

10-11 классы, подготовка к теоретическому туру

олимпиады школьников «Робофест» по физике

Теоретический обзор к занятию 8 (17.02.2018).

Тема: «ОПТИКА».

Наиболее простой способ описания распространения света – использовать приближение *геометрической оптики*, в котором пренебрегают *волновыми свойствами света*, и опираются на представление о прямолинейных *световых лучах*. Световые лучи – пучки света, которые одновременно считаются достаточно узкими (по сравнению с характерными размерами препятствий), и достаточно широкими (по сравнению с длиной *световой волны*). При описании прохождения света через вещество считается, что влияние вещества в основном проявляется в *замедлении хода* световых лучей. Вещество характеризуется абсолютным показателем преломления, равным отношению скорости света в вакууме к скорости света в данной среде: $n_{cp} \equiv c/c_{cp}$.

Основные законы геометрической оптики:

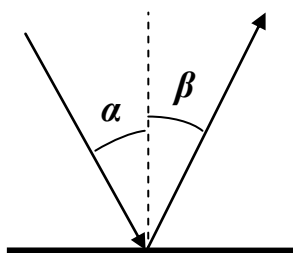
- **Закон прямолинейности распространения света:**

В оптически однородной среде свет распространяется между любыми двумя точками по прямой*.

*Этот закон как раз и определяет *условия применимости* геометрической оптики. Дело в том, что на самом деле свет – это разновидность *электромагнитного излучения*, а *электромагнитные волны*, как и другие волны, распространяются от данной точки по всем возможным направлениям, а реальная картина распределения колебаний электрических и магнитных полей в волне определяется интерференцией волн, пришедших в точку наблюдения от всех точек волнового фронта в «начальный» момент времени. И «прямолинейность» луча в однородной среде есть указание на возможность не учитывать целый ряд волновых явлений (например, в волновой оптике в любом «тонком пучке» за счет явления *дифракции* должны появляться отклонения от прямолинейности – появляется *дифракционная расходимость* лучей пучка; эта расходимость становится незаметной только для пучков с шириной, значительно превосходящей длину световой волны).

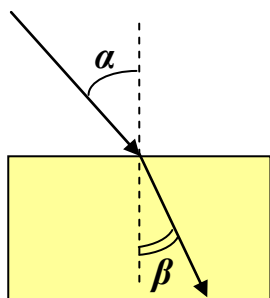
При падении светового луча на границу раздела двух сред происходят явления *отражения* (возвращения светового луча обратно в первую среду) и *преломления* (переход луча из первой среды во вторую, при котором изменяется направление его движения).

- **Закон отражения света:**



Луч падающий, луч отраженный и нормаль к отражающей поверхности в точке падения лежат в одной плоскости. Угол падения (между падающим лучом и нормалью) равен углу отражения (между отраженным лучом и нормалью): $\alpha = \beta$

- **Закон преломления света (закон Снеллиуса):**



Луч падающий, луч преломленный и нормаль к преломляющей поверхности в точке падения лежат в одной плоскости. Отношение синусов углов падения и преломления (между преломленным лучом и нормалью) равно отношению абсолютных показателей преломления второй и первой сред:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} \equiv n_{21}$$

Отношение абсолютных показателей преломления двух сред также называют *относительным показателем преломления*.

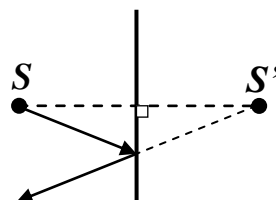
Построение изображений с учетом этих законов становится чисто геометрической процедурой: изображением каждой точки источника света является пересечение световых лучей (*действительное изображение*) или их продолжений (*мнимое изображение*), выходящих из данной точки.

Заметим, что формально все эти законы можно объединить в виде **принципа Ферма**, согласно которому между любыми двумя точками свет распространяется по пути, на котором время его движения минимально.

Основные элементы оптических систем:

- Плоское зеркало.

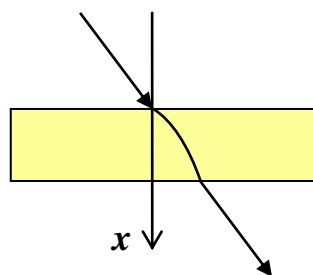
Мнимое изображение точечного источника располагается симметрично источнику относительно плоскости зеркала.



- Плоскопараллельная пластина.

Ход луча внутри пластины определяется изменением показателя преломления, но, если с обеих сторон от пластины – одна и та же среда, то луч выходит из нее под углом, равным углу падения:

$$n(x) \cdot \sin[\alpha(x)] = const$$

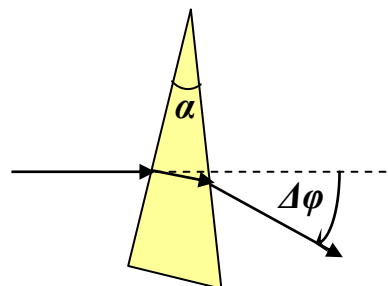


- Призма.

Луч, падающий на грань призмы в плоскости, перпендикулярной ее ребру, при преломлении на обеих гранях отклоняется в одну сторону. Суммарная величина отклонения определяется величиной угла призмы и ее показателем преломления. Для тонкой призмы ($\alpha \ll 1$) и малых углов падения ($\varphi \ll 1$) отклонение выражается простой формулой

$$\Delta\varphi = (n - 1) \cdot \alpha$$

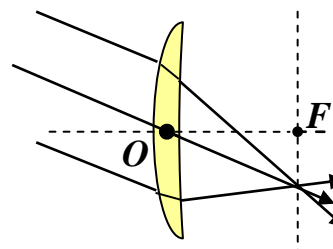
(n – относительный показатель преломления на границе раздела среда-призма).



- Тонкая линза.

Линза – «чечевицеобразное» преломляющее тело. Двояковыпуклые, плосковыпуклые и некоторые (см. ниже) выпукло-вогнутые линзы в воздухе (в среде с n меньшим, чем у линзы) являются *собирающими*:

параллельный пучок световых лучей собирается в точку в плоскости, параллельной плоскости линзы (называемой *фокальной плоскостью*). *Оптическим центром* линзы (O) называют точку, в которой световой



луч проходит через линзу без отклонения (обычно эта точка совпадает с геометрическим центром линзы). Ось, проходящая через оптический центр перпендикулярно плоскости линзы, называется *главной оптической осью*. Точка F , в которой сходятся лучи, параллельные главной оптической оси – *фокус* линзы (ясно, что он находится на пересечении главной оптической оси с фокальной плоскостью), а расстояние от

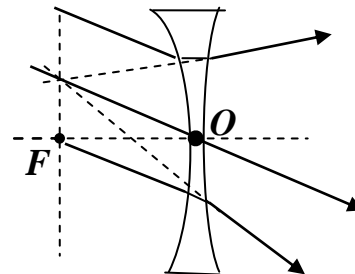
оптического центра до фокуса – *фокусное расстояние*. Величина, обратная фокусному расстоянию – *оптическая сила* линзы:

$$D \equiv \frac{1}{F}$$

В случае собирающей линзы фокус является действительным (в нем пересекаются световые лучи), а фокусное расстояние и оптическая сила считаются положительными.

Двояковогнутые, плосковогнутые и часть выпукло-вогнутых линз при аналогичных условиях являются

рассеивающими: параллельный пучок лучей после прохождения линзы расходится так, что продолжения лучей пересекаются в плоскости, параллельной плоскости линзы. В этом случае фокус является мнимым, а фокусное расстояние и оптическая сила



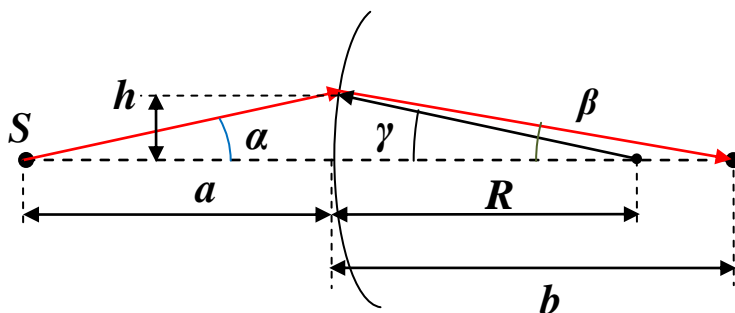
считаются отрицательными. Аналогично определяется знак любого расстояния: расстояние от источника до линзы и от линзы до изображения считаются положительными для действительных источников и изображений и отрицательными – для мнимых (мнимый источник – точка пересечения продолжений лучей, падающих на линзу).

Тонкие линзы:

Один из основных элементов оптических систем – тонкие линзы. В этот класс выделяют линзы, удовлетворяющие следующим условиям:

1. Толщина линзы должна быть много меньше радиусов кривизны ее поверхностей. Это позволяет пренебрегать смещением луча, проходящего через линзу, вдоль ее плоскости.
2. Расстояния до источников света, лучи от которых преломляются в линзе, должны быть велики по сравнению с поперечным размером линзы, и сами источники должны располагаться на небольших (по сравнению с расстояниями до плоскости линзы) расстояниях от ее оптической оси. Это позволяет использовать при анализе хода лучей *параксиальное приближение*, то есть считать, что все лучи от источника падают на линзу под малыми углами к оптической оси.

Рассмотрим преломление лучей света на одной сферической поверхности в рамках параксиального приближения. Пусть точечный источник света располагается на расстоянии a от преломляющей поверхности радиуса R на ее оси симметрии, а показатели преломления сред по разные стороны от нее равны n_a и n_b . Рассмотрим ход луча, падающего на поверхность на расстоянии h от оси, и обозначим b расстояние до точки, в которой этот



луч пересечет ось. Смещение этой точки вдоль оси симметрии

$\delta = R - \sqrt{R^2 - h^2} \approx \frac{h^2}{2R} \ll R$ оказывается очень мало, и поэтому (с учетом малости

углов) $h \approx \alpha a \approx \beta b \approx \gamma R$. С другой стороны, закон преломления дает:

$$\frac{\sin(\alpha + \gamma)}{\sin(\gamma - \beta)} = \frac{n_b}{n_a}, \text{ откуда следует: } n_a \alpha + n_b \beta = (n_b - n_a) \gamma. \text{ Таким образом, независимо}$$

от величины h (то есть для всех параксиальных лучей) выполняется соотношение:

$$\frac{n_a}{a} + \frac{n_b}{b} = \frac{\Delta n}{R}, \text{ где } \Delta n \equiv n_b - n_a - \text{изменение показателя преломления среды при}$$

пересечении лучом поверхности. Таким образом, именно параксиальные лучи собираются в одной точке. Для нескольких сферических поверхностей, расположенных на малых расстояниях (крайние поверхности разнесены на расстояние, много меньшее R) обобщение этих рассуждений дает:

$$\frac{n_a}{a} + \frac{n_b}{b} = \sum_i \frac{(\Delta n)_i}{R_i},$$

причем радиусы поверхностей, **выпуклых** навстречу лучу, считаются здесь **положительными**, а **вогнутых** – **отрицательными**). Применение этой формулы позволяет описать любую «тонкую» систему сферических преломляющих поверхностей. Например, для двух поверхностей с радиусами R_1 и R_2 , показатель преломления вещества между которыми равен n_l , а среды снаружи – n_{cp} , получается выражение для оптической силы тонкой линзы, ограниченной этими поверхностями и «формула линзы»:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = D = \frac{1}{F} = (n - 1) \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

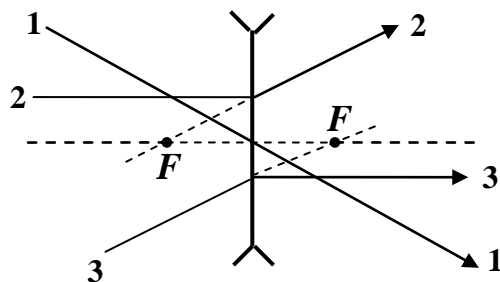
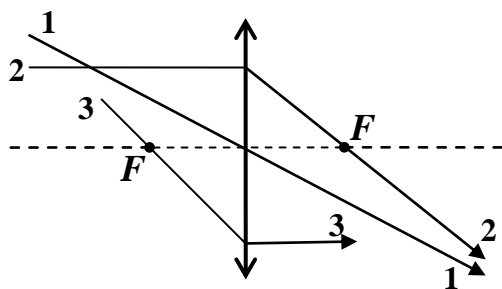
(в этой формуле радиусы считаются положительными для выпуклой поверхности и

отрицательными для вогнутой по отношению к «внутренности» линзы). Здесь $n = \frac{n_l}{n_{cp}}$ –

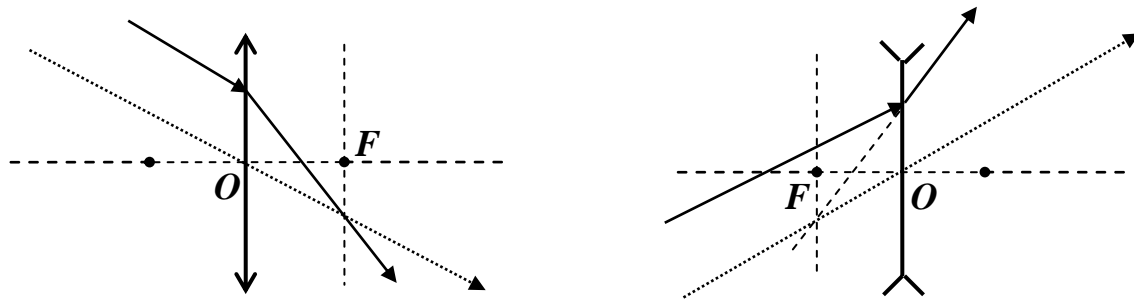
показатель преломления линзы по отношению к окружающей среде. Таким образом, линза, которая в воздухе является собирающей при помещении ее в жидкость с более высоким, чем у самой линзы, абсолютным показателем преломления станет рассеивающей!

При построении изображения удобно использовать три типа лучей:

1. Луч, проходящий через оптический центр – не отклоняется.
2. Луч, идущий параллельно оптической оси – идет в действительный фокус для собирающей линзы, из мнимого фокуса для рассеивающей.
3. Луч, выходящий из фокуса (для собирающей линзы) или идущий в фокус (для рассеивающей) – после линзы идет параллельно оптической оси.



Впрочем, ход любого луча, падающего на линзу, можно построить, проведя вспомогательный параллельный ему луч, проходящий через оптический центр – эти лучи (или их продолжения – в зависимости от типа линзы) должны встретиться в фокальной плоскости:



Если оптическая система состоит из нескольких элементов, изображения строятся путем последовательного построения изображения для каждого элемента (в порядке их прохождения световыми лучами). Точно так же – путем последовательного построения изображений – следует действовать в случае многократного прохождения какого-либо элемента оптической системы световым лучом (например, при многократном отражении луча от искривленного зеркала).

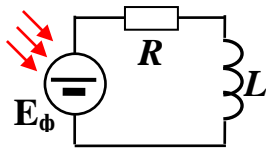
Энергетика светового излучения.

При изучении потока световой энергии следует в первую очередь обращать внимание на **сохранение** световой энергии. Часто среда поглощает часть энергии проходящего через нее света, и тогда энергии светового пучка уменьшается. В прозрачной среде мы пренебрегаем поглощением, и тогда энергия сохраняется, и уменьшение потока энергии происходит только из-за увеличения площади, по которой эта энергия распределяется в ходе распространения. Например, рассмотрим маленькую лампочку, свет от которой распространяется одинаково в разные стороны в прозрачной среде. Тогда практически постоянная энергия, испущенная лампочкой за единицу времени, на некотором расстоянии от нее равномерно распределяется по поверхности сферы соответствующего радиуса. По мере удаления от лампочки площадь поверхности сферы растет пропорционально квадрату радиуса. Поэтому мощность излучения лампочки, регистрируемая на расстоянии r от нее, убывает обратно пропорционально r^2 . Аналогично по мере удаления от цилиндрического источника света, лучи от которого расходятся **радиально** (нет «расходимости лучей по высоте цилиндра, и каждый элемент поверхности светит только по радиусу), интенсивность уменьшается обратно пропорционально r .

Обратим внимание: если каждый элемент цилиндрической поверхности светит равномерно во все стороны, то недалеко от поверхности (на расстояниях порядка радиуса цилиндра) закон убывания интенсивности более сложный. Более сложным он становится и в том случае, когда элемент поверхности имеет сложную *диаграмму направленности* излучения, то есть светит по разным направлениям неоднородно. Также ситуация усложняется, если источник состоит из многих *когерентных* излучателей (излучающих волны одной частоты с неизменной разностью фаз) – в этом случае нужно учитывать волновые свойства света. Но эти более сложные свойства не рассматриваются в «школьных» олимпиадных задачах. Можно также ответить, что (кроме случая когерентных излучателей) на очень больших расстояниях поток энергии все равно близок к радиальному.

Регистрация и измерение светового потока проводится чаще всего с помощью чувствительных к воздействию света элементов электрических цепей. Это могут быть *фотоэлементы* – при поступлении световой энергии они совершают работу по перемещению зарядов, то есть в электрической цепи их можно рассматривать как источник тока с плавно изменяющейся (пропорционально мощности улавливаемого света) ЭДС : $E_{\phi} = \alpha \cdot P_{cv}$, где $\alpha = const$. Другой пример – использование фоторезисторов, у которых изменяется сопротивление в зависимости от мощности поступления световой энергии: $R_{\phi} = R_0(1 - \beta \cdot P_{cv})$ (обычно коэффициент $\beta > 0$). Исследуя цепь датчика, можно найти различные способы использования его сигнала (то есть величины тока). Рассмотрим пример.

Пусть фотоэлемент включен в цепь с катушкой*, индуктивность которой L достаточно мала, а сопротивление цепи R велико (это означает, что величина $\tau \equiv \frac{L}{R}$, имеющая размерность времени, намного меньше того времени t , за которое существенно изменяется мощность



поступления световой энергии). Уравнение баланса напряжений в такой цепи с учетом наводящейся в катушке при изменении тока ЭДС индукции $RI = E_\phi + E_i$. Но при $\tau \ll t$ ЭДС индукции пренебрежимо мала, и ток в цепи пропорционален фото-ЭДС: $I \approx E_\phi / R$. Вместе с

тем ЭДС индукции все же ноль, и, согласно закону электромагнитной индукции Фарадея**,

она пропорциональна скорости изменения магнитного потока в катушке $E_i = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} |_{\Delta t \rightarrow 0}$. Сам

магнитный поток пропорционален току в катушке (причем коэффициент пропорциональности – это и есть индуктивность катушки $\Phi = L \cdot I$), поэтому

$$E_i = -L \frac{\Delta I}{\Delta t} |_{\Delta t \rightarrow 0} = -\frac{L}{R} \frac{\Delta E_\phi}{\Delta t} |_{\Delta t \rightarrow 0} = -\alpha \frac{L}{R} \frac{\Delta P_{c\phi}}{\Delta t} |_{\Delta t \rightarrow 0},$$

то есть ЭДС индукции, которую можно измерить, подключив к катушке «идеальный» вольтметр (если сопротивление самой катушки очень мало), пропорциональна скорости изменения световой мощности. Световая мощность, как мы видели, зависит от расстояния до источника, поэтому скорость ее изменения связана со скоростью перемещения объекта!

Например, если $P_{c\phi} = \frac{C}{r^2}$, то

$$\frac{\Delta P_{c\phi}}{\Delta t} = \frac{C}{\Delta t} \left[\frac{1}{(r + v_{\parallel} \Delta t)^2} - \frac{1}{r^2} \right] \approx \frac{C}{r^2 \Delta t} \left[\frac{1}{1 + 2v_{\parallel} \Delta t / r} - 1 \right] \approx \frac{2C}{r^3} v_{\parallel},$$

где v_{\parallel} – компонента относительной скорости детектора и источника вдоль соединяющей их прямой. Таким образом, эту компоненту скорости можно измерять, измеряя напряжение на катушке.

*Катушка индуктивности – один из основных элементов электрических цепей. Обычно это сердечник из магнитного материала, на который намотано много витков изолированного провода. При протекании тока по проводу («обмотке» катушки) внутри нее создается магнитное поле. Поэтому катушка обладает способностью накапливать и «хранить» энергию (в виде энергии магнитного поля). Катушки характеризуются величиной *индуктивности* (стандартное обозначение L). Это отношение магнитного потока через катушку, созданного

током в обмотке, к величине этого тока: $L \equiv \frac{\Phi}{I}$. Энергия магнитного поля в катушке

индуктивностью L с током I равна $E_L = \frac{LI^2}{2}$. У обмотки «обычных» катушек есть

омическое сопротивление, но его стараются сделать как можно меньше, и часто его влияние мало. Более того – сейчас умеют создавать сверхпроводящие катушки, у которых сопротивление равно ноль! В такой катушке энергия может храниться «вечно», и напряжение на ней равно ЭДС индукции.

Постоянные электрическое и магнитное поля могут рассматриваться независимо. Ситуация меняется при рассмотрении переменных полей. В этом случае проявляется их общая природа – переменные магнитные поля порождают электрическое поле, переменные электрические поля порождают магнитное поле. Особенность порождаемого вследствие этого взаимовлияния электрического поля – то, что оно является *вихревым* (его силовые линии **замкнуты – напомним, что силовые линии электростатического поля идут от положительных зарядов к отрицательным). Вихревое электрическое поле совершает работу по перемещению зарядов по замкнутому проводящему контуру, то есть играет роль ЭДС. Величина ЭДС вычисляется в соответствии с **законом электромагнитной индукции Фарадея**: при изменении магнитного потока через контур в нем наводится ЭДС индукции,

пропорциональная скорости изменения магнитного потока: $E_i = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} |_{\Delta t \rightarrow 0}$. Знак минус в

этом соотношении выражает **правило Ленца**: направление индукционного тока таково, что он своим полем стремится скомпенсировать изменение магнитного потока. Замечательно, что

закон Фарадея определяет значение ЭДС индукции независимо от конкретной причины, вызвавшей изменение магнитного потока – изменение величины магнитного поля, изменение площади контура или изменение угла между \vec{B} и нормалью к контуру (вращение контура), несмотря на то, что «физический механизм» явления будет по-разному описываться в разных системах отсчета и для разных ситуаций. В одном случае мы будем говорить, что движение зарядов вызвано действием силы со стороны вихревого электрического поля, в других – будем говорить, что смещение проводника в магнитном поле заставляет носители заряда в нем (электроны проводимости) двигаться вслед за ионной решеткой, и это «коллективное» смещение приводит к появлению одинаковой для всех носителей в этом месте компоненты силы Лоренца и, как следствие, – к появлению упорядоченного движения этих носителей.