e v r$ называют **моментом импульса** ③. Момент импульса — векторная величина, направленная перпендикулярно плоскости орбиты электрона. Ее направление определяется по правилу буравчика. Если вращать рукоятку буравчика по направлению движения электрона по орбите, то поступательное движение буравчика совпадает с направлением орбитального момента импульса. Кроме движения вокруг ядра по орбите электрон вращается как волчок вокруг собственной оси. При этом его собственный, или спиновый, момент импульса $L_s = \hbar/2$. Из системы уравнений (1), (3) можно найти возможные значения радиусов стационарных орбит и скорости движения электрона ④:

$$r_n = r_1 \cdot n^2,$$

где $r_1 = \hbar^2 / k m_e e^2 = 0,53 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ — радиус первой ($n = 1$) орбиты электрона, ближайшей к ядру. Скорость движения электрона по n -й орбите $v_n = ke^2 / (\hbar n)$. Она максимальна на первой орбите.

Энергия электрона в атоме складывается из его кинетической энергии и потенциальной кулоновской энергии притяжения к ядру.

$$E = \frac{m_e v^2}{2} - \frac{ke^2}{r}.$$

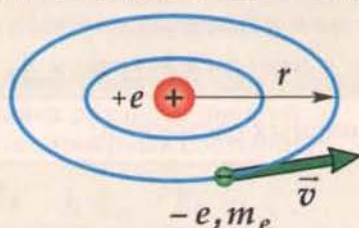
Энергия электрона принимает не любые, а дискретные значения, т.е. квантуется ⑤.

$$E_n = -\frac{E_1}{n^2}.$$

$E_1 = -13,6 \text{ эВ}$ — энергия основного ($n = 1$) состояния атома водорода — состояния с минимальной энергией.

① ПЕРВЫЙ ПОСТУЛАТ БОРА

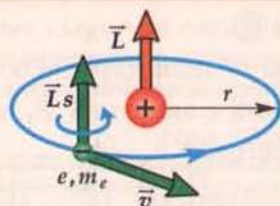
В устойчивом атоме электрон может двигаться лишь по особым, стационарным орбитам, не излучая при этом электромагнитной энергии



Второй закон Ньютона для электрона, движущегося по стационарной орбите

$$\frac{m_e v^2}{r} = k \frac{e^2}{r^2}$$

③ МОМЕНТ ИМПУЛЬСА ЭЛЕКТРОНА



$|\vec{L}| = m_e v r$ – орбитальный момент импульса

$|\vec{L}_s| = \hbar/2$ – спиновый момент импульса

На стационарной орбите момент импульса электрона квантуется (кратен постоянной Планка $\hbar$)

$$m_e v r = n \hbar,$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$,

$$\hbar = h/2\pi = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$$

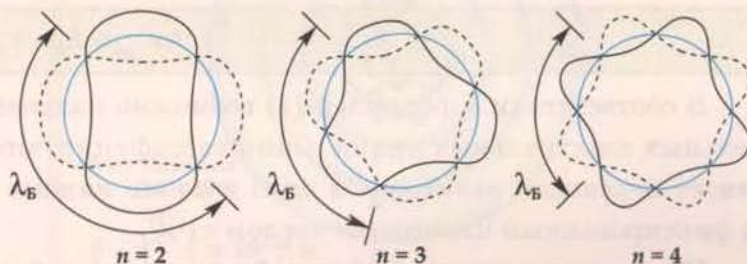
② ПРАВИЛО КВАНТОВАНИЯ ОРБИТ БОРА

На длине окружности каждой стационарной орбиты укладывается целое число n длин волн де Бройля

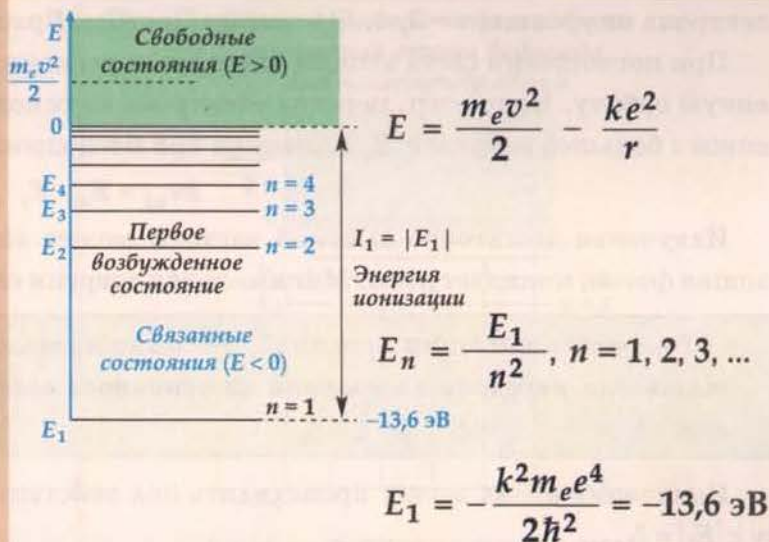
$$\lambda_B = \frac{h}{m_e v}, \text{ соответствующих движению электрона}$$

$$\frac{2\pi r}{\lambda_B} = n,$$

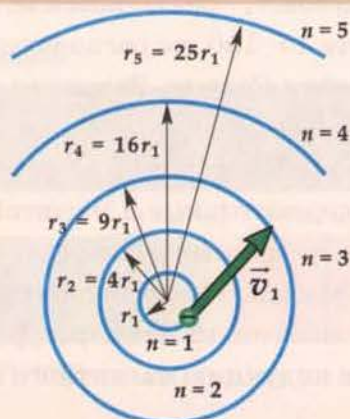
где n – главное квантовое число; $n = 1, 2, 3, \dots$



⑤ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР АТОМА ВОДОРОДА



④ ОРБИТЫ ЭЛЕКТРОНА В АТОМЕ ВОДОРОДА



Радиус n -й стационарной орбиты ($n = 1, 2, 3, \dots$)

$$r_n = r_1 \cdot n^2,$$

где $r_1 = \frac{\hbar^2}{k m_e e^2}$

Скорость движения электрона по n -й орбите

$$v_n = \frac{v_1}{n},$$

где $v_1 = \frac{k e^2}{\hbar}$

§63. ИЗЛУЧЕНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА АТОМОМ

Атом может излучать свет и поглощать его. Свет излучается атомом, если электрон перескакивает с более отдаленной от ядра стационарной орбиты на орбиту меньшего радиуса ①. Согласно второму постулату Бора:

Излучение света атомом происходит при переходе атома из стационарного состояния с большей энергией E_k в стационарное состояние с меньшей энергией E_n .

Энергия излученного фотона равна разности энергий стационарных состояний:

$$h\nu_{kn} = E_k - E_n. \quad (1)$$

В соответствии с формулой (1) возможно излучение лишь некоторого набора частот — отдельных спектральных линий. Они классифицируются по сериям, каждая из которых соответствует переходам электрона в одно и то же нижнее энергетическое состояние с энергией E_n (с фиксированным квантовым числом n) ②.

Переходы электрона на ближайшую к ядру орбиту — в основное состояние ($n = 1$) — вызывают излучение в УФ диапазоне — серия Лаймана. Переходы в состояние с $n = 2$ приводят к излучению в видимом диапазоне — серия Бальмера. ИК-излучение возникает при переходах электрона на уровни ($n = 3, 4, 5$) — серии Пашена, Брэкета, Пфунда ③.

При поглощении света атомом электрон перескакивает с орбиты вблизи ядра на более отдаленную орбиту. Например, переход электрона из основного состояния с энергией E_1 в возбужденное с большей энергией E_n возможен при поглощении фотона частотой ν_{n1} ④:

$$h\nu_{n1} = E_n - E_1. \quad (2)$$

Излучение достаточно высокой частоты может ионизовать атом. При этом электрон, поглощая фотон, покидает атом. Минимальная энергия свободного электрона $E_n = 0$.

Энергия ионизации атома I_1 — минимальная энергия, которую нужно затратить для перевода электрона из основного состояния атома в свободное состояние.

Ионизация атома может происходить под действием падающего на него фотона с энергией $h\nu \geq |E_1| = I_1$.

Сравнительный анализ спектров излучения и поглощения показывает, что атом поглощает излучение той же частоты, которую излучает ⑤. Земная атмосфера избирательно поглощает излучение различных частот (длин волн) ⑥. Ультрафиолетовое, рентгеновское, гамма-излучение поглощаются в верхних слоях атмосферы. На высоте 15–150 км располагается озоновый слой, поглощающий коротковолновую часть УФ-излучения Солнца. Защищая флору и фауну Земли от губительного воздействия коротковолнового облучения, атмосфера одновременно лишает физиков и астрономов существенной информации о структуре Вселенной, содержащейся в спектрах этого диапазона. Поэтому наиболее содержательные и масштабные исследования Вселенной начались с 60-х гг. XX в. с момента вывода в космическое пространство искусственных спутников Земли, космических аппаратов и зондов. Исследование и анализ спектров позволяют определять помимо химического состава объектов их температуру, давление, скорость движения, напряженность электрического поля и индукцию магнитного поля.

ВТОРОЙ ПОСТУЛАТ БОРА

- ① Излучение света происходит при переходе из стационарного состояния с большей энергией E_k в стационарное состояние с меньшей энергией E_n

Энергия излученного фотона равна разности энергий стационарных состояний

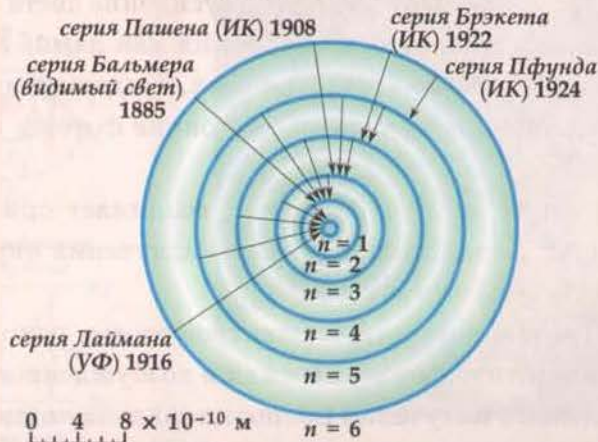
$$h\nu_{kn} = E_k - E_n$$

Для водорода

$$h\nu_{kn} = E_1 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right)$$

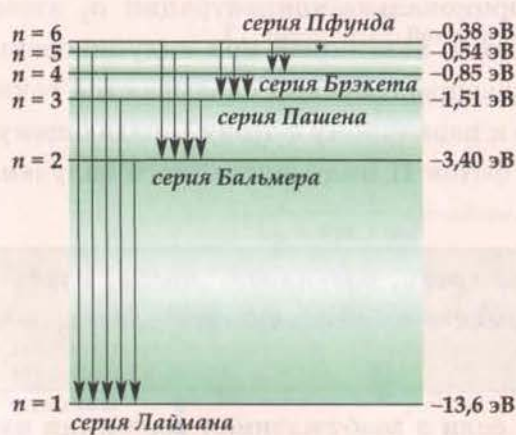
$$n = 1, 2, 3, \dots; k > n$$

- ② Серии излучения атома водорода: переходы между орбитами стационарных состояний

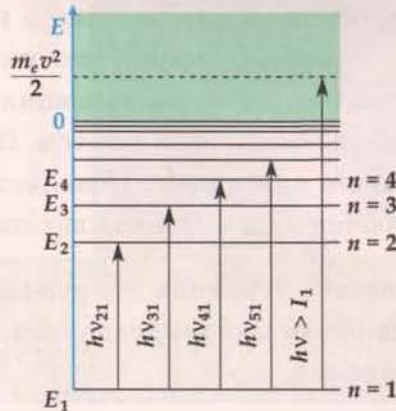


ИЗЛУЧЕНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА АТОМОМ ВОДОРОДА

- ③ Серии излучения атома водорода при переходах электрона между энергетическими уровнями



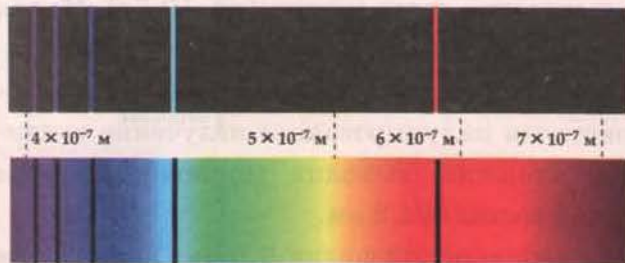
- ④ Переход электрона из основного состояния атома водорода при поглощении света



$I_1 = |E_1|$ – энергия ионизации атома

- ⑤ СЕРИЯ БАЛЬМЕРА ДЛЯ АТОМА ВОДОРОДА

Спектр излучения



Спектр поглощения

- ⑥ ПОГЛОЩЕНИЕ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АТМОСФЕРОЙ ЗЕМЛИ



§64. ЛАЗЕР

Лазер — наиболее мощный искусственный источник направленного излучения.

Слово laser образовано начальными буквами английских слов light amplification by stimulated emission of radiation («усиление света с помощью вынужденного излучения»). В традиционных источниках света, таких как лампа накаливания, валентные электроны атомов вещества возбуждаются электронами, создающими электрический ток. При их самопроизвольном возвращении в основное состояние фотоны излучаются некогерентно (независимо друг от друга).

В лазерах мощное излучение возникает при прохождении через вещество электромагнитной волны. Характеристики этого излучения определяют три основных процесса взаимодействия излучения с атомами ①.

1. **Поглощение света.** Электрон атома, находящийся в основном состоянии с энергией E_1 , может поглотить фотон, перейдя в возбужденное состояние с энергией $E_2 > E_1$. Интенсивность поглощенного излучения пропорциональна концентрации n_1 атомов в основном состоянии.

2. **Спонтанное излучение.** Электрон атома, находящийся в возбужденном состоянии с энергией E_2 , через $10^{-8} - 10^{-9}$ с самопроизвольно (спонтанно) возвращается в основное состояние. Атомы излучают независимо друг от друга.

3. **Индукцированное излучение** — излучение атома, возникающее при переходе электрона на более низкий энергетический уровень под действием внешнего электромагнитного излучения. Интенсивность индуцированного излучения пропорциональна концентрации n_2 атомов, находящихся в возбужденном состоянии. У световой волны, возникшей при индуцированном излучении, частота, фаза, поляризация и направление распространения оказываются такими же, как и у волны, падающей на атом. Это означает, что к первичному фотону I, падающему на атом от внешнего источника, добавляется идентичный фотон II индуцированного излучения, т.е. увеличивается интенсивность внешнего излучения.

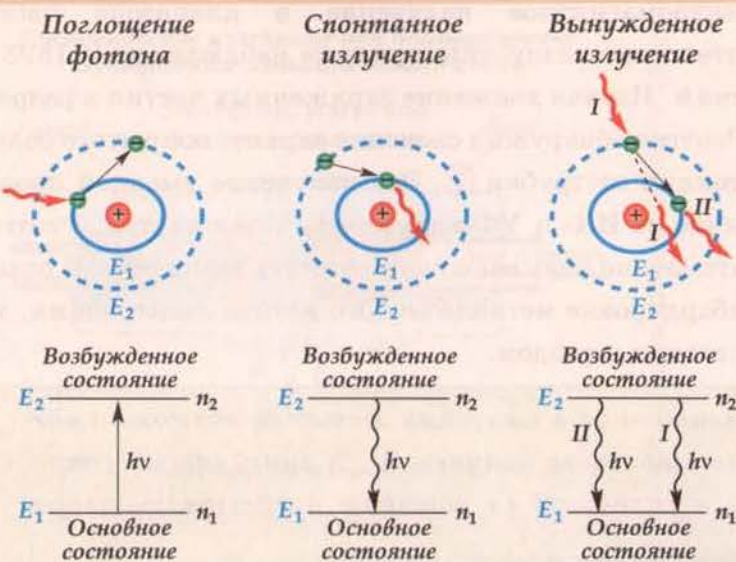
Оптическое усиление излучения, падающего на среду, возникает тогда, когда интенсивность индуцированного излучения превысит интенсивность поглощенного излучения.

Это происходит в случае **инверсной населенности**, если в возбужденном состоянии находится больше частиц, чем в основном $n_2 > n_1$.

В кристалле рубинового лазера, облучаемом лампой-вспышкой, ионы хрома Cr^{3+} переводятся из основного состояния E_1 в возбужденное E_3 ②. Через 10^{-8} с ионы переходят на метастабильный уровень $E_2 < E_3$. **Метастабильное состояние** E_2 — возбужденное состояние электрона в атоме, в котором он может находиться достаточно долго (например, 10^{-3} с). Малая вероятность спонтанного перехода $2 \rightarrow 1$ приводит к инверсной населенности: $n_2 > n_1$. Случайный фотон с энергией $h\nu = E_2 - E_1$ может вызвать лавину индуцированных когерентных фотонов ③. При многократном отражении от торцов кристалла индуцированное излучение усиливается. Через полупрозрачный торец рубинового стержня выходит мощный импульс монохроматического излучения красного цвета с длиной волны 694,3 нм.

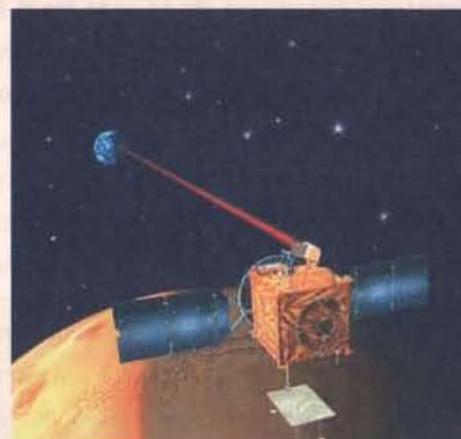
Российские ученые **Н.Г. Басов**, **А.М. Прохоров** и американский физик **Чарльз Таунс** были удостоены Нобелевской премии по физике за создание квантового генератора излучения, работающего в сантиметровом диапазоне.

① ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФОТОНА С ЭЛЕКТРОНОМ АТОМА



ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРА

Лазерная связь и локация



② ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ РУБИНОВОГО ЛАЗЕРА

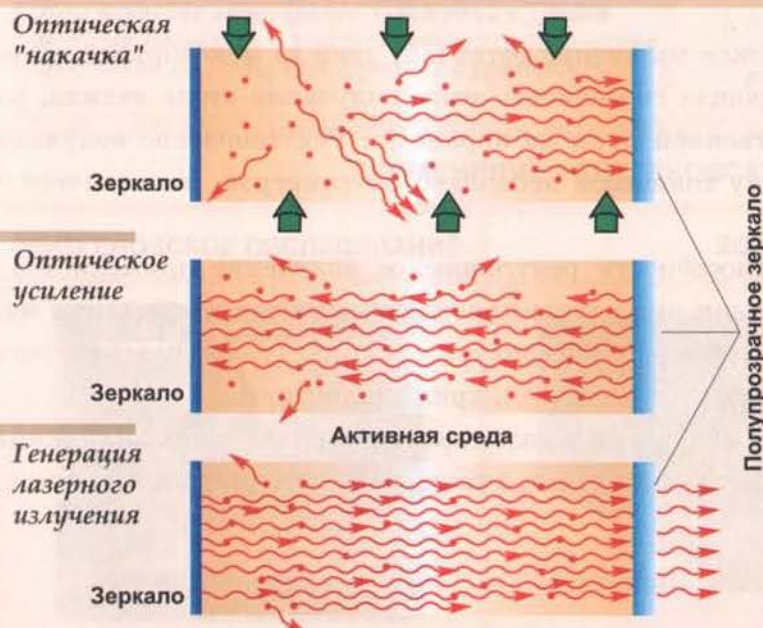
Оптические процессы в рубиновом лазере



Лазерный прицел



③ ОПТИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ В КРИСТАЛЛЕ



Лазерная резка металлов



§65. РЕНТГЕНОВСКАЯ ТРУБКА

Рентгеновское излучение — электромагнитное излучение в диапазоне частот $3 \cdot 10^{16} \div 3 \cdot 10^{20}$ Гц ($\lambda = 10^{-12} \div 10^{-8}$ м). Рентгеновское излучение впервые наблюдалось в 1895 г. немецким физиком **Вильгельмом Рентгеном**. Изучая движение заряженных частиц в разрядной трубке, закрытой черным картоном, Рентген обнаружил свечение экрана, покрытого солью бария, находящегося на некотором расстоянии от трубки ①. Это излучение высокой проникающей способности, проходящее, в отличие от ИК- и УФ-излучения, через картон, Рентген назвал X-лучами (подобно тому, как в математике называют неизвестную величину). В опыте Рентгена X-излучение возникало при бомбардировке металлического катода электронами, ускоренными электрическим полем между катодом и анодом.

При взаимодействии быстрых электронов с атомами металла возможно возникновение двух типов спектра рентгеновского излучения ②: линейчатый (определенной фиксированной частоты) и сплошной (в котором представлен непрерывный набор частот)

1. **Линейчатый спектр рентгеновского излучения** возникает, когда свободный электрон выбивает атомарный с энергетического уровня с энергией E_1 с главным квантовым числом $n = 1$ (с орбиты, ближайшей к ядру) ③. Затем при переходе другого атомарного электрона с уровня E_2 ($n = 2$) на уровень $n = 1$ испускается рентгеновское излучение с частотой $\nu_{21} = (E_2 - E_1)/h$, обозначаемое K_α . Возможно и линейчатое рентгеновское излучение K_β большей частоты ν_{31} (меньшей длины волны) при переходе какого-либо электрона с энергетического уровня E_3 ($n = 3$) на уровень $n = 1$: $\nu_{31} = (E_3 - E_1)/h$.

2. **Сплошной спектр рентгеновского излучения** возникает, когда свободный электрон с энергией E_0 тормозится электромагнитным полем атома металла ④. Его энергия уменьшается, становясь равной E . В результате изменения энергии электрона возникает **тормозное рентгеновское излучение** частоты $\nu = (E_0 - E)/h$.

Излучение рентгеновской трубки содержит как линейчатый спектр (K_α, K_β), так и сплошной (тормозное излучение).

Подобно видимому свету, рентгеновское излучение оставляет тени за некоторыми непрозрачными предметами. Однако проникающая способность этого излучения столь велика, что Рентген мог рассматривать скелет собственной руки на экране ⑤. Рентгеновское излучение может проникать через деревянную доску толщиной несколько сантиметров, металлическую пластину толщиной порядка сантиметра.

Благодаря высокой проникающей способности рентгеновское излучение применяется в рентгеноструктурном анализе (исследовании структуры кристаллической решетки), при изучении структуры молекул, обнаружении дефектов в образцах, в медицине (рентгеновские снимки, флюорография, лечение злокачественных опухолей ⑥), криминалистике.

Создание приемников рентгеновского излучения и размещение их на космических станциях позволило обнаружить рентгеновское излучение звезд, а также оболочек сверхновых звезд и целых галактик.

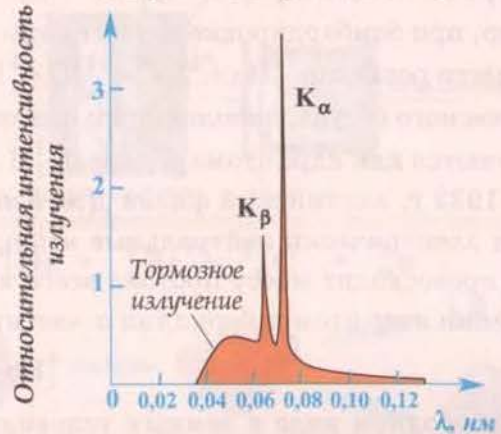
РЕНТГЕНОВСКАЯ ТРУБКА

- ① Рентгеновское излучение при бомбардировке электронами металлического анода



СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОЙ ТРУБКИ

- ② Молибденовый анод (энергия электронов 35 кэВ)



ВОЗНИКНОВЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

ЛИНЕЙЧАТЫЙ СПЕКТР

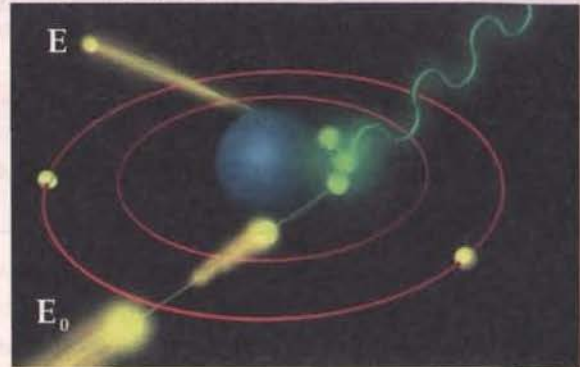
- ③ 1. Свободный электрон выбивает атомарный с энергетического уровня $n = 1$



2. При переходе атомарного электрона с уровня $n = 2$ на уровень $n = 1$ испускается рентгеновское излучение K_α , а K_β при переходе с уровня $n = 3$

ТОРМОЗНОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

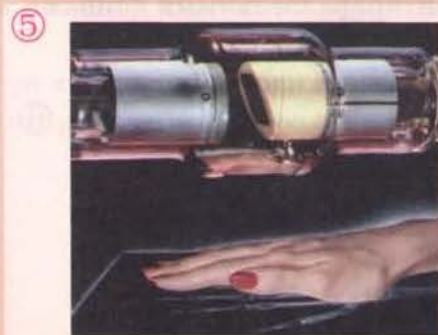
- ④ 1. Электрон тормозится электромагнитным полем атома



2. В результате изменения энергии электрона возникает рентгеновское излучение частоты
$$\nu = \frac{1}{h} (E_0 - E)$$

ПРИМЕНЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

РЕНТГЕНОВСКОЕ ОБСЛЕДОВАНИЕ



КОМПЬЮТЕРНАЯ ТОМОГРАФИЯ

