

ОПТИКА

ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ

Геометрическая оптика

Оптика — раздел физики, который изучает природу света, световые явления и взаимодействие света с веществом.

Оптическое излучение представляет собой электромагнитные волны, и поэтому оптика является *частью общего учения об электромагнитном поле*.

В зависимости от круга рассматриваемых явлений оптику делят на **геометрическую** (лучевую), **волновую** (физическую), **квантовую** (корпускулярную).

1. Основные законы геометрической оптики.

Еще до установления природы света были известны следующие законы:

Закон прямолинейного распространения света — свет в оптически однородной среде распространяется прямолинейно.

Световой луч — линия, вдоль которой переносится световая энергия. В однородной среде лучи света представляют собой прямые линии.

Закон независимости световых пучков — эффект, производимый отдельным пучком, не зависит от того, действуют ли одновременно остальные пучки или они устранены.

Закон отражения — отраженный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и перпендикуляром, проведенным к границе раздела двух сред в точке падения; угол отражения i'_1 равен углу падения i_1 :

$$i'_1 = i_1$$

Закон преломления — луч падающий, луч преломленный и перпендикуляр, проведенный к границе раздела двух сред в точке падения, лежат в одной плоскости; отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная для данных сред,

где n_{21} — **относительный показатель преломления** второй среды относительно первой, который равен отношению абсолютных показателей преломления двух сред.

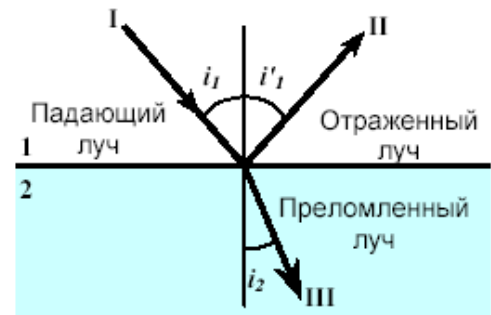
Следовательно, закон преломления будет иметь вид:

Абсолютным показателем преломления среды называется величина n , равная отношению скорости электромагнитных волн в вакууме c к их фазовой скорости v в среде.

Поскольку $v = c/\sqrt{\epsilon\mu}$, то $n = \sqrt{\epsilon\mu}$, где ϵ и μ — соответственно электрическая и магнитная проницаемость среды.

2. Полное отражение.

Если свет распространяется из среды с **большим** показателем преломления n_1 (оптически более плотной) в среду с **меньшим** показателем преломления n_2 (оптически менее плотную) ($n_1 > n_2$) (например, из стекла в воздух или из воды в воздух), то

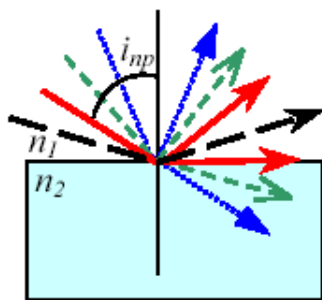


$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21}$$

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}$$

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$$

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



$$\frac{\sin i_2}{\sin i_1} = \frac{n_1}{n_2} > 1$$

Следовательно, угол преломления i_2 больше угла падения i_1 . Увеличивая угол падения, при некотором **предельном угле** $i_{пр}$ угол преломления окажется равным $\pi/2$. При углах падения $i_1 > i_{пр}$ весь падающий

свет **полностью отражается**.

При углах падения $i_{пр} > i_1 > \pi/2$ луч не преломляется, а полностью отражается в первую среду, причем интенсивности отраженного и падающего лучей одинаковы.

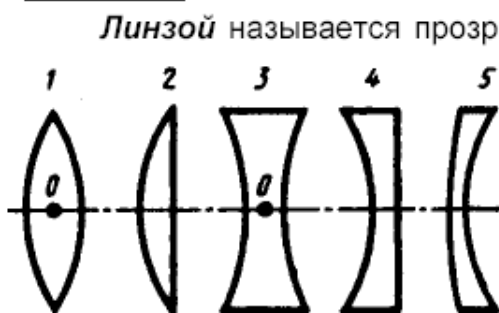
Это явление называется **полным внутренним отражением света**.

Предельный угол определяется соотношением:

$$\sin i_{пр} = \frac{n_2}{n_1} \sin \frac{\pi}{2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$$

Явление полного отражения используется в призмах полного отражения и световодах.

3. Линзы.



Линзой называется прозрачное тело, ограниченное с двух сторон криволинейной поверхностью. (В частном случае одна из поверхностей может быть плоской). По внешней форме линзы делятся на
1) двояковыпуклые; 2) плосковыпуклые;
3) двояковогнутые; 4) плосковогнутые;
5) выпукло-вогнутые.

Линза называется **тонкой**, если ее толщина значительно меньше, чем радиусы кривизны R_1 и R_2 обеих поверхностей. На оптических схемах линзы обычно обозначают двенаправленной стрелкой.

Радиус кривизны $R > 0$ для *выпуклой* поверхности; $R < 0$ для *вогнутой*.



Прямая проходящая через центры кривизны поверхностей линзы называется **главной оптической осью**.

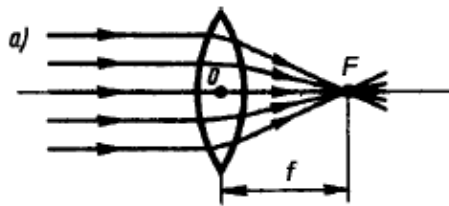
Оптическим центром линзы (обычно обозначается O) называется точка, лежащая на главной оптической оси и обладающая тем свойством, что лучи проходят сквозь нее не преломляясь.

Побочными оптическими осями называются прямые, проходящие через оптический центр линзы и не совпадающие с главной оптической осью.

Фокусом линзы F называется точка, лежащая на главной оптической оси, в которой пересекаются лучи **параксиального** (приосевого) светового пучка, распространяющиеся параллельно главной оптической оси.

Фокальной плоскостью называется плоскость, проходящая через фокус линзы перпендикулярно ее главной оптической оси.

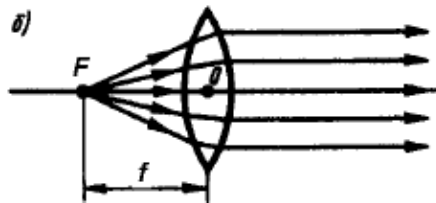
Фокусным расстоянием f называется расстояние между оптическим центром линзы O и ее фокусом F :



$$f = \frac{1}{(n_{21} - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)}$$

Формула тонкой линзы:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

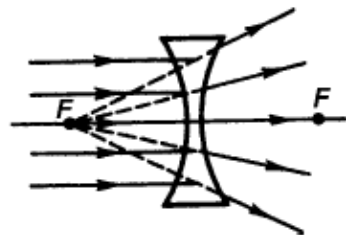


где a и b — расстояния от линзы до предмета и его изображения. Если $a = \infty$, т.е. лучи падают на линзу параллельным пучком (а), то $b = f$. Если $b = \infty$, т.е. изображение

находится в бесконечности (б), и, следовательно, лучи выходят из линзы параллельным пучком, то $a = f$.

Фокусные расстояния линзы, окруженной с обеих сторон одинаковой средой, равны.

Величина $\Phi = 1/f$ называется **оптической силой линзы**. Ее единица — **диоптрия** (дптр) — оптическая сила линзы с фокусным расстоянием 1м.

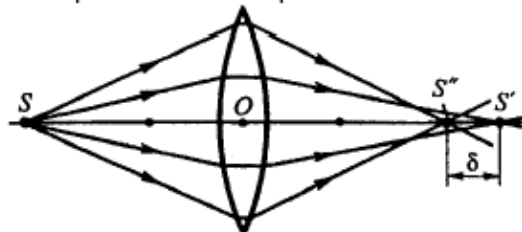


Линзы с **положительной** оптической силой являются **собирающими**, с **отрицательной** — **рассеивающими**.

В отличие от собирающей линзы, рассеивающая линза имеет мнимые фокусы. В мнимом фокусе сходятся (после преломления) воображаемые продолжения лучей, падающих на рассеивающую линзу параллельно главной оптической оси.

4. Аберрации оптических систем.

В реальных оптических системах используются пучки отличающиеся от параксиальных, показатель преломления линз зависит от длины волны падающего света, а сам свет немонохроматичен. Искажения оптического изображения которые возникают при этом называются **абберациями**.

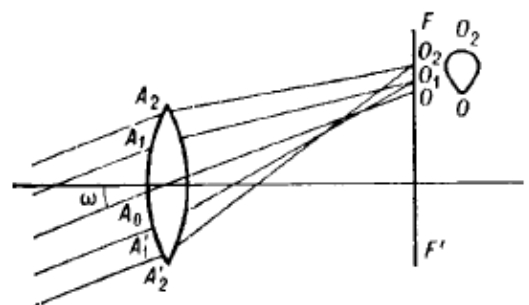


Сферическая аберрация является частным случаем астигматизма.

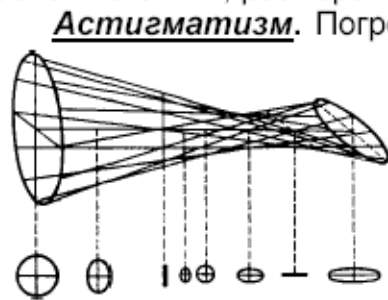
Кома. Если через оптическую систему проходит широкий пучок от точечного источника света, расположенного не на оптической оси, то получаемое изображение этой точки будет в виде освещенного пятна неправильной формы.

Точечным источником света назы-

Сферическая аберрация. Фокус S'' для лучей, более удаленных от оптической оси чем параксиальные, находится ближе, чем фокус S' параксиальных лучей. В результате изображение светящейся точки имеет вид расплывчатого пятна.



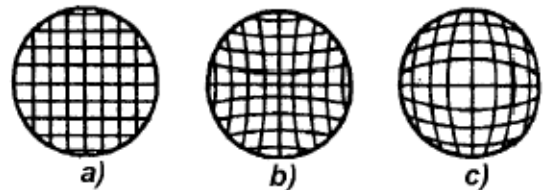
вается источник, размерами которого можно пренебречь.



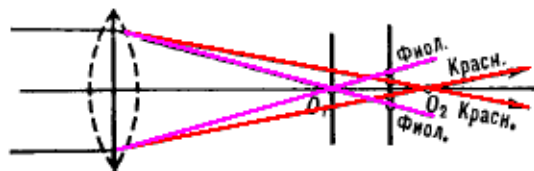
ко различается. В результате нарушается геометрическое подобие между предметом (например, прямоугольная сетка) и его изображением (рисунок (b) — подушкообразная дисторсия, (c) — бочкообразная дисторсия).

Астигматизм. Погрешность, обусловленная неодинаковостью кривизны оптической поверхности в разных плоскостях сечения падающего на нее светового пучка.

Дисторсия. Погрешность, при которой при больших углах падения лучей на линзу линейное увеличение для точек предмета, которые находятся на разных расстояниях от главной оптической



Хроматическая аберрация.



При падении на оптическую систему белого света отдельные составляющие его монохроматические лучи фокусируются в разных точках (наибольшее фокусное расстояние имеют красные лучи, наименьшее — фиолетовые), поэтому изображение размыто и по краям окрашено.

5. Энергетические величины в фотометрии.

Фотометрия — раздел оптики, в котором рассматриваются энергетические характеристики оптического излучения в процессах его испускания, распространения и взаимодействия с веществом. При этом значительное внимание уделяется вопросам измерения интенсивности света и его источников.

Энергетические величины в фотометрии — характеризуют энергетические параметры оптического излучения без учета особенностей его воздействия на тот или иной приемник излучения.

Поток излучения Φ_e — величина, равная отношению энергии W излучения ко времени t , за которое излучение произошло (мощность излучения). **Единица** потока излучения — **ватт (Вт)**.

$$\Phi_e = \frac{W}{t}.$$

Энергетическая светимость (излучательность) R_e — величина, равная отношению потока излучения Φ_e , испускаемого поверхностью, к площади S сечения, сквозь которое этот поток проходит (поверхностная плотность потока излучения). **Единица** энергетической светимости — **ватт на метр в квадрате (Вт/м²)**.

$$R_e = \frac{\Phi_e}{S}.$$

Энергетическая сила света (сила излучения) I_e — величина, равная отношению потока излучения Φ_e точечного источника к телесному углу ω , в пределах которого это излучение распространяется. **Единица** энергетической силы света — **ватт на стерадиан (Вт/ср)**.

$$I_e = \frac{\Phi_e}{\omega}.$$

Энергетическая яркость (лучистость) B_e — величина, равная отношению энергетической силы света ΔI_e элемента излучающей поверхности к площади ΔS проекции этого

$$B_e = \frac{\Delta I_e}{\Delta S}.$$

элемента на плоскость, перпендикулярную направлению наблюдения. Единица энергетической яркости — **ватт на стерадиан-метр в квадрате (Вт/(ср·м²))**.

Энергетическая освещенность (облученность) E_e — характеризует величину потока излучения, падающего на единицу освещаемой поверхности. Единица энергетической освещенности — **ватт на метр в квадрате (Вт/м²)**.

6. Световые величины в фотометрии.

Различные приемники, используемые при оптических измерениях, обладают **селективностью (избирательностью)**. Для каждого из них характерна своя кривая чувствительности к энергии различных длин волн.

Световые измерения, являясь субъективными, отличаются от объективных, энергетических, и для них вводятся световые единицы, используемые только для видимого света.

Основной световой единицей в СИ является единица силы света I — **кандела (кд)** — сила света в заданном направлении источника, испускающего монохроматическое излучение частотой $540 \cdot 10^{12}$ герц, энергетическая сила света которого в этом направлении составляет $\frac{1}{683}$ Вт/ср.

Единица светового потока Φ (мощности оптического излучения) — **люмен (лм)**: 1лм — световой поток, испускаемый точечным источником силой света в 1кд внутри телесного угла в 1ср (**1лм=1кд·ср**).

Светимость R — суммарный поток, посылаемый светящейся площадкой с площадью S . Единица светимости — **люмен на метр в квадрате (лм/м²)**.
$$R = \frac{\Phi}{S}.$$

Яркость светящейся поверхности в некотором направлении φ есть величина, равная отношению силы света I в этом направлении к площади S проекции светящейся поверхности на плоскость, перпендикулярную данному направлению. Единица яркости — **кандела на метр в квадрате (кд/м²)**.
$$B_\varphi = \frac{I}{S \cos \varphi}.$$

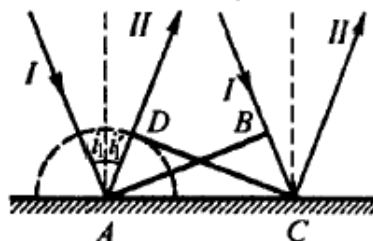
Освещенность E — величина, равная отношению светового потока Φ , падающего на поверхность, к площади S этой поверхности. Единица освещенности — **люкс (лк)**: 1лк — освещенность поверхности, на один квадратный метр которой падает световой поток в 1лм (**1лк=1лм/м²**).
$$E = \frac{\Phi}{S}.$$

Интерференция света.

7. Принцип Гюйгенса.

Волновая теория света основывается на **принципе Гюйгенса**: каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн дает положение волнового фронта в следующий момент времени.

Законы отражения и преломления света легко выводятся, используя принцип Гюйгенса.



Пусть на границу раздела двух сред падает плоская волна (плоскость волны — AB), распространяющаяся вдоль направления I . Пока фронт проходит расстояние BC (за время t), фронт вторичных волн из точки A проходит расстояние AD .



При отражении: $\Delta ABC = \Delta ADC$, следовательно $i_1' = i_1$.

При преломлении: за время t фронт падающей волны проходит расстояние $BC = v_1 t$, а фронт преломленной — $AD = v_2 t$. Из соотношения $AC = BC / \sin i_1 = AD / \sin i_2$ следует

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{c/n_1}{c/n_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$$

8. Когерентность.

Когерентностью называется согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов.

Монохроматические волны — неограниченные в пространстве волны одной определенной и постоянной частоты — являются когерентными.

Так как реальные источники не дают строго монохроматического света, то волны излучаемые любыми независимыми источниками света всегда некогерентны. В источнике свет излучается атомами, каждый из которых испускает свет лишь в течение времени $\approx 10^{-8}$ с. Только в течение этого времени волны, испускаемые атомом имеют постоянные амплитуду и фазу колебаний.

Немонохроматический свет можно представить в виде совокупности сменяющих друг друга коротких гармонических импульсов излучаемых атомами — **волновых цугов**.

Средняя продолжительность одного цуга $\tau_{\text{ког}}$ называется **временем когерентности**.

Если волна распространяется в однородной среде, то фаза колебаний в определенной точке пространства сохраняется только в течение времени когерентности. За это время волна распространяется в вакууме на расстояние $l_{\text{ког}} = c \tau_{\text{ког}}$, называемое **длиной когерентности** (или **длиной цуга**). Поэтому наблюдение интерференции света возможно лишь при оптических разностях хода, меньших длины когерентности для используемого источника света.

Временная когерентность — это, определяемая степенью монохроматичности волн, когерентность колебаний, которые совершаются в одной и той же точке пространства. Временная когерентность существует до тех пор, пока разброс фаз в волне в данной точке не достигнет π .

Длина когерентности — расстояние, на которое перемещается волна за время когерентности.

В плоскости, перпендикулярной направлению распространения цуга волн, случайные изменения разности фаз между двумя точками увеличивается с увеличением расстояния между ними. **Пространственная когерентность** — когерентность колебаний в один и тот же момент времени, но в разных точках такой плоскости — теряется, если разброс фаз в этих точках достигает π . **Длина пространственной когерентности (радиус когерентности):**

$$r_{\text{ког}} \sim \frac{\lambda}{\Delta\varphi}, \quad \text{где } \lambda \text{ — длина волны, } \Delta\varphi \text{ — разность фаз.}$$

Источники должны быть пространственно когерентными, чтобы возможно было наблюдать интерференцию излучаемых ими световых волн.

9. Интерференция света.

Интерференция света — сложение в пространстве двух или нескольких когерентных световых волн, при котором в разных его точках получается *усиление* или *ослабление* амплитуды результирующей волны.

Пусть в данной точке M **две монохроматические волны** с циклической частотой ω возбуждают два колебания, причем до точки M одна волна прошла в среде с показателем преломления n_1 путь s_1 с фазовой скоростью v_1 , а вторая — в среде n_2 путь s_2 с фазовой скоростью v_2 :

$$x_1 = A_1 \cos \omega \left(t - \frac{s_1}{v_1} \right), \quad x_2 = A_2 \cos \omega \left(t - \frac{s_2}{v_2} \right)$$

Амплитуда результирующего колебания: $A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \delta$.

Интенсивность результирующей волны ($I \sim A^2$):

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta$$

Разность фаз δ колебаний, возбуждаемых в точке M , равна

$$\delta = \omega \left(\frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1} \right) = \omega \left(\frac{s_2}{c/n_2} - \frac{s_1}{c/n_1} \right) = \frac{\omega}{c} (s_2 n_2 - s_1 n_1) = \frac{2\pi \nu}{c} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$$

(Использовали: $v = c/n$; $\omega = 2\pi \nu$; $c/\nu = \lambda_0$ — длина волны в вакууме).

Произведение **геометрической длины пути** s световой волны в данной среде на **показатель преломления** этой среды n называется **оптической длиной пути** $L = s \cdot n$.

Разность $\Delta = L_2 - L_1 = s_2 n_2 - s_1 n_1$ оптических длин проходимых волнами путей называется **оптической разностью хода**.

Условие интерференционного максимума:

Если оптическая разность хода Δ равна целому числу длин волн в вакууме (четному числу полуволен)

$$\Delta = \pm m \lambda_0 = \pm 2m \frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots),$$

то $\delta = \pm 2m\pi$ и колебания, возбуждаемые в точке M , будут происходить **в одинаковой фазе**.

Условие интерференционного минимума.

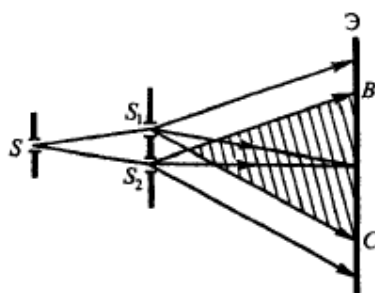
Если оптическая разность хода Δ равна нечетному числу полуволен

$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots),$$

то $\delta = \pm (2m + 1)\pi$ и колебания, возбуждаемые в точке M , будут происходить **в противофазе**.

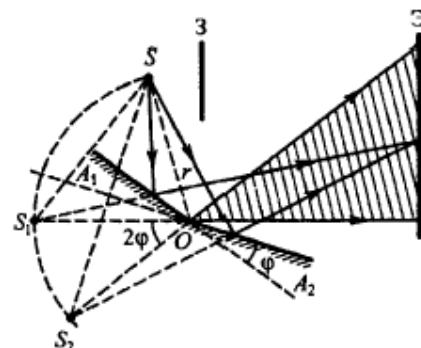
10. Методы наблюдения интерференции.

До изобретения лазеров, во всех приборах когерентные световые пучки получали разделением волны, излучаемой одним источником, на две части, которые после прохождения разных оптических путей накладывали друг на друга и наблюдали интерференционную картину.



1. Метод Юнга. Свет от ярко освещенной щели S падает на две щели S_1 и S_2 , играющие роль когерентных источников. Интерференционная картина BC наблюдается на экране \mathcal{E} .

2. Зеркала Френеля. Свет от источника S падает расходящимся пучком на два плоских зеркала A_1O и A_2O , расположенных под малым углом φ . Роль когерентных источников играют мнимые S_1 и S_2 изображения источника S . Интерференционная картина наблюдается на экране \mathcal{E} , защищенном от прямого попадания света заслонкой 3 .



3. Бипризма Френеля. Свет от источника S

преломляется в призмах, в результате чего за бипризмой распространяются световые лучи, как бы исходящие из мнимых когерентных источников S_1 и S_2 .

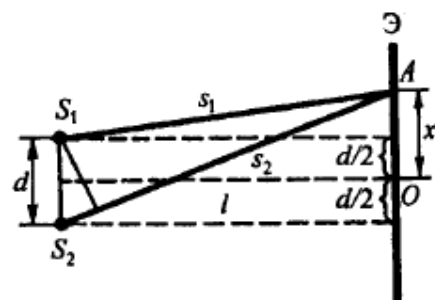
4. Зеркало Ллойда. Точечный источник S находится близко к поверхности плоского зеркала M . Когерентными источниками служат сам источник S и его мнимое изображение S_1 .



11. Расчет интерференционной картины от двух щелей.

Две щели S_1 и S_2 находятся на расстоянии d друг от друга и являются когерентными источниками. Экран \mathcal{E} параллелен щелям и находится от них на расстоянии $l \gg d$. Интенсивность в произвольной точке A определяется разностью хода $\Delta = s_2 - s_1$, где $s_2^2 = l^2 + (x + d/2)^2$, $s_1^2 = l^2 + (x - d/2)^2$, откуда $s_2^2 - s_1^2 = 2xd$ или $\Delta = s_2 - s_1 = 2xd/(s_1 + s_2)$.

Из $l \gg d$ следует $s_1 + s_2 \approx 2l$, поэтому $\Delta = xd/l$.



Положение максимумов: $\frac{xd}{l} = \pm m\lambda_0 \Rightarrow x_{\max} = \pm m \frac{l}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$

Положение минимумов: $\frac{xd}{l} = \pm \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda_0 \Rightarrow x_{\min} = \pm \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{l}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, \dots)$

Расстояние Δx между двумя соседними максимумами (минимумами) называется **шириной интерференционной полосы**.

$$\Delta x = \frac{l}{d} \lambda_0$$

Интерференционная картина представляет собой чередование на экране светлых и темных полос, параллельных друг другу.

12. Полосы равного наклона.

Пусть из воздуха ($n_0 = 1$) на плоскопараллельную прозрачную пластинку с показателем преломления n и толщиной d под углом i падает плоская монохроматическая волна (рис. (а)). В точке O луч частично отразится (1), а частично преломится, и после отражения на нижней поверхности пластины в точке C выйдет из пластины в точке B (2). Лучи 1 и 2 когерентны и параллельны. С помощью собирающей линзы их можно свести в точке P .

Необходимо отметить важную особенность отражения электромагнитных волн (и, в частности, оптических лучей) при падении их на границу раздела двух сред из среды с меньшей диэлектрической проницаемостью (а, значит и меньшим показателем преломления): **при отражении света от более плотной среды ($n_0 < n$) фаза изменяется на π** . Изменение фазы на π **равносильно потере полуволны при отражении**. Такое поведение электромагнитной волны на границе двух сред следует из граничных условий, которым должны удовлетворять тангенциальные компоненты векторов напряженности электрического и магнитного поля на границе раздела: $E_{\tau 1} = E_{\tau 2}$, $H_{\tau 1} = H_{\tau 2}$. С учетом этого, оптическая разность хода:

$$\Delta = n(OC + CB) - (OA - \frac{\lambda_0}{2}).$$

Используя $\sin i = n \sin r$ (закон преломления), $OC = CB = d / \cos r$ и $OA = OB \sin i = 2d \operatorname{tg} r \sin i$, запишем

$$\Delta - \frac{\lambda_0}{2} = \frac{2dn}{\cos r} - 2d \operatorname{tg} r \sin i = 2dn \left(\frac{1}{\cos r} - \frac{\sin^2 r}{\cos r} \right) = 2dn \cos r = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}$$

В точке P будет **интерференционный максимум**, если

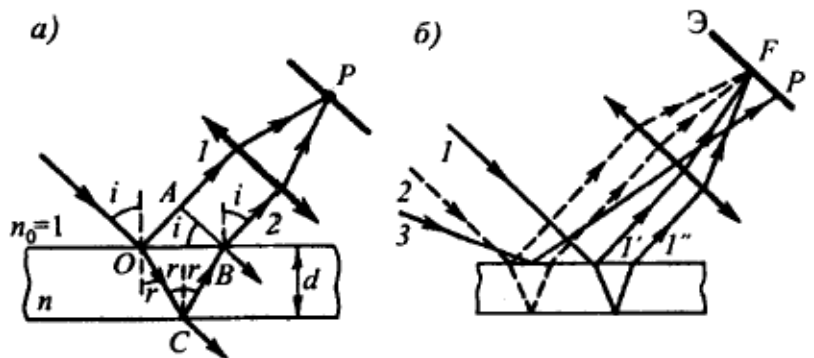
$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = 2m \frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$$

В точке P будет **интерференционный минимум**, если

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$$

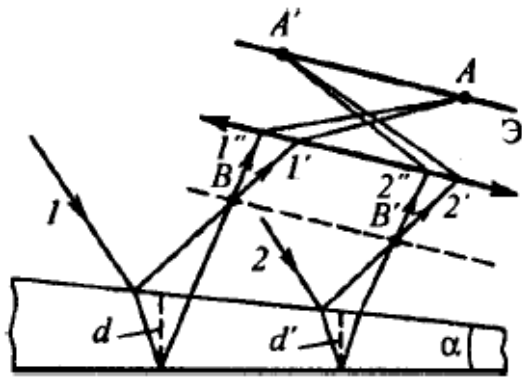
Таким образом, для данных λ_0 , d и n каждому наклону i лучей соответствует своя интерференционная полоса. Интерференционные полосы, возникающие в результате наложения лучей, падающих на плоскопараллельную пластинку под одинаковыми углами, называются **полосами равного наклона**.

Интерферирующие лучи (например, 1' и 1'' на рис.(б)) параллельны друг другу, поэтому говорят, что **полосы равного наклона локализованы в бесконечности**. Для их наблюдения используют собирающую линзу и экран. Радиальная симметрия линзы приводит к тому, что интерференционная картина на экране будет иметь вид концентрических колец с центром в фокусе линзы.



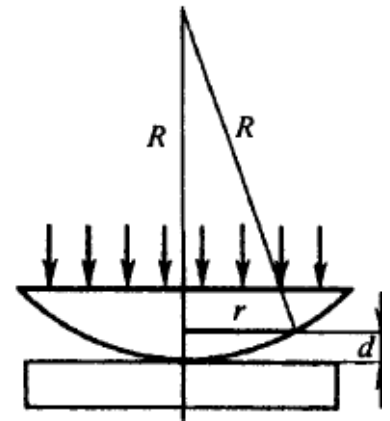
13. Полосы равной толщины.

Пусть на прозрачную пластинку *переменной толщины* — **клин** с малым углом α между боковыми гранями — падает плоская волна в направлении параллельных лучей 1 и 2. Интенсивность интерференционной картины, формируемой лучами, отраженными от верхней и нижней поверхностей клина, зависит от толщины клина в данной точке (d и d' для лучей 1 и 2 соответственно). Когерентные пары лучей ($1'$ и $1''$, $2'$ и $2''$) пересекаются вблизи поверхности клина (точки B и B') и собираются линзой на экране (в точках A и A'). Таким образом, на экране возникает система интерференционных полос — **полос равной толщины** — каждая из которых возникает при отражении от мест пластинки, имеющих одинаковую толщину. **Полосы равной толщины локализованы вблизи поверхности клина** (в плоскости, отмеченной пунктиром $B-B$).



14. Кольца Ньютона.

Кольца Ньютона, являющиеся классическим примером полос равной толщины, наблюдаются при отражении света от воздушного зазора, образованного плоскопараллельной пластинкой и соприкасающейся с ней плосковыпуклой линзой с большим радиусом кривизны. Параллельный пучок света падает нормально на плоскую поверхность линзы. Полосы равной толщины имеют вид концентрических окружностей. С учетом $d^2 \rightarrow 0$



$$R^2 = (R - d)^2 + r^2 = R^2 - 2Rd + d^2 - r^2 \Rightarrow d = r^2 / 2R$$

В отраженном свете оптическая разность хода: $\Delta = 2d + \frac{\lambda_0}{2} = 2 \frac{r^2}{2R} + \frac{\lambda_0}{2}$

Радиусы светлых колец: $r_m = \sqrt{(m - \frac{1}{2})\lambda_0 R} \quad (m = 1, 2, 3, \dots)$

Радиусы темных колец: $r_m = \sqrt{m\lambda_0 R} \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$

Интерференцию можно наблюдать и в **проходящем свете**, причем в **проходящем свете максимумы интерференции соответствуют минимумам интерференции в отраженном свете и наоборот**.

15. Просветление оптики.

Объективы оптических приборов содержат большое количество линз. Даже незначительное отражение света каждой из поверхностей линз приводит к тому, что **интенсивность прошедшего пучка света значительно уменьшается**. Кроме того, в объективах возникают **блики и фон рассеянного света**, что снижает эффективность оптических систем. Но, если на границах сред создать условия, при которых **интерференция отраженных лучей $1'$ и $2''$ дает минимум интенсивности отраженного света**, то при этом **интенсивность света**, прошедшего через



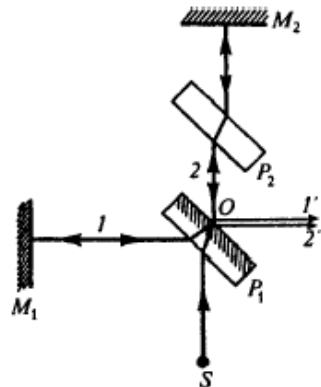
оптическую систему будет максимальна. Этого можно добиться, например, нанесением на поверхность линз *тонких пленок* с показателем преломления $n_0 < n < n_c$, причем $n = \sqrt{n_0 n_c}$. В этом случае амплитуды когерентных лучей 1' и 2'' будут одинаковы, а условие минимума для отраженных лучей ($i = 0$) будет $2nd = (2m + 1)\frac{\lambda_0}{2}$. При $m = 0$ **оптическая толщина пленки** nd удовлетворяет условию

$$nd = \frac{\lambda_0}{4}$$

и происходит *гашение отраженных лучей*. Для каждой длины волны λ_0 должна быть своя толщина пленки d . Поскольку этого добиться невозможно, обычно оптику просветляют для длины волны $\lambda_0 = 550$ нм, к которой наиболее чувствителен глаз человека.

16. Интерферометры.

При плавном изменении разности хода интерферирующих пучков на $\lambda_0/2$ интерференционная картина сместится настолько, что на месте максимумов окажутся минимумы. Поэтому явление интерференции используют в **интерферометрах** для измерения длины тел, длины световой волны, изменения длины тела при изменении температуры, сравнимых с λ_0 .



В **интерферометре Майкельсона** монохроматический луч от источника S разделяется на *полупрозрачной пластинке* P_1 на два луча 1' и 2'', которые, отразившись от зеркал M_1 и M_2 , снова с помощью P_1 сводятся в один пучок, в котором лучи 1' и 2'' формируют интерференционную картину. Компенсационная пластинка P_2 размещается на пути луча 2, чтобы он так же, как и луч 1, дважды прошел через пластинку. Возникающая интерференционная картина чрезвычайно чувствительна к любому изменению разности хода лучей, (например, к смещению одного из зеркал).

Дифракция света

17. Принцип Гюйгенса-Френеля.

Дифракцией называется **огибание волнами препятствий**, встречающихся на их пути, или в более широком смысле — **любое отклонение распространения волн вблизи препятствий от законов геометрической оптики**.

Дифракцию объясняет принцип Гюйгенса — именно вторичные волны огибают препятствия на пути распространения первичных волн.

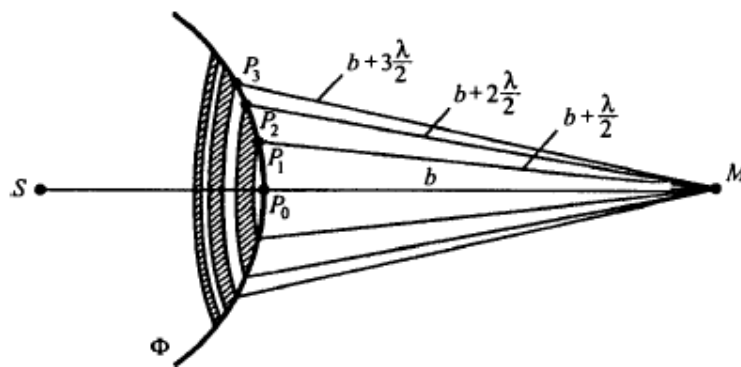
Френель *дополнил* принцип Гюйгенса представлением о *когерентности вторичных волн и их интерференции*.

Согласно **принципу Гюйгенса-Френеля**, световая волна, возбуждаемая каким-либо источником S , может быть представлена как результат суперпозиции (сложения) когерентных вторичных волн, излучаемых

вторичными (фиктивными) источниками — бесконечно малыми элементами любой замкнутой поверхности, охватывающей источник S .

18. Зоны Френеля.

Рассмотрим в произвольной точке M амплитуду световой волны, распространяющейся в однородной среде из точечного источника S . Согласно принципу Гюйгенса-Френеля, заменим действие источника S действием воображаемых источников, расположенных на вспомогательной поверхности Φ , являющейся поверхностью фронта волны, идущей из S (поверхность сферы с центром S). Разобьем волновую поверхность Φ на кольцевые зоны такого размера, чтобы расстояния от краев зоны до M отличались на $\lambda/2$. Тогда, обозначив амплитуды колебаний от 1-й, 2-й, ... m -й зон через A_1, A_2, \dots, A_m (при этом $A_1 > A_2 > A_3 > \dots$), получим амплитуду результирующего колебания: $A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots$



При таком разбиении волновой поверхности на зоны оказывается, что амплитуда колебания A_m от некоторой m -й зоны Френеля равна среднему арифметическому от амплитуд примыкающих к ней зон

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}$$

Тогда результирующая амплитуда в точке M будет

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2} = \left(\xrightarrow{m \gg 1} \right) = \frac{A_1}{2}$$

т.к. при $m \gg 1$ $A_1 \gg A_m$. Площади всех зон Френеля равны $\sigma = \frac{\pi ab \lambda}{a+b}$,

где a — длина отрезка SP_0 — радиус сферы Φ , b — длина отрезка P_0M .

Радиус внешней границы m -й зоны Френеля $r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m \lambda}$. При

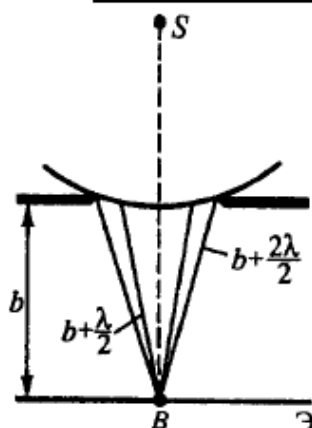
$a = b = 10$ см и $\lambda = 500$ нм радиус первой зоны $r_1 = 0,158$ мм. Следовательно, распространение света от S к M происходит так, будто световой поток распространяется внутри очень узкого канала вдоль SM , т.е. прямолинейно.

Таким образом, **принцип Гюйгенса-Френеля позволяет объяснить прямолинейное распространение света в однородной среде.**

19. Дифракция в сходящихся лучах (Дифракция Френеля).

Дифракция в сходящихся лучах (дифракция Френеля) — это дифракция сферических волн, осуществляемая в том случае, когда дифракционная картина наблюдается на конечном расстоянии от препятствия, вызвавшего дифракцию.

Дифракция на круглом отверстии.



Сферическая волна, распространяющаяся из точечного источника S , встречает на своем пути экран с круглым отверстием. Вид дифракционной картины зависит от числа зон Френеля, укладывающихся в отверстие. Амплитуда света в точке B экрана \mathcal{E} будет $A = A_1/2 \pm A_m/2$, где знак "плюс" для случая, когда отверстие открывает *нечетное* число m зон Френеля, а знак "минус" — для *четного* m .

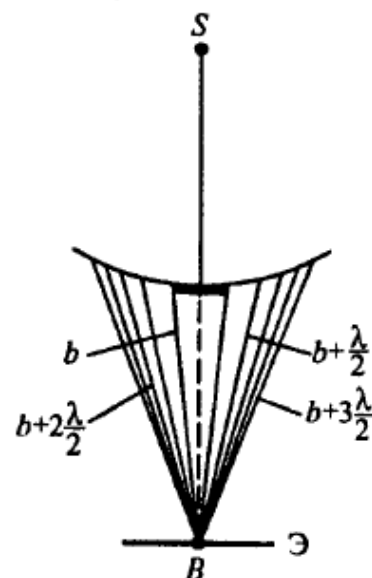
Дифракционная картина будет иметь вид чередующихся темных и светлых колец с центром в точке B (если m — четное, то центральное кольцо будет темным, если m нечетное, то — светлым).

Дифракция на диске.

Сферическая волна, распространяющаяся от точечного источника S , встречает на своем пути диск. Если диск закрывает первые m зон Френеля, то амплитуда колебания в точке B экрана \mathcal{E} :

$$\begin{aligned} A &= A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots = \\ &= A_{m+1}/2 + (A_{m+1}/2 - A_{m+2} + A_{m+3}/2) + \dots = \\ &= A_{m+1}/2 \end{aligned}$$

Таким образом, в точке B всегда наблюдается интерференционный максимум (светлое пятно), соответствующий половине действия *первой* открытой зоны Френеля. Центральный максимум окружен концентрическими с ним темными и светлыми кольцами.

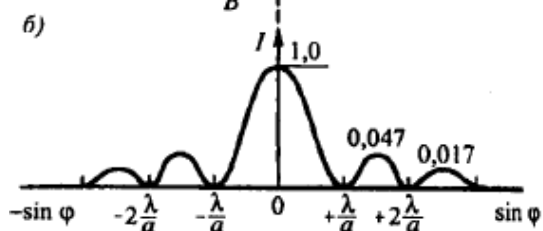
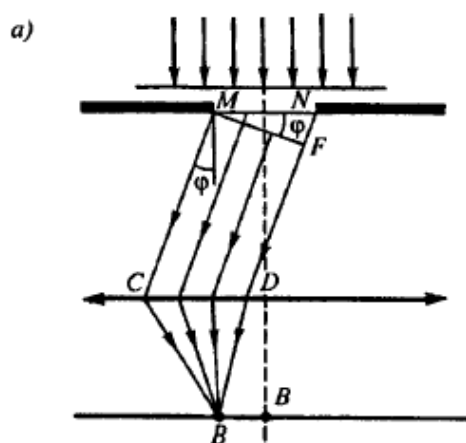


20. Дифракция в параллельных лучах (Дифракция Фраунгофера).

Дифракция Фраунгофера наблюдается в том случае, когда источник света и точка наблюдения бесконечно удалены от препятствия, вызывающего дифракцию. Параллельный пучок лучей обычно создают, помещая точечный источник света в фокусе собирающей линзы. Дифракционную картину с помощью второй собирающей линзы, установленной за препятствием, фокусируют на экран.

Рассмотрим дифракцию Фраунгофера плоской монохроматической волны на одной бесконечно длинной щели шириной $a = MN$. Оптическая разность хода между крайними лучами MC и ND (см. рисунок):

$$\Delta = NF = a \sin \varphi$$



Разобьем открытую часть волновой поверхности MN на зоны Френеля, параллельные ребру M щели. Ширина каждой зоны выбирается так, чтобы разность хода от краев этих зон была равна $\lambda/2$, поэтому на ширине щели уместится

$\Delta: \lambda/2$ зон.

Все точки волнового фронта в плоскости щели имеют одинаковую фазу и амплитуду колебаний. Поэтому суммарная интенсивность колебаний от двух любых соседних зон Френеля равна нулю. Следовательно:

1) если число зон Френеля четное, то: $a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots)$

— условие дифракционного минимума (полная темнота)

2) если число зон Френеля нечетное, то $a \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots)$

— условие дифракционного максимума,

соответствующего действию одной некомпенсированной зоны Френеля.

В направлении $\varphi = 0$ щель действует как одна зона Френеля и в этом направлении свет распространяется с наибольшей интенсивностью — центральный дифракционный максимум.

Направления, в которых амплитуда максимальна или равна нулю:

$$\sin \varphi_{\max} = \pm \frac{(2m + 1)\lambda}{2a} \quad \sin \varphi_{\min} = \pm \frac{m\lambda}{a}$$

Распределение интенсивности на экране, получаемое вследствие дифракции, называется дифракционным спектром (рисунок (б)).

Интенсивности в центральном и последующих максимумах относятся как $1:0,047:0,017:0,0083:\dots$, т.е. основная часть световой энергии сосредоточена в центральном максимуме.

Положение дифракционных максимумов зависит от λ . При освещении щели белым светом, центральный максимум наблюдается в виде белой полосы (при $\varphi = 0$ разность хода равна нулю для всех λ) — он общий для всех длин волн. Боковые максимумы радужно окрашены фиолетовым краем к центру дифракционной картины (поскольку $\lambda_{\text{фиол}} < \lambda_{\text{красн}}$).

21. Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке.

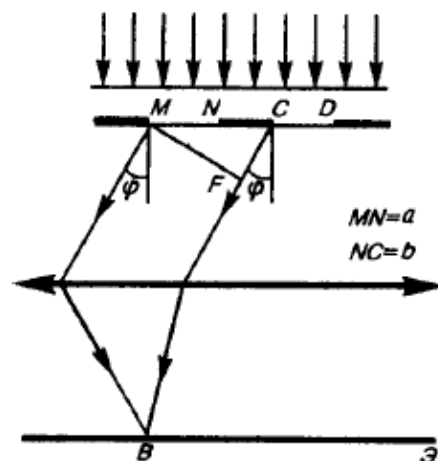
Одномерная дифракционная решетка — система параллельных щелей равной ширины, лежащих в одной плоскости и разделенных равными по ширине непрозрачными промежутками.

Распределение интенсивности в дифракционном спектре каждой щели определяется направлением дифрагированных лучей и дифракционные картины, создаваемые каждой щелью будут одинаковыми.

Суммарная дифракционная картина есть результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей — в дифракционной решетке осуществляется многолучевая интерференция когерентных дифрагированных пучков света, идущих от всех щелей.

Если a — ширина каждой щели; b — ширина непрозрачных участков между щелями, то величина $d = a + b$ называется постоянной (периодом) дифракционной решетки.

$d = \frac{1}{N_0}$ где N_0 — число щелей, приходящееся на единицу длины.



Разности хода Δ лучей, идущих от двух соседних щелей, будут для данного направления φ одинаковы в пределах всей дифракционной решетки:

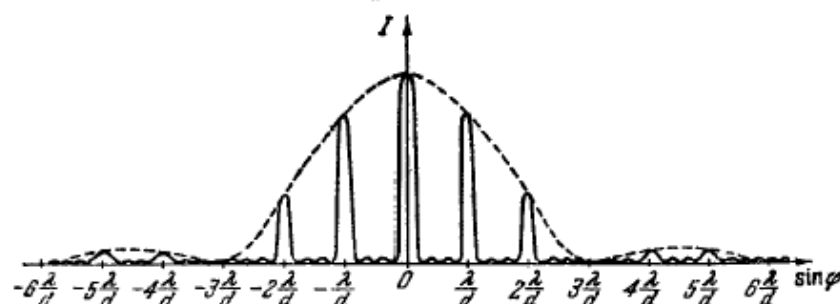
$$\Delta = CF = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi.$$

Очевидно, что в тех направлениях, в которых ни одно из щелей не распространяет свет, он не будет распространяться и при двух щелях, т.е. **прежние (главные) минимумы** интенсивности будут наблюдаться в направлениях $a \sin \varphi = \pm m \lambda$ ($m = 1, 2, 3, \dots$). Кроме того, вследствие взаимной интерференции, в направлениях, определяемых условием $d \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$ световые лучи, посылаемые двумя соседними щелями, будут гасить друг друга — **возникнут дополнительные минимумы**. Наоборот, действие одной щели будет усиливать действие другой, если $d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}$ ($m = 1, 2, 3, \dots$) — **условие главных максимумов**.

В общем случае, если дифракционная решетка состоит из N щелей, то:

- **условие главных максимумов:** $d \sin \varphi = \pm m \lambda$ ($m = 1, 2, 3, \dots$)
- **условие главных минимумов:** $a \sin \varphi = \pm m \lambda$ ($m = 1, 2, 3, \dots$)
- **между двумя главными максимумами** располагается $N - 1$ **дополнительных минимумов**, разделенных вторичными максимумами, создающими слабый фон. **Условие дополнительных минимумов:** $d \sin \varphi = \pm m' \lambda / N$, (где m' может принимать все целочисленные значения, кроме $0, N, 2N, \dots$ при которых данное условие переходит в условие главных максимумов).

Амплитуда главного максимума есть сумма амплитуд колебаний от каждой щели $A_{\max} = NA_1$. Поэтому, **интенсивность главного максимума** в N^2 раз больше интенсивности I_1 , создаваемой одной щелью в направлении главного максимума: $I_{\max} = N^2 I_1$.



Например, на рисунке представлена дифракционная картина для $N = 4$. Пунктирная кривая изображает интенсивность от одной щели, умноженную на N^2 .

Положение главных максимумов зависит от длины волны λ , поэтому при пропускании через решетку белого света все максимумы, кроме центрального ($m = 0$), разложатся в спектр, фиолетовая область которого будет обращена к центру дифракционной картины, красная — наружу. Поэтому дифракционная решетка может быть использована как **спектральный прибор** для разложения света в спектр и измерения длин волн.

$m =$	-2	-1	0	+1	+2
цвет	к	ф	б	ф	к

дифракционная решетка может быть использована как **спектральный прибор** для разложения света в спектр и измерения длин волн.

Число главных максимумов, даваемое дифракционной решеткой:

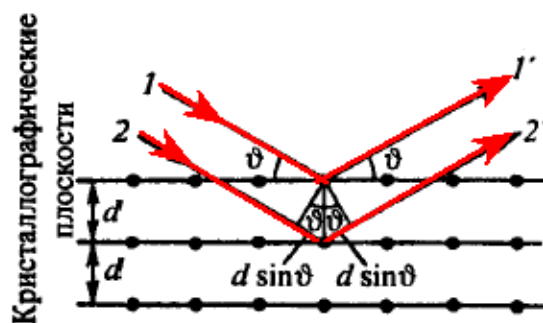
$$m \leq \frac{d}{\lambda} \quad (\text{поскольку } |\sin \varphi| \leq 1).$$

22. Дифракция на пространственной решетке.

Дифракция света наблюдается **на одномерных решетках** (система параллельных штрихов), **на двумерных решетках** (штрихи нанесены во взаимно перпендикулярных направлениях в одной и той же плоскости) и **на пространственных (трехмерных) решетках** — пространственных образованиях, в которых элементы структуры подобны по форме, имеют геометрически правильное и периодически повторяющееся расположение, а также постоянные (периоды) решеток, соизмеримые с длиной волны электромагнитного излучения.

Кристаллы, являясь трехмерными пространственными образованиями с постоянной решетки порядка 10^{-10} м, могут быть использованы для наблюдения дифракции рентгеновского излучения ($\lambda \approx 10^{-12} \div 10^{-8}$ м).

Представим кристалл в виде параллельных кристаллографических плоскостей, отстоящих друг от друга на расстоянии d . Пучок параллельных монохроматических лучей (1, 2) падает под **углом скольжения** ϑ (угол между направлением падающих лучей и кристаллографической плоскостью) и возбуждает атомы кристаллической решетки, которые становятся источниками когерентных вторичных волн (1' и 2'), интерферирующих между собой.



Максимумы интенсивности будут наблюдаться в тех направлениях, в которых все отраженные атомными плоскостями волны будут находиться в одинаковой фазе: $2d \sin \vartheta = m\lambda$ ($m = 1, 2, 3, \dots$) — **формула Вульфа–Брэггов**.

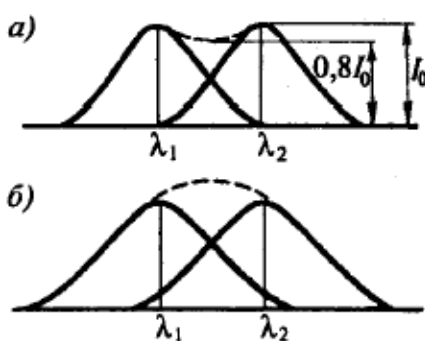
Эта формула используется в:

- 1) **рентгеноструктурном анализе** — если известна λ рентгеновского излучения, то, наблюдая дифракцию на кристаллической структуре неизвестного строения и измеряя ϑ и m , можно найти d , т.е. определить структуру вещества;
- 2) **рентгеновской спектроскопии** — если известна d , то измеряя ϑ и m , можно найти длину волны λ падающего рентгеновского излучения.

23. Разрешающая способность спектрального прибора.

Если бы даже существовала идеальная оптическая система без дефектов и аберраций, то все равно изображение любой светящейся точки, вследствие волновой природы света, будет в виде центрального светлого пятна, окруженного чередующимися темными и светлыми кольцами.

Критерий Рэлея — изображения двух близлежащих одинаковых точечных источников или двух близлежащих спектральных линий с равными



интенсивностями и одинаковыми симметричными контурами разрешимы (разделены для восприятия), если **центральный максимум** дифракционной картины от одного источника (линии) **совпадает с первым минимумом** дифракционной картины от другого (рис. (a)). При этом интенсивность "провала" между максимумами составляет 80% интенсивности в максимуме. Этого достаточно для разрешения

линий λ_1 и λ_2 . Если критерий Рэлея нарушен, то наблюдается одна линия (рис. (б)).

Разрешающей способностью спектрального прибора называют безразмерную величину $R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$, где $\delta\lambda$ — абсолютное значение минимальной разности длин волн двух соседних спектральных линий, при которой эти линии регистрируются раздельно.

24. Разрешающая способность дифракционной решетки.

Пусть максимум m -го порядка для длины волны λ_2 наблюдается под углом φ_{\max} ($d \sin \varphi_{\max} = m\lambda_2$). В том же порядке ближайший дифракционный минимум для волны λ_1 находится под углом φ_{\min} ($d \sin \varphi_{\min} = m\lambda_1 + \lambda_1/N$). По критерию Рэлея $\varphi_{\max} = \varphi_{\min}$, откуда $m\lambda_2 = m\lambda_1 + \frac{\lambda_1}{N}$ или $\delta\lambda \equiv \lambda_2 - \lambda_1 = \frac{\lambda_1}{mN}$.

$$R_{\text{диф. рещ.}} = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = mN$$

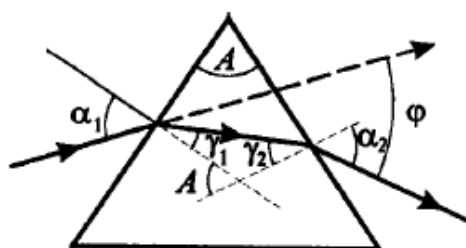
Таким образом, **разрешающая способность дифракционной решетки пропорциональна порядку спектра m и числу N щелей.**

Взаимодействие электромагнитных волн с веществом

25. Дисперсия света.

Дисперсией света называется зависимость показателя преломления n от частоты ν (длины волны λ) света (или зависимость фазовой скорости v световых волн от его частоты ν).

Следствием дисперсии является разложение в спектр пучка белого света при прохождении его через призму. **Дисперсия проявляется лишь при распространении немонахроматических волн.**



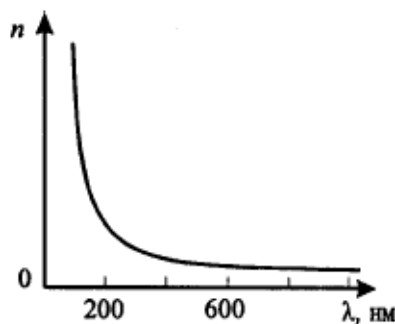
Рассмотрим дисперсию света в призме. Пусть монохроматический луч под углом α_1 падает на призму с показателем преломления n и преломляющим углом A . После двукратного преломления на левой и правой гранях призмы луч отклоняется на угол φ .

$$\varphi = (\alpha_1 - \gamma_1) + (\alpha_2 - \gamma_2) = \alpha_1 + \alpha_2 - A$$

Если углы A и α_1 (а значит и α_2 , γ_1 и γ_2) малы, то $\frac{\alpha_1}{\gamma_1} = \frac{n}{1}$ и $\frac{\gamma_2}{\alpha_2} = \frac{1}{n}$.

Поскольку $\gamma_1 + \gamma_2 = A$, то $\alpha_2 = \gamma_2 n = n(A - \gamma_1) = n(A - \alpha_1/n) = nA - \alpha_1$, откуда $\alpha_1 + \alpha_2 = nA$. Поэтому $\varphi = A(n - 1)$ — угол отклонения лучей призмой тем больше, чем больше преломляющий угол призмы.

Величина $D = \frac{dn}{d\lambda}$ называется **дисперсией вещества**. Для всех прозрачных веществ показатель преломления уменьшается с увеличением



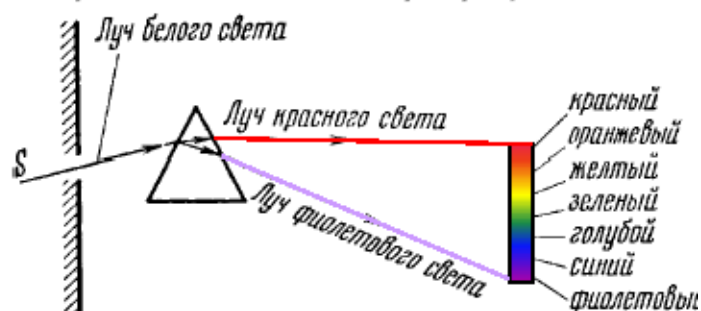
длины волны: $\frac{dn}{d\lambda} < 0$ (см. рисунок). Такая дисперсия

называется **нормальной** (или отрицательной). Вблизи линий и полос сильного поглощения ход кривой $n(\lambda)$ — **кривой дисперсии** — обратный:

$\frac{dn}{d\lambda} > 0$. Такая дисперсия называется **аномальной**.

На явлении нормальной дисперсии основано действие **призменных спектрографов**. Угол

отклонения лучей призмой зависит от показателя преломления, который в свою очередь, зависит от длины волны. Поэтому призма разлагает белый свет в спектр, *отклоняя красные лучи* (длина волны больше) *слабее*, чем *фиолетовые* (длина волны меньше).



26. Электронная теория дисперсии.

Электронная теория дисперсии Лоренца рассматривает дисперсию света как результат взаимодействия электромагнитных волн с заряженными частицами, входящими в состав вещества и совершающими вынужденные колебания в переменном электромагнитном поле волны.

Абсолютный показатель преломления среды $n = \sqrt{\epsilon\mu}$, где ϵ — диэлектрическая проницаемость среды, μ — магнитная проницаемость. В оптической области спектра для всех веществ $\mu \approx 1$, поэтому $n = \sqrt{\epsilon}$.

Согласно теории Лоренца, *дисперсия света — следствие зависимости ϵ от частоты (длины волны) световых волн*. По определению

$$\epsilon = 1 + \chi = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 E}$$

где χ — диэлектрическая восприимчивость среды, ϵ_0 — электрическая постоянная, P и E — мгновенные значения поляризованности и напряженности внешнего электрического поля.

В оптической области спектра частота колебаний электрического поля световой волны высока ($\nu \approx 10^{13}$ Гц), поэтому ориентационная поляризация диэлектриков незначительна, и главную роль играет **электронная (деформационная) поляризация** — вынужденные колебания электронов под действием электрической составляющей поля световой волны.

Пусть вынужденные колебания совершает только один внешний, слабо связанный с ядром атома, электрон — оптический электрон. Его наведенный дипольный момент: $p = ex$, где e — заряд электрона, x — смещение электрона под действием электрического поля световой волны.

Мгновенное значение поляризованности: $P = n_0 p = n_0 ex$, где n_0 — концентрация атомов в диэлектрике. Отсюда:

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e x}{\varepsilon_0 E}$$

Пусть внешнее поле E изменяется по гармоническому закону: $E = E_0 \cos \omega t$. Тогда уравнение вынужденных колебаний электрона (без учета силы сопротивления, обуславливающей поглощение энергии падающей волны):

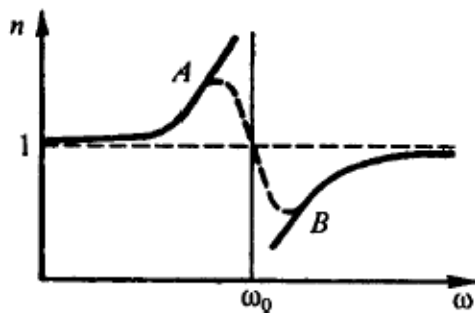
$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = \frac{1}{m} F_0 \cos \omega t = \frac{e}{m} E_0 \cos \omega t,$$

где $F_0 = eE_0$ — амплитудное значение силы, действующей на электрон со стороны поля волны, ω_0 — собственная частота колебаний электрона, m — масса электрона.

Решение этого уравнения: $x = A \cos \omega t$, где $A = \frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}$. Поэтому:

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)}$$

Полученная зависимость выражает **явление дисперсии**: $n = n(\omega)$. График этой зависимости приведен на рисунке. Разрыв n вблизи ω_0



обусловлен тем, что не учтены силы сопротивления среды (поглощение электромагнитных волн средой).

Если учесть поглощение, то в области ω_0 зависимость $n(\omega)$ задается пунктирной линией AB — это **область аномальной дисперсии** (n убывает с ростом ω). Остальные участки описывают **нормальную дисперсию** (n растет с ростом ω).

В общем случае, если в веществе имеются различные заряды e_i с массами m_i , совершающие вынужденные колебания с различными собственными частотами ω_{0i} , то

$$n^2 = 1 + \frac{n_0}{\varepsilon_0} \sum_i \frac{e_i}{m_i} \frac{1}{(\omega_{0i}^2 - \omega^2)}$$

и кривая $n(\omega)$ имеет особенности вблизи каждой собственной частоты ω_{0i} .

27. Поглощение (абсорбция) света.

Поглощением (абсорбцией) света называется явление уменьшения энергии световой волны при ее распространении в веществе вследствие преобразования энергии волны в другие виды энергии (внутреннюю энергию вещества, энергию вторичного излучения в других направлениях и другого спектрального состава и др.).

В результате поглощения интенсивность света при прохождении через вещество уменьшается:

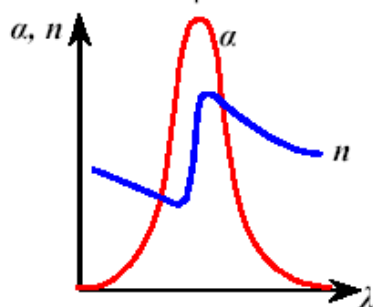
$$I = I_0 \exp(-\alpha x)$$

— закон Бугера

Здесь I_0 и I — интенсивности плоской монохроматической волны на входе и выходе слоя поглощающего вещества толщиной x , α — **коэффициент поглощения**, зависящий от длины волны света, химической природы и состояния вещества и не зависящий от интенсивности света. Численное значение этого коэффициента α показывает толщину слоя x , равную $1/\alpha$, после прохождения которого интенсивность плоской волны падает в $e=2,72$ раза.

28. Виды спектров поглощения:

- **Линейчатый спектр поглощения** — характерен для *одноатомных газов* (или паров). Очень резкие и узкие линии в таких спектрах соответствуют частотам собственных колебаний электронов в атомах. Если плотность газа увеличивать, то взаимодействие атомов между собой приводит к уширению линий поглощения.
- **Спектр поглощения в виде полос поглощения** — характерен для *поглощения молекул*. Колебания атомов (и вращение групп атомов) в молекулах приводит к тому, что образуются широкие полосы поглощения.
- **Сплошной спектр поглощения** — характерен для *жидкостей и твердых тел*, в которых образуются *коллективные возбуждения* (например, электроны проводимости в металлах) которые обуславливают поглощение света в широкой области частот (длин волн).



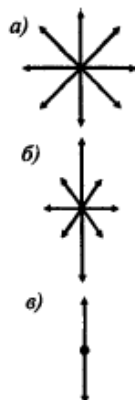
На рисунке показана типичная зависимость коэффициента поглощения α от длины волны света λ и зависимость показателя преломления n от λ в области полосы поглощения. Внутри полосы поглощения наблюдается аномальная дисперсия.

Зависимостью коэффициента поглощения от длины волны объясняется окрашенность поглощающих тел.

Поляризация света.

29. Естественный и поляризованный свет.

При действии света на вещество основное значение имеет электрическая составляющая электромагнитного поля световой волны, поскольку именно она оказывает основное действие на электроны в атомах вещества. Поэтому, для описания закономерностей поляризации будем рассматривать только **световой вектор** — вектор напряженности \vec{E} электрического поля.



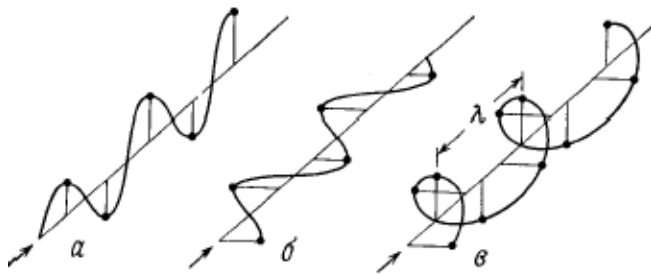
Свет представляет собой суммарное электромагнитное излучение множества независимо излучающих атомов. Поэтому все ориентации вектора \vec{E} будут равновероятны. Такой свет называется **естественным** (рис. (а)).

Поляризованным светом называется свет, в котором направления колебания вектора \vec{E} каким-либо образом упорядочены.

Частично поляризованный свет (рис. (б)) — свет с

преимущественным направлением колебаний вектора \vec{E} .

Плоскополяризованный свет — свет в котором вектор \vec{E} колеблется только в одной, проходящей через луч плоскости (рис. (в) на предыдущей странице и рис. (а) и (б) на этой). Эта плоскость называется **плоскостью поляризации**.



Если концы вектора \vec{E} с течением времени описывают в плоскости, перпендикулярной лучу, окружность или эллипс (рис. (в)), то свет называется **циркулярно** или

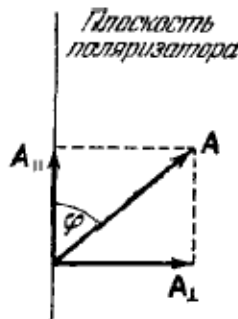
эллиптически поляризованным.

Степенью поляризации называется величина P :
$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$
 где I_{\max} и I_{\min} — соответственно, максимальная и минимальная интенсивности частично поляризованного света. Для естественного света $I_{\max} = I_{\min}$ и $P = 0$, для плоскополяризованного $I_{\min} = 0$ и $P = 1$.

Естественный свет можно преобразовать в плоскополяризованный, используя так называемые **поляризаторы**, пропускающие колебания только определенного направления. В качестве поляризаторов используются среды, анизотропные в отношении колебаний \vec{E} .

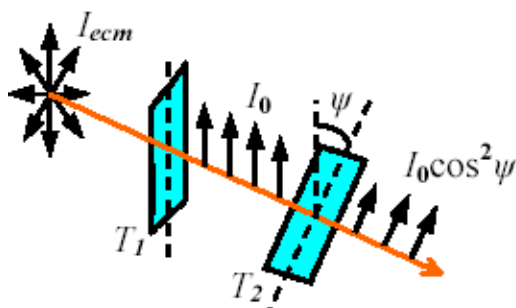
30. Закон Малюса.

Пропустим естественный свет с интенсивностью $I_{\text{ест}}$ через поляризатор T_1 . Колебание амплитуды A , совершающееся в плоскости, образующей с плоскостью поляризатора угол φ , можно разложить на два колебания с амплитудами $A_{\parallel} = A \cos \varphi$ и $A_{\perp} = A \sin \varphi$. Интенсивность прошедшей волны пропорциональна $A_{\parallel}^2 = A^2 \cos^2 \varphi$. В естественном свете все значения φ равновероятны, поэтому доля света, прошедшего через поляризатор, будет равна среднему значению $\langle \cos^2 \varphi \rangle = 1/2$, а интенсивность плоскополяризованного света, прошедшего



через первый поляризатор T_1 :

$$I_0 = \frac{I_{\text{ест}}}{2}.$$



Поставим на пути плоскополяризованного света второй поляризатор T_2 (**анализатор**) под углом ψ к первому. Интенсивность I света, прошедшего через анализатор, меняется в зависимости от угла ψ по **закону Малюса**:

$$I = I_0 \cos^2 \psi$$

Следовательно, интенсивность света, прошедшего через два поляризатора: $I = \frac{1}{2} I_{\text{ест}} \cos^2 \psi$. Откуда $I_{\max} = \frac{1}{2} I_{\text{ест}}$, когда поляризаторы параллельны и $I_{\min} = 0$, когда поляризаторы скрещены.

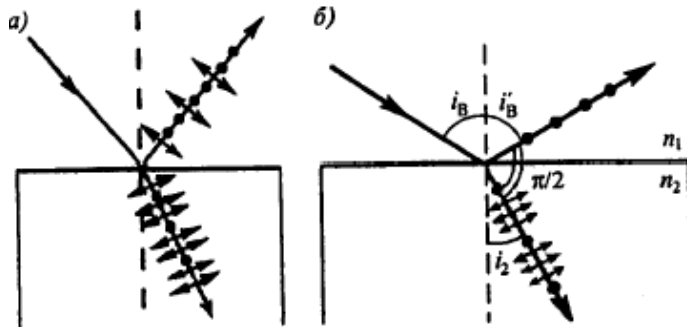
31. Поляризация света при отражении и преломлении.

Если естественный свет падает на границу раздела двух диэлектриков, то отраженный и преломленный лучи являются частично поляризованными.

В отраженном луче преобладают колебания перпендикулярные плоскости падения, а в преломленном — колебания, лежащие в плоскости падения.

Если угол падения равен углу Брюстера, который определяется соотношением $\operatorname{tg} i_B = n_{21}$, то отраженный луч является плоскополяризованным.

Преломленный луч в этом случае поляризуется максимально но не полностью.



При этом отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны:

$$\operatorname{tg} i_B = \frac{\sin i_B}{\cos i_B} = n_{21}, \quad \frac{\sin i_B}{\sin i_2} = n_{21} \Rightarrow$$

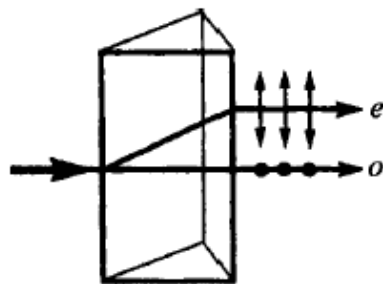
$$\cos i_B = \sin i_2 \text{ или } i_B + i_2 = \pi/2,$$

$$\text{но } i'_B = i_B, \text{ поэтому } i'_B + i_2 = \pi/2.$$

Степень поляризации отраженного и преломленного света при различных углах падения можно рассчитать из уравнений Максвелла, если учесть граничные условия для электромагнитного поля на границе раздела двух диэлектриков (Лекц.5, п.49).

32. Двойное лучепреломление.

Двойное лучепреломление — это способность прозрачных кристаллов (кроме оптически изотропных кристаллов кубической системы) раздваивать каждый падающий на них световой пучок. Это явление объясняется особенностями распространения света в анизотропных средах и



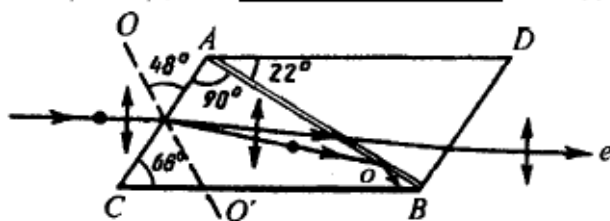
непосредственно вытекает из уравнений Максвелла. Если на кристалл направить узкий пучок света, то из кристалла выйдут два пространственно разделенных луча параллельных друг друга и падающему лучу. Даже в том случае, когда пучок падает на кристалл нормально, преломленный пучок разделяется на два: один из них является продолжением первичного (называется обыкновенным (о)), а второй отклоняется (называется необыкновенным (е)).

Направление в оптически анизотропном кристалле, по которому луч света распространяется, не испытывая двойного лучепреломления, называется оптической осью кристалла. Плоскость, проходящая через направление луча света и оптическую ось кристалла называется главной плоскостью кристалла.

о- и е-лучи плоскополяризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях: колебания светового вектора в о-луче происходят перпендикулярно главной плоскости, в е-луче — в главной плоскости. о-луч распространяется по всем направлениям кристалла с одинаковой скоростью $v_o = c/n_o$: показатель преломления n_o для него есть величина постоянная. е-лучи распространяются по различным направлениям с разными скоростями $v_e = c/n_e$: показатель преломления n_e необыкновенного луча является переменной величиной, зависящей от направления луча.

33. Поляризационные призмы и поляроиды.

Явление двойного лучепреломления используется при изготовлении поляризационных приспособлений: поляризационных призм и поляроидов. Например, в призме Николь — двойной призме из исландского шпата,



склеенной вдоль AB канадским бальзамом ($n = 1,55$) — обыкновенный луч ($n_o = 1,66$) испытывает *полное отражение* (так как канадский бальзам для него среда оптически менее плотная), а плоскополяризованный

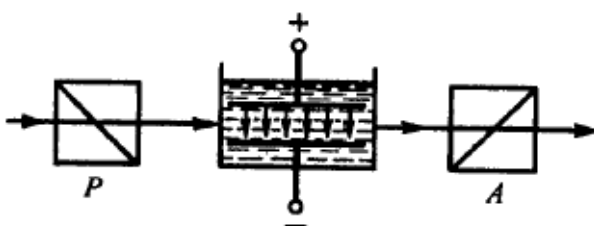
необыкновенный луч ($n_e = 1,51$) выходит из призмы. (Оптическая ось призмы OO' составляет с входной гранью угол 48°).

Двойкопреломляющие кристаллы обладают свойством **дихроизма** — *различного поглощения света* в зависимости от ориентации электрического вектора световой волны. *Дихроичные кристаллы* используются при производстве поляроидов — тонких пластиковых пленок, в которые вкраплены кристаллики веществ с сильно выраженным *дихроизмом* (например, герпатит) — такие пленки уже при толщине $\sim 0,1$ мм *полностью поглощают* обыкновенные лучи видимой области спектра, являясь в таком тонком слое *совершенным поляризатором*.

34. Искусственная оптическая анизотропия.

В оптически изотропных веществах возможно индуцировать **искусственную оптическую анизотропию** под воздействием: 1) одностороннего сжатия или растяжения; 2) электрического поля (*эффект Керра*); 3) магнитного поля (*эффект Коттона-Муттона*). При этом индуцированная оптическая ось совпадает с направлением деформации, электрического или магнитного полей.

Эффект Керра — оптическая анизотропия веществ под действием электрического поля — объясняется различной поляризуемостью молекул



вещества по разным направлениям. Если приложить разность потенциалов к **ячейке Керра** — кювете с исследуемой жидкостью, которая размещена между скрещенными поляризатором P и анализатором A , и в которую помещены пластины

конденсатора — то жидкость становится двойкопреломляющей и свет проходит через анализатор. Разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей: $n_e - n_o = B\lambda_0 E^2$, где λ_0 — длина волны света в вакууме, E — напряженность электрического поля, B — постоянная Керра, которая зависит от температуры, длины волны света и природы вещества.

Эффект Коттона-Муттона — магнитный аналог эффекта Керра — возникновение оптической анизотропии у некоторых изотропных веществ при помещении их в сильное внешнее магнитное поле. При этом $n_e - n_o = C\lambda_0 H^2$, где H — величина напряженности внешнего магнитного поля, C — постоянная Коттона-Муттона, которая зависит от температуры, длины волны света и природы вещества.

35. Вращение плоскости поляризации.

Некоторые вещества (например, кварц, сахар, скипидар), называемые **оптически активными**, обладают способностью вращать плоскость поляризации. Угол поворота плоскости поляризации $\varphi = \alpha \cdot d$, где d — толщина слоя вещества, α — удельное вращение — угол поворота плоскости поляризации слоем оптически активного вещества единичной толщины. При этом $\alpha \sim \lambda_0^{-2}$ — **закон Био** (λ_0 — длина волны света в вакууме). Для растворов угол φ зависит еще и от концентрации c раствора: $\varphi = \alpha \cdot c \cdot d$

Если между скрещенными поляризатором P и анализатором A поместить оптически активное вещество, то поле зрения анализатора просветляется. Поворачивая анализатор можно определить угол φ , при котором поле зрения вновь становится темным — угол поворота плоскости поляризации оптически активным веществом. В зависимости от направления вращения, оптически активные вещества разделяются на **право-** и **левовращающие**. В первом случае плоскость поляризации, если смотреть навстречу лучу, смещается по часовой стрелке, во втором — против.

Оптическая активность обуславливается: 1) строением молекул вещества (их асимметрией); 2) особенностями расположения частиц в кристаллической решетке.

Эффект Фарадея — вращение плоскости поляризации в оптически неактивных телах помещенных во внешнее магнитное поле. Угол поворота плоскости поляризации $\varphi = V H d$, где H — напряженность внешнего магнитного поля, d — толщина образца, V — **постоянная Верде**, зависящая от природы вещества и длины волны света.

Квантовая природа излучения

Квантовая оптика — раздел оптики, занимающийся изучением явлений, в которых проявляются квантовые свойства света.

36. Виды оптических излучений.

Колебания электрических зарядов, входящих в состав вещества, обуславливают электромагнитное излучение, которое сопровождается потерей энергии веществом.

При рассеянии и отражении света формирование вторичных световых волн и продолжительность излучения веществом происходит за время, сравнимое с периодом световых колебаний.

Если излучение продолжается в течение времени, значительно превышающем период световых колебаний, то возможны два типа излучения:

1) **тепловое излучение** и 2) **люминесценция**.

Равновесным состоянием системы тело-излучение является состояние, при котором распределение энергии между телом и излучением остается неизменным для каждой длины волны. Единственным видом излучения, которое может находиться в равновесии с излучающим телом, является **тепловое излучение** — свечение тел, обусловленное нагреванием.

Люминесценцией называется неравновесное излучение, избыточное при данной температуре над тепловым излучением тела и имеющее длительность, большую периода световых колебаний.

37. Тепловое излучение и его характеристики.

Тепловое излучение совершается за счет энергии теплового движения атомов и молекул вещества (внутренней энергии) и свойственно всем телам при температурах выше 0 K . **Тепловое излучение равновесно** — тело в единицу времени поглощает столько же энергии, сколько и излучает.

Количественной характеристикой теплового излучения служит **спектральная плотность энергетической светимости** (**испускательная способность**) тела $R_{\nu,T}$ — мощность излучения с единицы площади поверхности тела в интер-

вале частот единичной ширины. ($dW_{\nu,\nu+d\nu}^{\text{изл}}$ — энергия электромагнитного излучения, испускаемого за 1с (мощность излучения) с площади 1 м^2 поверхности тела в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$). Её единица — **джоуль на метр в квадрате**. Испускательную способность можно представить в виде функции

длины волны: т.к. $\lambda = \frac{c}{\nu}$, то
$$R_{\nu,T} = R_{\lambda,T} \frac{d\lambda}{d\nu} = R_{\lambda,T} \frac{\lambda^2}{c}.$$

Интегральная по ν **энергетическая светимость**:
$$R_T = \int_0^{\infty} R_{\nu,T} d\nu$$

Способность тел поглощать падающее на них излучение характеризуется **спектральной поглощательной способностью** $A_{\nu,T}$, показывающей, какая доля энергии
$$A_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}^{\text{погл}}}{dW_{\nu,\nu+d\nu}}.$$

$dW_{\nu,\nu+d\nu}$, приносимой за единицу времени на единицу площади тела падающими на нее электромагнитными волнами с частотами от ν до $\nu + d\nu$, поглощается телом.

38. Абсолютно черное тело.

Тело, способное поглощать при любой температуре всё падающее на него излучение любой частоты называется **абсолютно черным телом**.



Спектральная поглощательная способность черного тела для всех частот и температур тождественно равна

единице: $A_{\nu,T}^{\text{ч}} \equiv 1$. Абсолютно черных тел в природе нет,

однако такие тела, как сажа и черный бархат в определенном интервале частот близки к ним.

Идеальной моделью черного тела является замкнутая полость с небольшим отверстием O , внутренняя

поверхность которой зачернена. Луч, попавший внутрь такой полости, полностью поглощается.

Наряду с понятием черного тела используют понятие **серого тела** — тела, поглощательная способность которого меньше единицы, но одинакова для всех частот и зависит только от температуры, материала и состояния

поверхности тела: $A_{\nu,T}^{\text{с}} = A_T = \text{const} < 1$.

39. Закон Кирхгофа.

Закон Кирхгофа определяет соотношение между испускательной и поглощательной способностями тел.

Отношение испускательной и поглощательной способностей тела не зависит от природы тела и является универсальной для всех тел функцией частоты и температуры $r_{\nu,T}$

$$\left| \frac{R_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = r_{\nu,T} \right|$$

Для черного тела $A_{\nu,T}^c \equiv 1$, поэтому универсальная функция Кирхгофа $r_{\nu,T}$ есть спектральная плотность энергетической светимости (испускательная способность) черного тела. Нахождение явной зависимости $r_{\nu,T}$ от частоты и температуры является важной задачей теории теплового излучения.

40. Закон Стефана-Больцмана.

Энергетическая светимость серого тела (интегральная по ν):

$$R_T^c = \int_0^\infty A_{\nu,T} r_{\nu,T} d\nu = A_T \int_0^\infty r_{\nu,T} d\nu = A_T R_e, \quad \text{где } R_e = \int_0^\infty r_{\nu,T} d\nu —$$

энергетическая светимость черного тела, которая зависит только от температуры. Эту зависимость описывает экспериментальный **закон Стефана-Больцмана**: энергетическая светимость черного тела пропорциональна четвертой степени термодинамической температуры:

$$R_e = \sigma T^4 \quad (\text{следовательно } R_T^c = A_T \sigma T^4),$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К}^4)$ — **постоянная Стефана-Больцмана**.

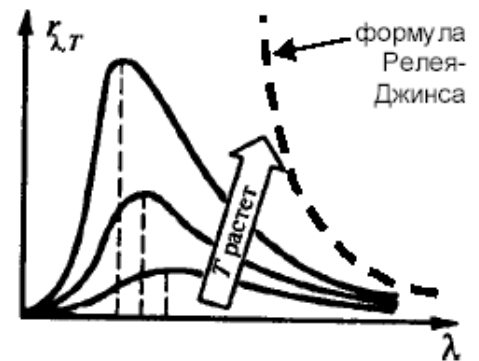
41. Закон смещения Вина.

Закон Стефана-Больцмана ничего не говорит о спектральном составе излучения черного тела. Положение максимума в спектре его излучения описывается экспериментальным **законом смещения Вина**:

Длина волны λ_{\max} , при которой излучательная способность $r_{\lambda,T}$ черного тела максимальна, обратно пропорциональна его термодинамической температуре:

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T},$$

где $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ — **постоянная Вина**.



42. Формулы Рэлея-Джинса и Вина.

Применяя к тепловому излучению классический закон *равнораспределения* энергии по степеням свободы Рэлей и Джинс получили выражение для зависимости испускательной способности черного тела $r_{\nu,T}$ от частоты света:

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \langle \epsilon \rangle = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT$$

где $\langle \epsilon \rangle = kT$ — средняя энергия осциллятора с собственной частотой ν .

Однако попытка получить закон Стефана-Больцмана из этой формулы приводит к **абсурдному** результату — R_e неограниченно растет, достигая чрезвычайно больших значений в ультрафиолете, — который получил название "**ультрафиолетовая катастрофа**":

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^{\infty} \nu^2 d\nu = \infty$$

Формула Рэлея-Джинса согласуется с экспериментом только в области малых частот и больших температур. В области больших частот хорошо описывает эксперимент **формула Вина** (закон излучения Вина):

$$R_{\nu,T} = C_1 \nu^3 \exp(-C_2 \nu/T), \quad \text{где } C_1 \text{ и } C_2 \text{ — константы.}$$

43. Квантовая гипотеза Планка.

Макс Планк **предположил**, что теория классического гармонического осциллятора неприменима к атомным осцилляторам; *атомные осцилляторы излучают энергию не непрерывно*, а определенными **порциями — квантами**.

Энергия кванта:
$$\varepsilon_0 = h\nu = h \frac{c}{\lambda} = \hbar \omega,$$

где $h = 2\pi\hbar = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — **постоянная Планка**.

В механике есть имеющая размерность "энергия×время" величина, которая называется **действием**. Поэтому постоянную Планка иногда называют **квантом действия**. Размерность h совпадает с размерностью момента импульса.

Поскольку энергия излучается порциями, то **энергия осциллятора** может принимать лишь определенные дискретные значения, кратные целому числу квантов:

$$\varepsilon = n h \nu \quad (n = 1, 2, \dots)$$

Среднюю энергию осцилляторов $\langle \varepsilon \rangle$ нельзя принимать равной kT . Планк использовал распределение Больцмана частиц по энергиям. Тогда вероятность p_i того, что энергия колебания осциллятора частоты ν имеет значение ε_i определяется выражением (1), где N_i — число осцилляторов с энергией ε_i , N — полное число осцилляторов. Отсюда можно получить выражение для средней энергии осцилляторов (2).

Тогда универсальная функция Кирхгофа $r_{\nu,T}$ будет иметь вид (3) — **формула Планка**.

Или в виде (4) $r_{\lambda,T}$ — функции длины волны (учитывая $c = \lambda \nu$, $r_{\lambda,T} = r_{\nu,T} c / \lambda^2$).

В области малых частот $h\nu \ll kT$ $\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) \approx 1 + \frac{h\nu}{kT}$ и формула Планка переходит в формулу Рэлея-Джинса.

$$p_i = \frac{N_i}{N} = \frac{\exp(-\varepsilon_i/kT)}{\sum_i \exp(-\varepsilon_i/kT)} \quad (1)$$

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\varepsilon_0}{\exp\left(\frac{\varepsilon_0}{kT}\right) - 1} \quad (2)$$

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (3)$$

$$r_{\lambda,T} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{kT\lambda}\right) - 1} \quad (4)$$

Закон Стефана-Больцмана $R_e = \sigma T^4$ получается из формулы Планка её интегрированием по частотам.

При этом постоянная Стефана-Больцмана равна: $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3}$.

Закон смещения Вина получается при анализе формулы Планка на экстремум: $T\lambda_{\max} = hc/(4,965k) = b$

Таким образом формула Планка обобщает все законы теплового излучения и является полным решением основной задачи теории теплового излучения.

44. Фотозффект.

Фотоэлектрический эффект (фотозффектом) называется высвобождение электронов под действием электромагнитного излучения.

Различают фотозффект *внутренний, вентильный и внешний*.

Внутренний фотозффект — это вызванные электромагнитным излучением переходы электронов внутри полупроводника или диэлектрика из связанных состояний в свободные без *вылета наружу*. В результате концентрация носителей тока внутри тела увеличивается, что приводит к возникновению **фотопроводимости** — повышению электропроводности полупроводника или диэлектрика при его освещении.

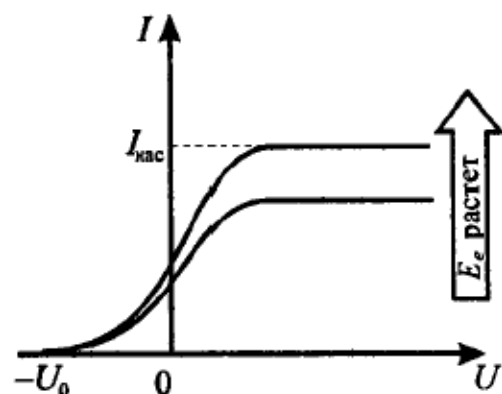
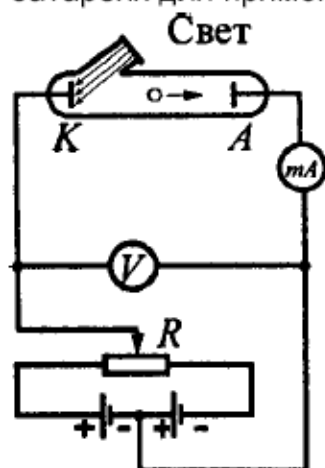
Вентильный фотозффект (разновидность внутреннего фотозффекта) — возникновение ЭДС (**фото-ЭДС**) при освещении контакта двух разных полупроводников или полупроводника и металла (при отсутствии внешнего электрического поля). Вентильный фотозффект используется в солнечных батареях для прямого преобразования солнечной энергии в электрическую.

Внешним фотозффектом (фотозэффектной эмиссией) называется испускание электронов веществом под действием электромагнитного излучения.

Схема для исследования внешнего фотозффекта. Два электрода (катод K из исследуемого металла и анод A) в вакуумной трубке подключены к батарее так, что можно изменять не только значение, но и знак подаваемого на них напряжения. Ток, возникающий при освещении катода монохроматическим светом (через кварцевое окошко) измеряется включенным в цепь миллиамперметром. Зависимость фототока I , образуемого потоком электронов, испускаемых катодом под действием света, от напряжения U между катодом и

анодом называется **вольт-амперной характеристикой фотозффекта**.

По мере увеличения U фототок постепенно возрастает пока не выходит на насыщение. Максимальное значение тока $I_{\text{нас}}$ — фототок насыщения — определяется таким значением U , при котором все электроны, испускаемые катодом, достигают анода: $I_{\text{нас}} = en$, где n — число электронов, испускаемых катодом в 1с. При $U = 0$ фототок не



исчезает, поскольку фотоэлектроны при вылете из катода обладают некоторой начальной скоростью. Для того чтобы фототок стал равным нулю, необходимо приложить **задерживающее напряжение** U_0 . При $U = U_0$ ни один из электронов, даже обладающий при вылете максимальной начальной скоростью, не может преодолеть задерживающего поля и достигнуть анода:

$K_{\max} = mv_{\max}^2 / 2 = eU_0$, т.е., измерив задерживающее напряжение U_0 , можно определить максимальное значение скорости v_{\max} и кинетической энергии K_{\max} фотоэлектронов.

45. Законы фотоэффекта.

(1) **Закон Столетова**: при фиксированной частоте падающего света число фотоэлектронов, испускаемых фотокатодом в единицу времени, пропорционально интенсивности света (сила фототока насыщения пропорциональна энергетической освещенности E_e катода).

(2) Максимальная начальная скорость (максимальная начальная кинетическая энергия) фотоэлектронов не зависит от интенсивности падающего света, а определяется только его частотой ν .

(3) Для каждого вещества существует **красная граница фотоэффекта** — минимальная частота ν_0 света (зависящая от химической природы вещества и состояния его поверхности), ниже которой фотоэффект невозможен.

Для объяснения **механизма фотоэффекта** **Эйнштейн предположил**, что свет частотой ν не только **испускается** отдельными квантами (согласно гипотезе Планка), но и **распространяется** в пространстве и **поглощается** веществом отдельными порциями (квантами), энергия которых $\varepsilon_0 = h\nu$.

Кванты электромагнитного излучения, движущиеся со скоростью c распространения света в вакууме, называются **фотонами**.

Энергия падающего фотона расходуется на совершение электроном **работы выхода** A из металла (см. стр.3-31) и на сообщение вылетевшему фотоэлектрону кинетической энергии. **Уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта**:

$$h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2}$$

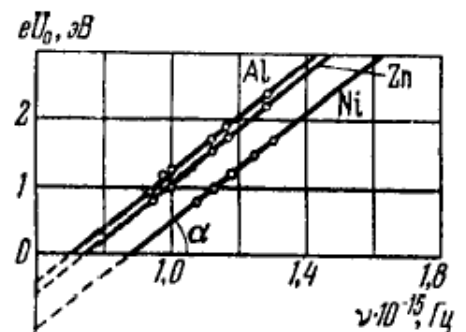
Это уравнение объясняет зависимость кинетической энергии фотоэлектронов от частоты падающего света (2й закон). Предельная частота

$\nu_0 = \frac{A}{h}$ (или $\lambda_0 = \frac{hc}{A}$), при которой кинетическая энергия фотоэлектронов становится равной нулю, и есть красная граница фотоэффекта (3й закон).

Другая форма записи уравнения Эйнштейна:

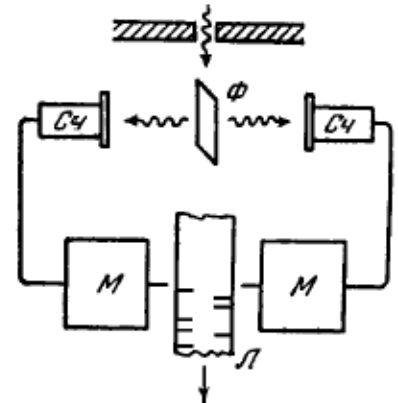
$$eU_0 = h(\nu - \nu_0)$$

На рисунке изображена зависимость максимальной кинетической энергии фотоэлектронов от частоты облучающего света для алюминия, цинка и никеля. Все прямые параллельны друг другу, причем производная $d(eU_0)/d\nu$ не зависит от материала катода и численно равна постоянной Планка h . Отрезки, отсекаемые на оси ординат, численно равны работе A выхода электронов из соответствующих металлов.



На явлении фотоэффекта основано действие фотоэлементов и фотосопротивлений (фоторезисторов) в фотоэкспонетрах, люксметрах и устройствах управления и автоматизации различных процессов, пультах дистанционного управления, а также полупроводниковых фотоэлектронных умножителей и солнечных батарей.

Существование фотонов было продемонстрировано в *опыте Боте*. Тонкая металлическая фольга Φ , расположенная между двумя счетчиками $C\check{y}$, под действием жесткого облучения испускала рентгеновские лучи. Если бы излучаемая энергия распространялась равномерно во все стороны, как это следует из волновых представлений, то оба счетчика должны были бы срабатывать одновременно, и на движущейся ленте \mathcal{L} появлялись бы синхронные отметки маркерами M . В действительности же расположение отметок было беспорядочным. Следовательно, в отдельных актах испускания рождаются световые частицы (фотоны), летящие то в одном, то в другом направлении.



46. Масса и импульс фотона. Единство корпускулярных и волновых свойств света.

Используя соотношения $E^2 = m_0^2 c^4 + p_\gamma^2 c^2$; $\varepsilon_0 = m_\gamma c^2$; $m_0 = 0$, получаем выражения для *энергии*, *массы* и *импульса* фотона

$$\varepsilon_0 = h\nu \qquad m_\gamma = \frac{h\nu}{c^2} \qquad p_\gamma = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

Эти соотношения связывают квантовые (*корпускулярные*) характеристики фотона — массу, импульс и энергию — с *волновой* характеристикой света — его частотой.

Свет обладает одновременно волновыми свойствами, которые проявляются в закономерностях его распространения, интерференции, дифракции, поляризации, и корпускулярными, которые проявляются в процессах взаимодействия света с веществом (испускания, поглощения, рассеяния).

47. Давление света.

Если фотоны обладают импульсом, то свет, падающий на тело, должен оказывать на него давление.

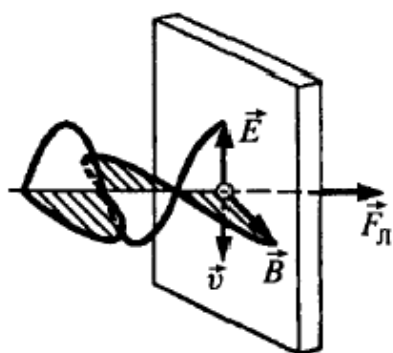
Пусть поток монохроматического излучения частоты ν падает перпендикулярно поверхности. Если за 1с на 1 м^2 поверхности тела падает N фотонов, то при коэффициенте отражения ρ света от поверхности тела отразится ρN фотонов, а $(1 - \rho)N$ фотонов — поглотится. Каждый поглощенный фотон передает поверхности импульс p_γ , а каждый отраженный фотон — $2p_\gamma$.

Давление света на поверхность равно импульсу, который передают поверхности за 1с N фотонов:

$$p = \frac{2h\nu}{c} \rho N + \frac{h\nu}{c} (1 - \rho) N = (1 + \rho) \frac{h\nu}{c} N$$

Энергетическая освещенность поверхности: $Nh\nu = E_e$ (энергия всех фотонов, падающих на единицу поверхности в единицу времени). *Объемная плотность энергии излучения:* $w = \frac{E_e}{c}$. Отсюда:

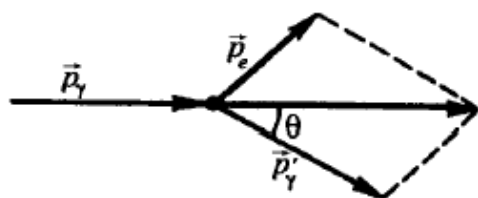
$$p = \frac{E_e}{c} (1 + \rho) = w(1 + \rho)$$



Волновая теория света на основании уравнений Максвелла приходит к такому же выражению. Давление света в волновой теории объясняется тем, что под действием электрического поля \vec{E} электромагнитной волны электроны в металле будут двигаться в направлении (обозначенном \vec{v} на рисунке) противоположном \vec{E} . Магнитное поле \vec{B} электромагнитной волны действует на движущиеся электроны с силой Лоренца в направлении (по правилу левой руки) перпендикулярном поверхности металла. Таким образом, электромагнитная волна оказывает на поверхность металла давление.

48. Эффект Комптона.

Корпускулярные свойства света отчетливо проявляются в **эффекте Комптона** — упругом рассеянии коротковолнового электромагнитного излучения (рентгеновского и γ -излучений) на свободных (или слабосвязанных)



электронах вещества, **сопровождаящееся увеличением длины волны**. Это увеличение $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ не зависит от длины волны λ падающего излучения и природы рассеивающего вещества, а определяется только углом рассеяния θ :

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_C \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

где λ' — длина волны рассеянного излучения, λ_C — **комптоновская**

длина волны. При рассеянии на электроне: $\lambda_C^e = \frac{h}{m_e c} = 2,43 \cdot 10^{-12} \text{ м}.$

Фотон (с энергией $\varepsilon_\gamma = h\nu$ и импульсом $p_\gamma = h\nu/c$), столкнувшись с электроном (энергия покоя $W_0 = m_e c^2$, m_e — масса покоя электрона), передает ему часть своей энергии и импульса и изменяет направление движения (рассеивается). В процессе этого **упругого** столкновения выполняются законы сохранения энергии $W_0 + \varepsilon_\gamma = W + \varepsilon'_\gamma$ и импульса $\vec{p}_\gamma = \vec{p}_e + \vec{p}'_\gamma$, где $W = \sqrt{p_e^2 c^2 + m_e^2 c^4}$ — релятивистская энергия электрона после столкновения,

Таким образом $m_e c^2 + h\nu = \sqrt{p_e^2 c^2 + m_e^2 c^4} + h\nu'$,

$p_e^2 = p_\gamma^2 + p_\gamma'^2 - 2p_\gamma p_\gamma' \cos\theta = (h\nu/c)^2 + (h\nu'/c)^2 - 2(h^2/c^2)\cos\theta$. Отсюда $m_e c^2(\nu - \nu') = h\nu\nu' \cos\theta$. С учетом $\nu = c/\lambda$, получим $\Delta\lambda = 2\lambda_C \sin^2(\theta/2)$.

Эффект Комптона не может наблюдаться в видимой области спектра, поскольку энергия фотона видимого света сравнима с энергией связи электрона с атомом, при этом даже внешний электрон атома нельзя считать свободным.

Эффект Комптона, излучение черного тела и фотоэффект служат доказательством **квантовых (корпускулярных) представлений о свете как о потоке фотонов**.