

Билет 1

Билет 15

Билет 29

Билет 2

Билет 16

Билет 30

Билет 3

Билет 17

~~Билет 31~~

Билет 4

Билет 18

~~Билет 32~~

Билет 5

Билет 19

~~Билет 33~~

Билет 6

Билет 20

~~Билет 34~~

Билет 7

Билет 21

~~Билет 35~~

Билет 8

Билет 22

Билет 9

Билет 23

Билет 10

Билет 24

Билет 11

Билет 25

Билет 12

Билет 26

Билет 13

Билет 27

Билет 14

Билет 28

# 1 Билет

## 47. Давление света.

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

Пусть поток монохроматического излучения частоты  $\nu$  падает перпендикулярно поверхности. Если за 1с на  $1\text{m}^2$  поверхности тела падает  $N$  фотонов, то при коэффициенте отражения  $\rho$  света от поверхности тела отразится  $\rho N$  фотонов, а  $(1-\rho)N$  фотонов – поглотится. Каждый поглощенный фотон передает поверхности импульс  $p_\gamma$ , а каждый отраженный фотон –  $2p_\gamma$ .

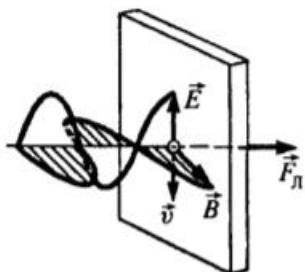
Давление света на поверхность равно импульсу, который передают поверхности за 1с  $N$  фотонов

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

**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

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

6–32



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.

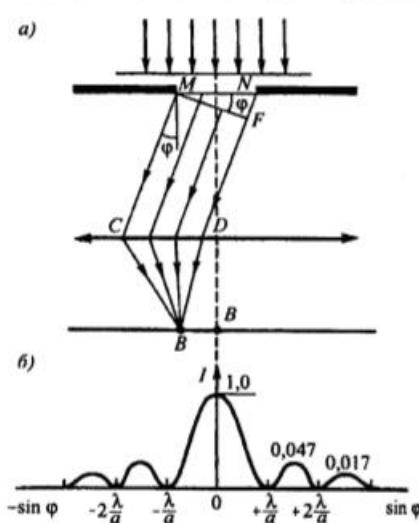
## 20. Дифракция в параллельных лучах (Дифракция Фраунгофера).

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)

$$\Delta = NF = a \sin \phi.$$

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  $a \sin \phi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}$  ( $m = 1, 2, 3, \dots$ )  
- условие дифракционного минимума (полная темнота)

2) если число зон Френеля нечетное, то  $a \sin \phi = \pm (2m+1) \frac{\lambda}{2}$  ( $m = 1, 2, 3, \dots$ )  
- условие дифракционного максимума,  
соответствующего действию одной некомпенсированной зоны Френеля.

В направлении  $\phi = 0$  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

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

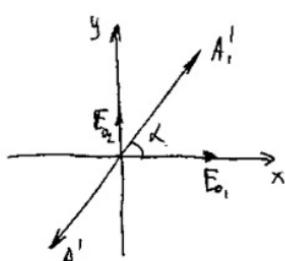
Распределение интенсивности на экране, получаемое вследствие дифракции, называется **дифракционным спектром** (рисунок (б)).

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  $\lambda$ . При освещении щели белым светом, центральный максимум наблюдается в виде белой полоски (при  $\phi = 0$  разность хода равна нулю для всех  $\lambda$ ) – он общий для всех длин волн. Боковые максимумы радужно окрашены фиолетовым краем к центру дифракционной картины (поскольку  $\lambda_{\text{фиол}} < \lambda_{\text{крас}}$ ).

30. Дано:

$$\begin{cases} \alpha = 60^\circ \\ k = 3 \\ P - ? \end{cases}$$



Решение

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{I_x - I_y}{I_x + I_y}$$

$I_2 = I_x \cdot \cos^2 \alpha + I_y \cdot \sin^2 \alpha$  - интенсивность после падения на экран-затвора

$$\text{По условию } I_2 = \frac{I_x}{3} = \frac{I_x}{3}$$

$$I_x \cdot \cos^2 \alpha + I_y \cdot \sin^2 \alpha = \frac{I_x}{3}$$

$$I_x \cdot \cos^2 60^\circ + I_y \cdot \sin^2 60^\circ = \frac{I_x}{3}; \quad I_x \cdot \frac{1}{4} + I_y \cdot \frac{3}{4} = \frac{I_x}{3}; \quad I_y \cdot \frac{3}{4} = \frac{I_x}{3} - \frac{I_x}{4} = \frac{I_x}{12}$$

$$I_y \cdot \frac{3}{4} = \frac{I_x}{12}; \quad I_x = 9 I_y$$

$$P = \frac{9I_y - I_y}{9I_y + I_y} = \frac{8}{10} = 0,8$$

Ответ: 0,8

## 2 Билет

### 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  $\pi$ .

**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  $\pi$ .

**Длина пространственной когерентности (радиус когерентности)**

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

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

### 3.10. Закон Брюстера

Когда световая волна падает на границу раздела двух прозрачных диэлектриков, она испытывает отражение и преломление. Для расчета амплитуд отражений и преломлений волн пользуются формулами Френеля. Так в случае отраженной волны амплитуды компонент вектора  $E$  имеют вид (рис. 3.9 и формулы 3.3 и 3.4):

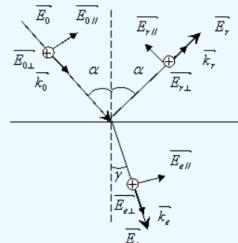


Рис. 3.9. Закон Брюстера

$$E_{r\parallel} = E_{0\parallel} \frac{\operatorname{tg}(\alpha - \gamma)}{\operatorname{tg}(\alpha + \gamma)}, \quad (3.3)$$

$$E_{r\perp} = -E_{0\perp} \frac{\sin(\alpha - \gamma)}{\sin(\alpha + \gamma)}. \quad (3.4)$$

Из (3.3) и (3.4) вытекает, что если  $\left(\alpha + \gamma = \frac{\pi}{2}\right)$ , то тогда  $\operatorname{tg}(\alpha + \gamma) = \infty$  и  $E_{r\parallel} = 0$ , но  $\sin(\alpha + \gamma) = 1$  и  $E_{r\perp} = -E_{0\perp} \sin(\alpha - \gamma) \neq 0$ . В отраженном свете присутствуют колебания только вектора  $E_{r\perp}$ , а это означает, что отраженный свет линейно поляризован.

Получение полной линейной поляризации при отражении света от границы раздела двух диэлектриков называют явлением Брюстера. Оно реализуется тогда и только тогда, когда угол между отраженной и преломленной волнами равен  $\frac{\pi}{2}$ . Это соответствует определенному углу падения  $\alpha_B$ , называемому углом Брюстера. Его значение можно рассчитать так:  $\operatorname{tg} \alpha_B = \frac{n_2}{n_1}$ .

**Решение:**

Критерий Релея в предельном случае соответствует случаю совпадению максимума добавочного максимума для одной волны и добавочного минимума для другой волны в спектре первого порядка. Разность хода лучей

Положения главных максимумов для волны для первой спектральной линии света:

$$Z \cdot \sin(\theta) = m \cdot \lambda_1 \quad m = 0, 1, 2, 3$$

Максимум первого порядка соответствует  $m=1$ :

$$Z \cdot \sin(\theta) = \lambda_1$$

$$\frac{L}{N} \cdot \sin(\theta) = \lambda_1$$

$$L \cdot \sin(\theta) = N \cdot \lambda_1$$

$$N = \frac{L \cdot \sin(\theta)}{\lambda_1}$$

Согласно предельному критерию Рэлея этот максимум совпадает с ближайшим добавочным минимумом второй спектральной линии света. Положение которого определено как

$$Z \cdot \sin(\theta) = \frac{N-1}{N} \cdot \lambda_2$$

$$Z \cdot N \cdot \sin(\theta) = (N-1) \cdot \lambda_2$$

$$L \cdot \sin(\theta) = (N-1) \cdot \lambda_2$$

$$L \cdot \sin(\theta) = \left( \frac{L \cdot \sin(\theta)}{\lambda_1} - 1 \right) \cdot \lambda_2$$

$$\theta = \arcsin \left[ \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_1}{L \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)} \right]$$

$$\theta = 46.059 \quad \text{град}$$

### 3 Билет

#### 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:

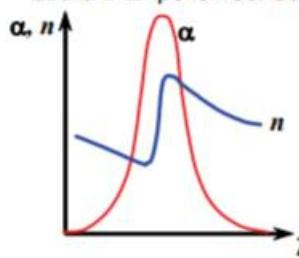
$$I = I_0 \exp(-\alpha x) \quad - \text{закон Бугера.}$$

6-21

Здесь  $I_0$  и  $I$  – интенсивности плоской монохроматической волны на входе и выходе слоя поглащающего вещества толщиной  $x$ ,  $\alpha$  – **коэффициент поглощения**, зависящий от длины волны света, химической природы и состояния вещества и не зависящий от интенсивности света. Численное значение этого коэффициента  $\alpha$  показывает толщину слоя  $x$ , равную  $\frac{1}{\alpha}$ , 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 приводят 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).

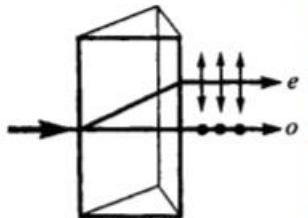


На рисунке показана типичная зависимость коэффициента поглощения  $\alpha$  от длины волны света  $\lambda$  и зависимость показателя преломления  $n$  от  $\lambda$  в области полосы поглощения. Внутри полосы поглощения наблюдается аномальная дисперсия.

Зависимостью коэффициента поглощения от длины волны объясняется окрашенность поглащающих тел.

### 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 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  $v_0 = c/n_0$  – показатель преломления  $n_0$  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.

Дано:

$$D = 0,5 \cdot 10^{-2} \text{ м}$$

$$\lambda = 7 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

$$L = 2,68 \text{ м}$$

Найти:  $a_{\min}^2$ ?

Для дифракции Френеля

В центре должно быть ясное пятно

открыто  $\frac{1}{3}$  первой зоны Френеля

Для радиуса k-ой зоны Френеля  $k \cdot \frac{1}{3}$

$$a_{\min}^2 = \sqrt{\frac{k \lambda L}{2}} = \sqrt{\frac{\lambda L}{6}} = \sqrt{\frac{7 \cdot 10^{-7} \cdot 2,68}{6}} = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ м} \approx 0,3 \text{ мм}$$

## **4 Билет**

## Глава 4.

1. Проводник по контуру проекает электр. ток  $I$ , создаёт окружной магн. п. Магнитное поле раскидется и исчезает вместе с движением и исчезновением тока. Магнитное поле, подсчитано электическим, забирает все носители энергии. Энергия м.п. равна работе, которую затрачивается ток на создание этого поля.

Рассмотрим контур индуктивностью  $L$ , по которому течёт ток  $I$ . С данным контуром связан магнитный поток  $\Phi = \mu_0 I L$ . При изменении магн. потока необходимо совершил работу  $dA = Id\Phi = LIdI$ . Тогда работа по созданию магн. потока  $\Phi$  будет равна  $A = \int dA = \frac{LI^2}{2}$ .

Энергия м.п., связанного с контуром  $W = \frac{LI^2}{2}$ . На принципе работы магн. поля выделяется сила сопротивления току  $V = \frac{RI}{2}$ . Ток  $I$  проходит через витки, характеризующие это поле в окруж. пространстве.

Индуктивность соленоида:  $L = \mu_0 \frac{n^2 S}{2}$ , следовательно

$$W = \frac{1}{2} \mu_0 \frac{N^2}{2} S V = \frac{\mu_0 N^2 I^2}{2} S. \text{ Магнитная индукция поля соленоида } B = \frac{\mu_0 NI}{S}. \text{ По определению вектора напряженности магн. поля, } B = \mu_0 H$$

Используя эти соотношения  $W = \frac{B^2}{2 \mu_0} V = \frac{B^2 H}{2} V$ , где  $V = SL$  - объем соленоида.

Магнитное поле длинного соленоида однородно и сосредоточено внутри него, поэтому энергия заключена в объеме соленоида и распределена в нем с единичной плотностью  $w = \frac{W}{V} = \frac{B^2}{2 \mu_0} = \frac{\mu_0 N^2}{2} = \frac{B^2 H}{2}$

Эти соотношения показывают характер и справедливость и для неоднородных полей, но только для сред, для которых связь между  $B$  и  $H$  линейная. (т.е. для пара и бимагнитиков). Выражение для единичной плотности энергии аналогично выражению для единичной плотности энергии эл. поля  $w = \frac{W}{V} = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} = \frac{ED}{2}$  с тем различием, что электрические величины заменены в нем магнитными.

2. Дифракцией называется отбрасывание волнистых преломленных ветвями, идущими на их пути, или в базе широкого смысла — любое отклонение распространения волн волнист и преломленных от законов геометрической оптики.

Дифракция югасиель принцип Гюйгенса - именно вторичные волны становятся промежуточными на пути распространения первичных волн. Принцип дополнения принципа Гюйгенса представляет именем о концепции вторичных волн и их интерференции. Согласно принципу Гюйгенса - Принципу сферической волны, воздушная волна может быть представлена как результат суперпозиции концепции вторичных вторичных волн, излучаемых вторичными источниками - вспомогательными источниками. Их можно замкнуть под ним, охватывающим источник  $S$ .

Согласно принципу концепции вторичной волны под ним  $S$  (рис) случай источника в сферической волне, имеющей концепцию сферической концепции волны, имеющей длину  $dS$ . Амплитуда сферической волны убывает с расстоянием  $r$  от источника по закону  $\frac{1}{r}$   $\Rightarrow$  от концепции участка  $dS$  вторичной волны в точке  $P$ , имеющей перед этой волны азимутальный концепции  $dE = K \frac{dS}{\pi} \cos(\omega t - Kr + \phi_0)$ . В этом выражении ( $\omega t + \phi_0$ ) - фаза концепции в месте расположения вторичной волны под ним  $S$ ,  $K$  - константное число,  $r$  - расстояние от концепции под ним  $dS$  до точки  $P$ . Интенсивность до определяется азимутальным сферическим концепции в том месте, где находится  $dS$ . Коэффициент  $K$  зависит от угла  $\varphi$  между нормалью к концепции  $dS$  и направлением от  $dS$  к точке  $P$ . При  $\varphi = 0$  этот коэффициент максимум, при  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  он равен нулю. Результат, концепции в точке  $P$  представляют собой сферическую концепцию, в которой для всей концепции под ним  $S$

$$E = \int dE = K(S) \frac{a_0}{\pi} \cos(\omega t - Kr + \phi_0) dS$$

3. Дано:

$$\begin{aligned} d &= 20 \cdot 10^{-6} \text{ м} \\ \lambda_1 &= 589 \cdot 10^{-9} \text{ м} \\ \lambda_2 &= 589,6 \cdot 10^{-9} \text{ м} \end{aligned}$$

$$l - ?$$

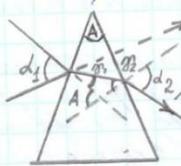
$$d = \frac{l}{N}, \quad R = \frac{\lambda}{\Delta \lambda} = KN$$

$$K = 2, \quad N = \frac{\lambda}{\Delta \lambda}, \quad l = \frac{d \lambda}{K \Delta \lambda} = 10^{-2} \text{ м}$$

$$\text{Ответ: } 10^{-2} \text{ м.}$$

Билет 5.

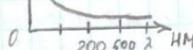
1. Дисперсией света называется зависимость показателя преломления  $n$  от частоты  $\nu$  (или длины волны  $\lambda$ ) света (или зависимость фазовой скорости  $v$  световых волн от его частоты  $\nu$ ). Несовпадение дисперсии вызывает разложение в спектр пучка белого света при прохождении его через призму. Дисперсия проявляется сильнее при расщеплении света в неподвижных волнах. Рассмотрим дисперсию света в призме.



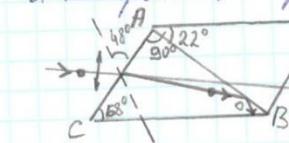
Пусть искривляющий луч под углом  $\chi$ , падает на призму с показателем преломления  $n$  и проходит под углом  $d_1$  узла  $A$ . После двухкратного преломления на левом и правом граних призмы луч отклоняется на угол  $\psi$ .

$$\psi = (d_1 - \gamma_1) + (d_2 - \gamma_2) = d_1 + d_2 - A. \text{ Если узлы } A \text{ и } d_1 \text{ (и } d_2 \text{) расположены на одной прямой, то } d_1 = \frac{n}{n-1} \text{ и } \frac{\gamma_2}{\gamma_1} = \frac{1}{n}. \text{ Поскольку } A = \gamma_1 + \gamma_2,$$

то  $d_2 = \frac{\gamma_2}{n} n = n(A - \gamma_1) = n(A - \frac{1}{n-1}) = nA - d_1$ . Откуда  $d_1 + d_2 = nA$ . Поэтому  $\psi = A(n-1)$  — угол отклонения луча призмой для данного, что значение преломляющий угол призмы. Величина  $D = \frac{dn}{d\lambda}$  называется дисперсией волны. Для всех прозрачных веществ показатель преломления изменяется с увеличением длины волны:  $\frac{dn}{d\lambda} < 0$  (антирефлексия). Такой дисперсии называется нормальной (или стигматической). Волны синих и красных цветов поглощаемые хроматической призмой  $\psi(\lambda)$  — кривой дисперсии — обратной:  $\frac{dn}{d\lambda} > 0$ . Такой дисперсии называется аномальной.



2. Угление Френеля — изображение испогодебел при изображении погоризонтальных преломлений — погоризонтальных призм и погоризонтов. Например в призме Николя — Френель призме из



Ильинского шпата, склеенный волнистый край канадской бальзамикой ( $n=1,55$ ) — однокристальный лук ( $n_0=1,66$ ) используется погоризонтное изображение (т.к. бальзам — среда Френеля антиресорбционного и менее погоризонтной), а кристаллический "небольшой"

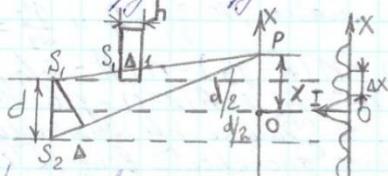
$\lambda/2$  ( $n = 1,51$ ) выходит из призмы. (Оптическая ось призмы CO' осевая. Угл с входной границы  $48^\circ$ ).

Двухстороннее преломление света в кристалле создает дифракцию - различие положения света в зависимости от ориентации электрического вектора световой волны. Дихроичные кристаллы используются при производстве поларизованных - тонких пластиковых пленок, в которых включены кристаллики волнистые с сильно выраженным дихроизмом - такие пленки уже при различии  $n_1$  и  $n_2$  полностью поглощают поляризованные лучи в видимой области спектра, оставаясь в таком виде еще совершенными поларизаторами.

Поляризационное призмо нестроено по принципу полного отражения одного из лучей от границы раздела, в то время как другой луч с другим показателем преломления проходит через эту границу. Двухстороннее преломление используется для создания различий в показателях преломления светопоглощающего и непоглощающего угла, чтобы разбить их основное отличие друг от друга.

3. Дано:

$$\begin{aligned} K &= 5 \\ n &= 1,5 \\ \lambda &= 600 \cdot 10^{-9} \text{ м} \\ h &=? \end{aligned}$$



в результате внесения  
секущей пластины  
на расстояние  $h$  между интерф. углом изменяется  
 $\Delta = nh = h(n-1)$

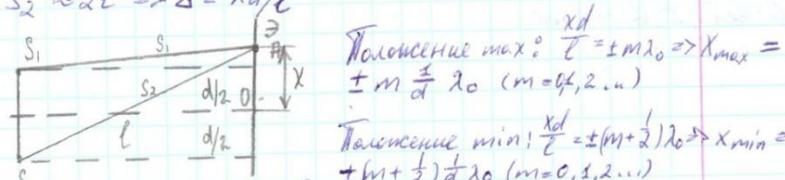
С другим склоном в результате внесения пластины  
произошло смешение на  $K$  раза.  $\Rightarrow$   
составленная разность хода, введенная пластиной  
равна  $K\lambda$ . Таким образом,  $n(n-1) = K\lambda \Rightarrow$

$$h = \frac{K\lambda}{n-1} = \frac{5 \cdot 600 \cdot 10^{-9}}{1,5 - 1} = 6 \cdot 10^{-5} \text{ м}$$

Ответ:  $6 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ .

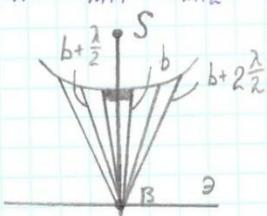
### Рисунок 6.

1. Все точки  $S_1$  и  $S_2$  находятся на расстоянии  $d$  от центра дуги и являются концентрическими источниками. Экранный параллелен всем точкам и находится от них на расстоянии  $l > d$ . 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 этого следует  $S_1 + S_2 \approx 2l \Rightarrow \Delta \approx x d/l$



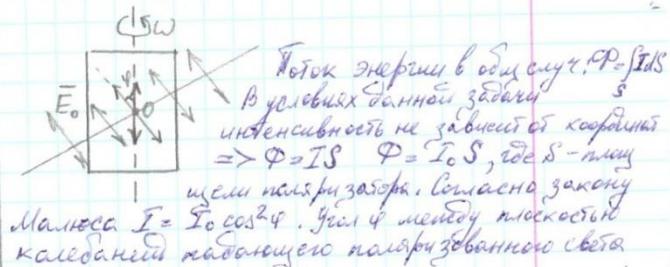
Расстояние от центра дуги до ближайшему максимуму (минимуму) называется шириной интерференционного поля.  $\Delta x = \frac{\lambda_0}{d}$ . На рисунке картина представлена в виде преобразование на экране свободных и генераторных дифракций.

2. Сферическая волна распространяется от точечного источника  $S$ , встречающей на своем пути диск. Если диск заслоняет первую  $m$ -ю зону Френеля, то интенсивность колебаний в точке  $B$  экрана  $I = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots = \frac{A_{m+1}}{2} + \left( \frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2} \right) \dots = \frac{A_{m+1}}{2}$



Таким образом в точке  $B$  всегда имеется интерференция между максимумами (свободными) сопровождаемыми поглощением свободных первых открытых зон Френеля. Центральной максимумом заслонен концентрический с ним генераторный и соответствующий максимум.

3. Дано:  
 $\omega = 21 \text{ рад/с}$   
 $\Phi_0 = 4 \cdot 10^{-6} \text{ Вт}$   
Найти!  
 $W(I) = ?$



4. Численность падающего излучения определяется  $\Phi = \omega t$ .  $\Rightarrow$  с учетом формулы  
 $P = S P_0 \cos^2 \omega t = P_0 \cos^2 \omega t$ . Из определения периода экспоненциального излучения  $T$ :

$$W = \int_0^T P dt = \int_0^T P_0 \cos^2 \omega t dt = P_0 \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{\omega} \sin 2\omega t \right) \Big|_0^T = P_0 \frac{1}{2} T =$$

$$= P_0 \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{2\pi}{\omega} = \frac{P_0 \pi}{\omega} = \frac{4 \cdot 3,14 \cdot 10^{-6}}{21} = 0,6 \cdot 10^{-6} \text{ Дж} = 0,6 \text{ мДж}$$

Ответ: 0,6 мДж.

## **7 Билет**

Бесем 57

### ① Быстрое магнитное поле

Две одновременные перемены в магнитном поле в неподвижных проводниках (2 способа) Максвелл предположил, что быстрое переменное магнитное поле порождается в окружающем пространстве электромагнитным полем, которое и является причиной быстрого изменения поля в конечре.

Магнитное поле быстрого изменения  $E_B \approx 1000$  волт/метр

$$\oint \vec{E}_B d\vec{l} = \oint E_B dl = - \frac{d\Phi}{dt}$$

По определению потока вектора  $\vec{B}$ :  $\Phi = \int \vec{B} ds \Rightarrow$

$$\oint \vec{E}_B d\vec{l} = - \int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} ds$$

Таким образом, удачливые линии  $E_B$  не плавающие, т.е. магнитное поле  $E_B$ , как и магнитное поле (переменное), имеет скелетон.

### ② Инерциальность дара боязни настяк

Инерциальность нашего мира в явно выраженной форме

Инерциальность в своих линиях неизменна в ясных линиях неподвижных, но искажена в искаженных линиях.

Если мы будем рассматривать движение в ясных линиях, то в ясных линиях движение будет вынуждено ускоряться, в других — замедляться. При этом движение дара оно более медлено, чем сила, приложенная к нему.

Инерциальность дара сопоставима.

Инерциальность нашего мира в явно выраженной форме линий, находящихся на постоянной скорости

наименьшую из однозначных чисел, не являющихся  
цислами равного знака.

Пусть на проекции плоскости перенесено  
заштрихованные части плоского угла  $\angle$  между  
бесконечными прашами - падающими волокнами в  
направлении параллельных лучей. На изображение  
вершины элемента имеются соответствующие  
углы равных по величине, которые называются  
внешними поворотами угла.

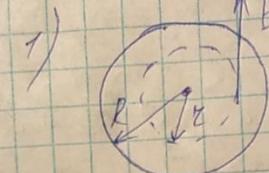
(3) Рано:

$$I = I_0 \sin \omega t$$

R

Найдем:  
 $E_0 = f(2)$

Вопрос?



$$B = \mu_0 I n = \mu_0 I_0 \sin \omega t$$

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = - \frac{d}{dt} \int \vec{B} d\vec{s}$$

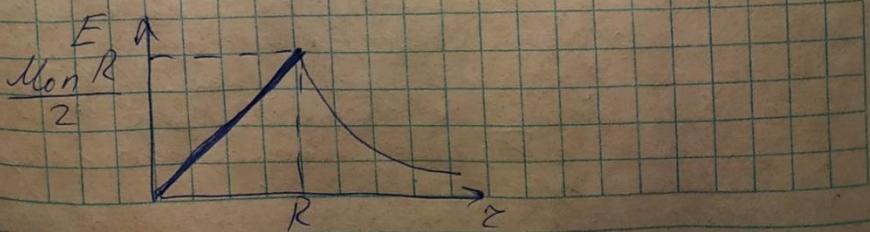
$$\oint \vec{E} d\vec{l} = E(z) \cdot 2\pi R$$

$$\int \vec{B} d\vec{s} = \begin{cases} B\pi R^2, & \text{если } 0 < z < R \\ B\pi R^2, & \text{если } R \leq z \end{cases} = \begin{cases} \mu_0 I n \pi R^2, & \text{если } 0 < z < R \\ \mu_0 I n \pi R^2, & \text{если } R \leq z \end{cases}$$

$$E(z) \cdot 2\pi R = - \frac{d}{dt} (\mu_0 I n \pi z^2) = - \mu_0 I n \pi z^2 t$$

$$E(z) = \begin{cases} \frac{\mu_0 I n z^2}{2\pi} t, & z \in [0, R] \\ \frac{\mu_0 I n R^2}{2\pi} t, & z \in [R, +\infty) \end{cases}$$

$$I = I_0 \cos \omega t$$



## Баланс 5

① Магнитоиндукционный генератор. На дифференциальном элементе

$$1 \text{ уп-е: } \operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$2 \text{ уп-е: } \operatorname{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$3 \text{ уп-е: } \operatorname{div} \vec{D} = \rho$$

$$4 \text{ уп-е: } \operatorname{div} \vec{B} = 0$$

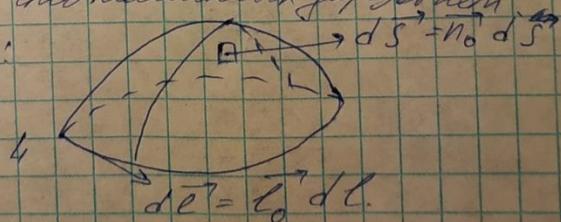
1: Используем однородность магнитного поля - Собирая-Лавина и покажем, что генерируемое полем  $\vec{B}$  по производному закону  $\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$  ведет к тому что поле  $\vec{B}$  неизменно сдвигается вправо на некоторое расстояние  $d$ .

2: Описываем явление при индукции (закон Фарадея) и определяем количество зарядов  $q$  в единицу времени (это называется током)

3: Полное поле  $\vec{B}$  можно записать как сумму зарядов  $\vec{B}_{\text{заряд}}$  и постоянных полей  $\vec{B}_{\text{стабиль}}$ . Постоянное поле  $\vec{B}_{\text{стабиль}}$  не зависит от времени.

4: Кинетика заряда постоянной массы  $m$  в поле  $\vec{B}$  будет зависеть от начальной скорости  $v_0$  и начального положения  $r_0$ .

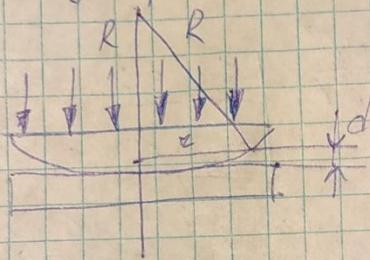
Рис. схема:



② Конус Несомова

Конус Несомова является магнитным прибором для измерения интенсивности магнитного поля при движении его от вспомогательного заряда, образованного постоянной массой заряда с большой скоростью.

Направленість пучка залежить нормально на площину  
перетину пучка. Пучок робить поворот відносно  
вісь азимутального окружності.



Радіальні ковзання:

$$x_m = \sqrt{m - \frac{1}{2}} \lambda_0 R \quad (m=1, 2, 3, \dots)$$

Радіальні кільцеві ковзання:

$$k_m = \sqrt{m} \lambda_0 R \quad (m=0, 1, 2, \dots)$$

③ Розв'язання:

$$\begin{aligned} \vec{J} &= \vec{E} \times \vec{H} = E \cdot H = E_0 \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x) \cdot H_0 \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x) \\ &= \frac{2\pi H_0^2}{2\beta \epsilon_0 \omega} \cos^2(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x) = \frac{2\pi H_0^2}{2\beta \epsilon_0 \frac{2\pi c}{\lambda}} \cos^2(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x) \\ &= \frac{H_0^2}{\lambda} \cos^2(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x) \end{aligned}$$

$$\sqrt{\frac{H_0^2}{\lambda}}$$

$$\langle S \rangle = \frac{H_0^2}{2C\sqrt{\frac{H_0^2}{\lambda}}}$$

$$\text{Однаком}: \langle S_{\text{однак}} \rangle = \frac{\pi H_0^2}{\lambda}$$

$$\langle S \rangle = \frac{H_0^2}{2C\sqrt{\frac{H_0^2}{\lambda}}}$$

### 9. Бисектрисы

① Числобуренческое делин - линиене  
Бартошаданце делин иле са монголийн  
хөдөлжиний болс, при нийн болс в разногх  
ийн тохиохын тохиохе чийн олады-  
шии амьтшадын баруулжтынхын болс  
Чийн чийн баруулжтынхын тохиохе  
Если оптическое разнонение хода  $\Delta$  равна  
делонг чийн делин болс в балыгын  
(чийнчын талын чийн болс)

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

т.о.  $S = \pm 2m\pi$  и тохиохе балыгыт прецессий  
в оптическое разнонение

Чийн чийн баруулжтынхын тохиохе  
Если оптическое разнонение хода  $\Delta$  равна  
делонг чийн делин

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

т.о.  $S = \pm (2m+1) \pi$  и тохиохе балыгыт прецессий  
в оптическое разнонение

Преузвешение геометрическое делин нүүр  
Саманхийн балыс в делин баруулж  
тохиохе прецессийн балыгыт  
и изгублашас оптическое делин балыс

$$b = S \cdot n.$$

Разнос  $\Delta = b_2 - b_1 = S_2 n_2 - S_1 n_1$  нафалаене  
оптическое разнонение хода

② Амбралын тохиохе на оптическое разнонение

Вертикальная лампа, непропорционально изгибающаяся в сечении симметрии  $S$ , передает на фланцы  $A$  и  $B$  симметричные изгибы и изгибающие моменты. Вид изгибающего момента кардинально отличается от видов изгибающих моментов, действующих в симметрии. Асимметрия симметрического изгибающего момента  $\rightarrow$  изгиб  $A = A_0/2 + A_m \sin \varphi$ , где  $A_0$  — постоянная, а  $A_m$  — амплитуда изгибающего момента, имеющая вид  $A_m = A_m^0 \cos \varphi$ .

$S$

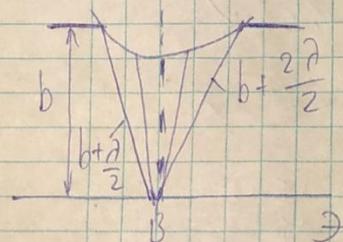


Диаграмма изгибающего момента симметрического изгиба симметрическим изгибающим моментом и симметрическим изгибающим моментом в сечении  $B$

③ Дано:

$$l = 6400 \text{ mm}$$

$$\begin{cases} I_0, z = 1,2 \text{ mm} \\ l = 1,5 \text{ m} \end{cases} \Rightarrow m = \frac{z^2}{2l}$$

$$I = ?$$

$$d = \frac{Pz^2}{4l} \Rightarrow A = A_0^2 + A_0^2 - 2A_0 I_0 \cos \frac{Pz^2}{4l} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow I = 2I_0 \left( 1 - \cos \frac{Pz^2}{4l} \right) \Rightarrow 2I_0$$

Нужно:

$$x^2 = \frac{m^2 a b}{a+b} \Rightarrow x^2 = m^2 l \Rightarrow$$

$$\frac{\partial x}{\partial e}$$

$$\underline{\text{Ответ: } I = 2I_0}$$

## 10 Билет

Билет 10.

1. Уп-я Максвелла в изм-ре. дифр. на сб-е и дин. явл.
- ①  $\oint H dL = \int B dS$  - изменение вблизи Эл. пол. (вокруг) проводника
  - ②  $\oint E dL = -\frac{\partial \Phi}{\partial t}$  - измен. во времени магн. потока
  - ③  $\oint D dS = q$  - заряд. эл. п. возб-ся изм-я. то б-р заряда
  - ④  $\oint B dS = 0$  - Магн. п. всегда лин. выхр., а его сквозные линии всегда замкнуты. Магн. не имеет ист-ов смысла линии

2. Дифракция Френеля на к-ре диска. Планктон Гассона

Сред. болни расп. от ист. I, вперед. на  
путь диска. Дифр. картина набл. на экране F  
бт. в. плен. на линии, соедин. с центром диска.  
Лучей диска запрещают в первых зонах Френеля.  
Тогда ампл. результат. си. колеб. бт. в.  
 $A = A_{max}/2$ . бт. в. всегда набл. интерференц.  $\theta = \frac{2\pi}{\lambda}$

макс. (св. пятно), соотв. наивысшее давл.  
1 откры. зона Френеля. Вторая зона. Судя по K  
диска 1 откры. зона  $\theta$  удаляется от бт. в. и увелич. угол  $\theta$  между перв. к.  
и верх. этой зоны и направл. бт. в. Врез. интер. пятно. макс. давл. в убыв.  
размеров диска уменьшился.

Планктон Гассона - свечение металла в центре зон. пятен от  
когерентн. облучат. Планктон Гассона облуч. зонами б. света в  
осн. генер. света.

3. Дано: Решение

$$U = \text{const} \quad \text{Эл. синус}$$

$$\frac{dU}{dt} = \frac{dU}{dt} = \frac{dU}{dt} = \frac{E E_0 S U}{(d+ut) S} = \frac{E E_0 U}{d+ut}$$

$$d \perp L$$

$$2) \text{ импульс} = \left| \frac{dU}{dt} \right| = \frac{E E_0 U}{d+ut}$$

## Билет 11.

### 2) Поляризация света. Естественный и поперечный свет. Плоск. и эллиптич. падение.

Процесс света на б-во волн. ж. искр. волн. есть зеркальное б-во. потому, поскольку она склон. осн. зеркал. на электромагнитных волнах б-ко. Световой вектор - вектор напряж.  $E$  вд. оси. Свет - сущность, эл. поляр. или же излучение, звук. волнов - естеств. свет.

Попереч. свет - свет, в кот. он направл. в кот-ом векторе  $E$  упирается. Анизотроп. - при сближении к Омеге оно изменяется. Эллиптич. - конец вектора имеет форму ХОУ.

### 1)

Процесс эл. поляр. Волны, чр-р диспл. пл. эл. поляр. волны, и его обес. рец. Поляризость эл. поляр. волны.

Эл. поляр. волна - волна, в кот-ой волни т-ми, рец., в  $\lambda$  чи-ти,  $\perp$  направлению ее распространению, соответств. симметрии направлением аксиаль. и попер. полей.

$$\nabla^2 U - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0$$

$D = \frac{U}{c^2}$  - световое уравнение

Реш.:  $U = e^{i(\omega t - kx)}$ , при этом  $k = \frac{\omega}{c} = \sqrt{\mu\varepsilon} \frac{\omega}{c}$

Попереч. волна. в. - волна, вектором кот. - вд. оси. в. чи-ти, + направ. рец.

### 3). Дано; Решение

$$R = 500 \text{ см} \quad \Delta X = m \frac{R}{2}, \quad m = \frac{2 \Delta X}{R}$$

$$\Delta X = 1 \text{ мкм}$$

$$m = \frac{2 \cdot 1 \cdot 10^{-6}}{500 \cdot 10^{-2}} = 4 - \text{свет усиливается}$$

$$n_1 = 1$$

$$n_2 = 1,5 \quad 1) m_1 = \frac{2 \cdot 1 \cdot 10^{-6}}{500 \cdot 10^{-2}} = 4 - \text{свет усиливается}$$

$$n_2 = 1,73 \quad 2) m_2 = \frac{2 \cdot 1 \cdot 10^{-6}}{500 \cdot 10^{-2}} = 6 - \text{свет усиливается}$$

$$3) m = \frac{2 \cdot 1 \cdot 10^{-6}}{500 \cdot 10^{-2}} = 6,92 - \text{свет ослабевает.}$$

## Билет 12.

### 1) Дисперсия света. Зав. дисперсии.

Дисперсия света наз-ся завис. показат. прел.  $n$  от частоты  $\nu$  (длина волны  $\lambda$ ) света.

Спек. дисперсия для различных всплесков света через зеркало. Дисперсия преломл. зависит от прел. показат. зеркал. волны.

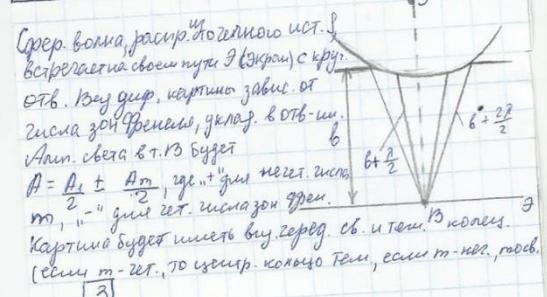
Выл.  $D = \frac{dn}{d\nu} =$  спек. б-ва. Для всех прел. б-ва показат. преломл. уменьш. с увеличением волны:

$\frac{dn}{d\nu} < 0$  - нормальная (ориг.) дисп.  $\frac{dn}{d\nu} > 0$  - аном. дисп.  $\nu$  - дисп. дисперсия распределен. света как раз. взаимодейств. эл. поляр. света с зеркалами. гасит свет, вх. в свет. в-ва и собирает. свет. конф. в первом. эл. поляр. поле волна.

Нес. показат. преломл. среды  $n = \sqrt{\epsilon \mu}$ ,  $\epsilon$ -дисп. прел.,  $\mu$ -магн. прел.

Дисп. света (по определ.):  $E = E_0 e^{i(\nu t - kx)}$  :  $E = E_0 e^{i(\nu t - kx)} = 1 + \chi \nu E_0 e^{i(\nu t - kx)}$ .  $\chi$  - дисп. восприя. сп.  $E_0 = \text{const}$ ,  $\nu E = \text{лиш.}$  зи. падение, и наприм. всплеск. всплеск. эл. поляр.

### 2) Дисперсия света в круглом отверстии



### 3).

#### Дано:

$$R_1 = 2,92 \text{ см} \quad R_2 = 2,48 \text{ см} \quad \frac{\rho_K = \sqrt{K_1 K_2} \frac{1}{n}}{\sqrt{K_1 K_2} = \sqrt{K_2} \frac{1}{n}} \quad K_1 = \frac{K_2}{n}$$

$$n = \frac{2,92}{2,48} = 1,17$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{Решение} \\ \rho_K = \sqrt{K_1 K_2} \frac{1}{n} \end{array} \right|_{\sqrt{K_1 K_2} = \sqrt{K_2} \frac{1}{n}}$$



## **13 Билет**

## Билет (13)

## 1. Классы электромагнитных излучений

Виды	Диапазон длины	Диапазон частот
Радиометровые	$10^3 - 10^6 \text{ мкм}$	$3 - 20 \text{ ГГц}$
Мегаметровые	$10^4 - 10^5 \text{ км}$	$30 - 3000 \text{ ГГц}$
Гектометр.	$10^3 - 10^4 \text{ км}$	$300 - 3000 \text{ ГГц}$
Микрометр.	$10^2 - 10^3 \text{ см}$	$3 - 30 \text{ кГц}$
Килом.	$10 - 1 \text{ км}$	$30 - 300 \text{ ГГц}$
Гектом.	$10^3 - 10^2 \text{ м}$	$300 - 3000 \text{ ГГц}$
Декам.	$10^2 - 10 \text{ м}$	$3 - 30 \text{ МГц}$
Петровые	$10 - 1 \text{ м}$	$30 - 300 \text{ НГц}$
Фемтиметр.	$100 - 10 \text{ см}$	$300 - 3000 \text{ АГц}$
Сантиметр.	$10 - 1 \text{ см}$	$3 - 20 \text{ ГГц}$
Миллиметр.	$10 - 1 \text{ мм}$	$30 - 300 \text{ ГГц}$
Антиклимат.	$1 - 0,1 \text{ мм}$	$300 - 3000 \text{ ГГц}$
Световые	$< 0,1 \text{ мм}$	$> 3 \text{ ТГц}$
Видимый свет.	$0,40 - 0,76 \text{ мкм}$	$(0,139 - 0,75) \text{ дБ Гц}$

## 2. Дифракция Френеля на кривом диске. ПАТНО

Руассона. Сферическая волна, распространяющаяся от точечного источника  $S$ , встречает на своем пути диск. Если диск закрывает на своем пути первое и зону Френеля, то амплитуда колебаний в точке  $B$  экрана  $\hat{\Theta}$ :  $A = A_{\text{инф}} - A_{\text{инф}2} + A_{\text{инф}3} - \dots = \frac{A_{\text{инф}}}{2} + \left( \frac{A_{\text{инф}2}}{2} - A_{\text{инф}2} + \frac{A_{\text{инф}3}}{2} \right) + \dots = \frac{A_{\text{инф}}}{2}$ . Т.о. в

т.  $B$  всегда наблюдается интерференционный максимум (светлое пятно), соответствующий ~~половине~~ диска первой открытоей зоны Френеля. Центральный максимум окружден центральными сиями темными и светлыми кольцами.

Патно Руассона — яркое пятно, возникающее за непрозрачным телом, освещенным направляемым пучком света, в его области геометрической тени.

ЗАДАЧА №3

$$\left. \begin{array}{l} R=8\text{ ОМ}; \\ \omega=1000(\text{с}^{-1}); \\ \frac{(w_m)}{W_{3A}} \end{array} \right\} \quad \begin{aligned} W_{3A} &= \frac{\epsilon_0 \cdot E(t)^2}{2} \cdot V \rightarrow V = \pi \cdot R^2 \cdot h, \\ U(t) &= U_0 \sin(\omega t) \cdot E = \frac{U(t)}{h} \\ W_{3A} &= \frac{\epsilon_0 (U_0 \cdot \sin(\omega t))^2}{2 \cdot h^2} (\pi R^2 h) \end{aligned}$$

$$j=0, Sh d\ell = \frac{d}{dt} \int D dS$$

$$D = \epsilon \cdot E \cdot E; H = \frac{B}{\mu_0}$$

$$\int H d\ell = \frac{B}{\mu_0} \cdot 2 \pi \cdot r$$

$$\frac{d}{dt} \int D dS = \frac{d}{dt} D \cdot \pi \cdot r^2 = \frac{d}{dt} \epsilon \epsilon_0 \cdot E \cdot \pi \cdot r^2 = \frac{d}{dt} \epsilon \epsilon_0 \cdot$$

$$\frac{(U_0 \sin(\omega t)) \pi \cdot r^2}{h} = \epsilon \epsilon_0 \cdot U_0 \cos(\omega t) = \frac{\omega}{h} \cdot \pi \cdot r^2$$

$$\frac{B}{\mu_0} \cdot 2 \cdot \pi \cdot r = \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot U_0 \cdot \cos(\omega t) \cdot \frac{w}{h} \cdot \pi \cdot r^2$$

$$B(r) = \frac{1}{2} \epsilon_0 U_0 \cdot \cos(\omega t) w \cdot r \cdot \frac{\mu_0}{h}$$

$$dV = \pi \cdot r^2 \cdot h - \pi (r+dr)^2 \cdot h = 2 \pi \cdot h \cdot r \cdot dr + \pi \cdot h \cdot dr^2$$

$$dV = \pi \cdot h \cdot \pi \cdot r \cdot dr$$

$$W_M = \int_0^R \frac{B}{2\mu_0} dV = \int_0^R \left( \frac{1}{2} \epsilon_0 U_0 \cos(\omega t) w \cdot r \cdot \frac{\mu_0}{h} \right)^2 \frac{1}{2\mu_0} (2\pi h) dr$$

$$W_M = \frac{1}{16} \cdot \epsilon_0^2 \cdot U_0^2 \cdot \cos^2(\omega t) \cdot w^2 \cdot R^4 \cdot \frac{\mu_0}{h} \cdot \pi$$

$$\frac{W_M}{W_{3A}} = \frac{\left( \frac{1}{16} \cdot \epsilon_0^2 \cdot U_0^2 \cdot \cos^2(\omega t) \cdot w^2 \cdot R^4 \cdot \frac{\mu_0}{h} \cdot \pi \right)}{\frac{\epsilon_0 (U_0 \sin(\omega t))^2}{2 \cdot h^2} (\pi \cdot R^2 \cdot h)}$$

$$\frac{W_{MAX_M}}{W_{MAX_{3A}}} = \frac{1}{8} \epsilon_0 \cdot w^2 \cdot R^2 \cdot \mu_0.$$

Билет 14

1. Скорость распространения электромагнитных волн.

Эл. м. волны распространяются в вакууме с константой скоростью

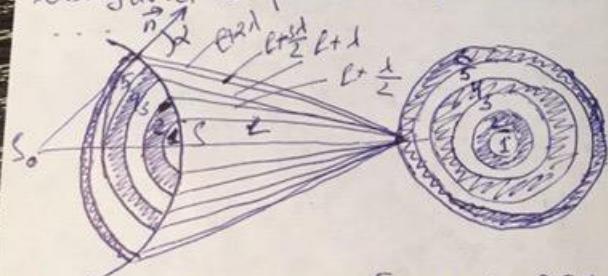
$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$$

Если - диэлектр. и магнитная проницаемость в вакууме

то  $\epsilon_0 \mu_0$  - электр. и магнитн. постоянные

2. Метод зон Френеля - метод разбиения волновой поверхности  $S$  на зоны.

Границы I зоны - точки касания  $S$ , находящиеся на расстоянии  $R + \frac{\lambda}{2}$  от ТМ.



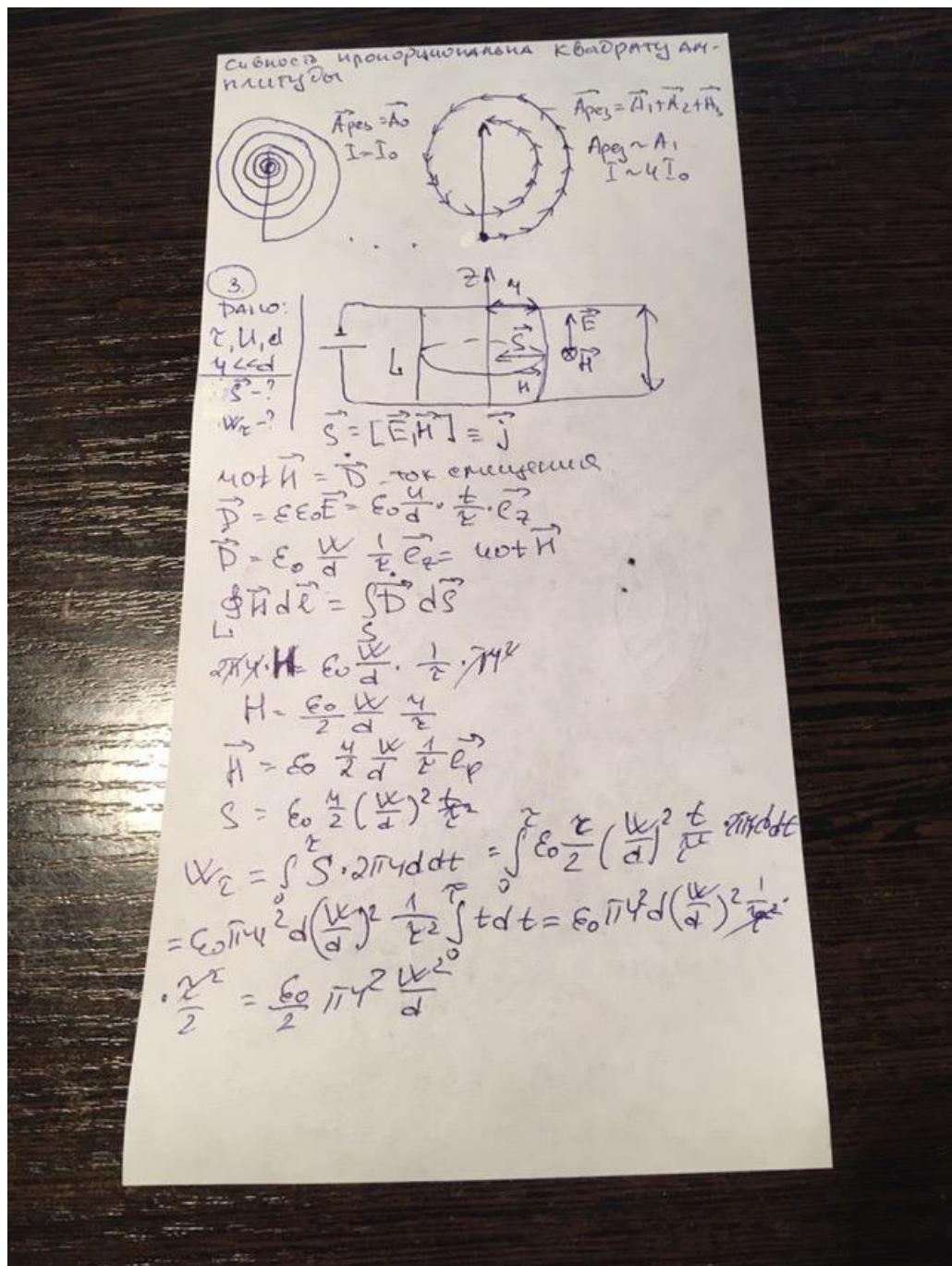
При сложении колебаний осадают друг друга

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - \dots + A_i$$

$A_i$  зависит от площади  $S_i$  зоны и угла  $\alpha_i$  между нормалью к касательной и прямой, направленной в Т.М.

$$\Delta S_i = S_i - S_{i-1} = \frac{\pi R \lambda}{R + \lambda} (i - i + 1) = \frac{\pi R \lambda}{R + \lambda}$$

Спираль Френеля позволяет уменьшить световую освещенность в Т.Р. Т.К. и тем-



15 Билет

Билет №15

1. Волновые уравнения для электромагнитного поля.

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{c^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$$

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = \frac{c^2}{c^2} \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}$$

$E$  - напряженность Э.Д.

$H$  - индукц. м.п.

2. Дифракция решетки - совокупность большого числа регулярно расположенных штрихов (щелей, выступов), действие основано на явлении дифракции света.

Основные уравнения:

$$d = d \sin \varphi$$

$d$  - разность хода лучей;

$d$  - период решетки)

Число главных минимумов:

$$d \sin \varphi = \pm k \lambda \quad (k=1, 2, 3, \dots)$$

Фон. максимумы:

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda \quad (m=0, 1, 2, \dots)$$

$\lambda$  - длина волны

N3.

BAND E, d, M, V = V<sub>0</sub> cos ωt

H - ?

$$E = R e^{\frac{V_m}{d} e^{i\omega t}}$$

$$j_e = \frac{\partial E}{\partial t} = R e^{\frac{\partial}{\partial t} \frac{V_m}{d} e^{i\omega t}}$$

$$j_d = \frac{\partial D}{\partial t} = R e \epsilon_0 \epsilon_i \omega \frac{V_m}{d} e^{i\omega t}$$

$$j_R = \frac{V_m}{d} \sqrt{\delta^2 + (\epsilon_0 \epsilon_i \omega)^2} \cos(\omega t + \alpha)$$

$$\tan \alpha = \frac{\delta}{\epsilon_0 \epsilon_i}$$

$$\mu \cdot 2\pi \cdot 4 = \pi \cdot 4^2 j_T$$

$$H = H_m \cos(\omega t + \alpha)$$

$$H_m = \frac{\pi V_m}{2d} \sqrt{\delta^2 + (\epsilon_0 \epsilon_i \omega)^2}$$

## 16 билет

1.

### Система уравнений Максвелла в интегральной форме

$$1. \oint_L \vec{E} d\vec{l} = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}.$$

$$2. \oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0.$$

$$3. \oint_L \vec{H} d\vec{l} = \int_S \left( \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S}.$$

$$4. \int_V \rho dV.$$

1. Циркуляция вектора напряженности  $\vec{E}$  вихревого электрического поля по любому замкнутому контуру равна скорости изменения магнитного потока через площадь контура, взятую с обратным знаком.

Отражает:

- первое положение теории Максвелла,
- закон электромагнитной индукции.

2. Поток вектора индукции  $\vec{B}$  магнитного поля через любую замкнутую поверхность равен нулю.

Следовательно, силовые линии магнитного поля замкнуты.

3. Циркуляция вектора напряженности  $\vec{H}$  магнитного поля по замкнутому контуру равна алгебраической сумме токов, пронизывающих этот контур.

Закон полного тока.

Физический смысл: магнитное поле порождается током проводимости и переменным электрическим полем.

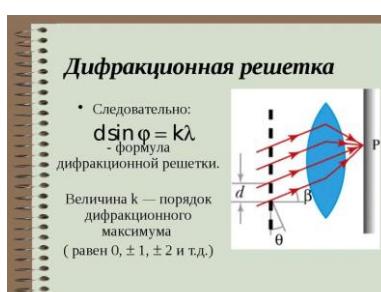
4. Поток вектора электрической индукции  $\vec{D}$  через любую замкнутую поверхность равен сумме свободных зарядов, охватываемых этой поверхностью.

Теорема Гаусса для вектора  $\vec{D}$ .

Физический смысл: электрическое поле создается нескомпенсированными электрическими зарядами.

## 2 вопрос

Дифракционные решетки, представляющие собой точную систему штрихов некоторого профиля, нанесенную на плоскую или вогнутую оптическую поверхность, применяются в спектральном приборостроении, лазерах, метрологических мерах малой длины и т.д. Величина  $d = a + b$  называется постоянной (периодом) дифракционной решетки, где  $a$  — ширина щели;  $b$  — ширина непрозрачной части



### Характеристики спектральных приборов

Основное назначение дифракционной решетки — установление длины волны излучения, т.е. определение различия в длинах волн двух близких спектральных линий.

1. Угловая дисперсия — угловое расстояние между двумя линиями, длина волны которых отличается на единицу ( $1 \text{ нм}$  или  $1 \text{ ангстрем}$ ).

$$D = \frac{d\phi}{d\lambda}$$

$$d \sin \phi = \pm m\lambda$$

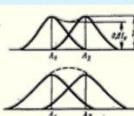
$$d \cos \phi d\phi = \pm m d\lambda$$

$$D = \frac{d\phi}{d\lambda} = \frac{m}{\cos \phi} \frac{1}{d} \approx \frac{m}{d}$$

$$D = \frac{1}{d} m = nm$$

$n$  — число щелей на единицу длины.  
Угловая дисперсия дифракционной решетки тем больше, чем большее порядок дифракции и количество щелей на единицу длины.

2. Разрешающая способность — безразмерная величина  $R$ , где  $\delta\lambda$  — минимальная разность длин волн двух спектральных линий в окрестности  $\lambda$ , при которой эти линии разрешаются (воспринимаются в спектре раздельно).



### Критерий разрешимости Эреля

Две близлежащие спектральные линии с равными интенсивностями разрешимы, если максимум одной линии совпадает с минимумом другой линии и наоборот.

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$$

$$R = mN$$

При работе с дифракционной решеткой получаем 4 зерна Рэлея:

$$R_m = \sqrt{m \frac{\delta\lambda}{\lambda + \delta\lambda}}$$

$$\delta\lambda = \lambda_m \frac{\delta\lambda}{m\lambda}$$

$$r^2 = m\lambda \frac{\delta\lambda}{\lambda + \delta\lambda}$$

$$r^2(\lambda + \delta\lambda) = m\lambda \delta\lambda$$

$$m^2 \lambda^2 + m^2 \lambda \delta\lambda - m\lambda \delta\lambda = 0$$

$$\delta\lambda(r^2 - m\lambda) = -m^2 \lambda$$

$$\delta\lambda = \frac{m^2 \lambda}{r^2 - m\lambda}$$

3

# 17 билет

1

## Энергия электромагнитной волны. Вектор Пойнтинга. Теорема Пойнтинга

### • Энергия электромагнитных волн

Рассмотрим случай распространения  $\text{э/м}$  волны в среде с проницаемостями  $\epsilon$  и  $\mu$ , т. е. со скоростью  $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}$ .

Как и упругие механические волны –  $\text{э/м}$  волны **переносят энергию**. Объемную плотность энергии этой волны можно представить как сумму

$$W = W_E + W_H = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} = \frac{\vec{E}\cdot\vec{D}}{2} + \frac{\vec{H}\cdot\vec{B}}{2} \quad (7)$$

Из соотношения для  $\text{э/м}$  волны  $\sqrt{\epsilon\epsilon_0}E = \sqrt{\mu\mu_0}H$  следует, что в каждый момент времени должны быть равны объемные плотности энергии электрического и магнитного полей, т. е.  $w_E = w_H$  и тогда выражению (7) можно придать вид:

$$W = 2w_E = 2w_H \text{ или } W = \epsilon\epsilon_0 E^2 = \mu\mu_0 H^2 = \sqrt{\epsilon_0\mu_0}E\cdot H = \frac{1}{2}E\cdot H \quad (8)$$

Перенос электромагнитной энергии в пространстве принято характеризовать **плотностью потока энергии**, т. е. энергией, переносимой  $\text{э/м}$  волной в единицу времени единице волновой поверхности, перпендикулярной направлению распространению волны – или **вектором Пойнтинга**

2.

## Физические основы голограмии

- Голограмия основывается на двух физических явлениях - дифракции и интерференции световых волн
- Голограммы Габора отличались низким качеством, т.к. получали качественную голограмму без когерентного источника света невозможно
- Решающее значение для развития голограмм имело изобретение в 1960 г. оптического квантового генератора или лазера



## Применение голограмии

- В денежных купюрах, для их защиты от подделок.
- В акомуляторах для сотовых телефонов.
- В 2D и 3D изображений.
- Голографические изображение
- Почтовые марки

3

## Энергия электромагнитной волны. Вектор Пойнтинга. Теорема Пойнтинга

### • Вектор Пойнтинга, теорема Пойнтинга

Вектор Пойнтинга  $\mathbf{S}$  можно определить как вектор Умова в механике  $\mathbf{J} = w\mathbf{v}$ , т.е. как вектор плотности потока энергии. Поэтому с учетом (8) получаем:

$$\mathbf{S} = w\mathbf{v} = (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \quad (9)$$

Полный поток  $\text{э/м}$  энергии через некоторую поверхность  $A$  можно определить как поток вектора Пойнтинга, т. е.

$$\Phi_s = \int \mathbf{S} \cdot d\mathbf{A} \quad (10)$$

где  $d\mathbf{A}$  – элементарный вектор поверхности.

Полная энергия  $\text{э/м}$  поля в данном объеме может изменяться как за счет «вытекания» ее из этого объема, так и за счет того, что поле передает свою энергию веществу (заряженным частицам), т.е совершает работу над ним (ними).

Это утверждение формулируется как **теорема Пойнтинга** и записывается в виде уравнения:

$$-\frac{dW}{dt} = \int \mathbf{S} \cdot d\mathbf{A} + P \quad (11)$$

где  $P$  – мощность, которую развивают силы  $\text{э/м}$  поля при перемещении зарядов вещества внутри данного объема.

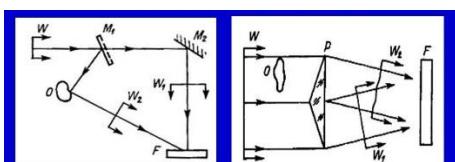


Рис. 14. Схема образования опорной  $W_1$  и предметной  $W_2$  волны делением световой волны по амплитуде:  $O$  – объект;  $F$  – фотоэмульсия;  $M_1$  – полупрозрачное зеркало;  $M_2$  – зеркало

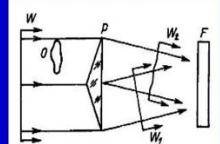


Рис. 15. Схема образования опорной  $W_1$  и предметной  $W_2$  волны делением световой волны по фронту:  $O$  – объект;  $F$  – фотоэмульсия;  $P$  – бипризма

### Билет 3

Разрешающая способность дифр решётки

Дано

$$\begin{array}{c|c} l \\ \hline \lambda \\ R? \end{array}$$

Решение:

$$R = mN$$

$m$ -номер max

Найти первое значение  $N$

$$N = \frac{l}{\lambda}$$

Условие нахождения  $m$ :  $\sin \varphi = m\lambda$  (1)  $m=0$  - центр max  
 $\omega = \pm 1, \pm 2, \dots$

max  $\sin \varphi = 1$

$$\text{Отсюда из (1): } m = \frac{l}{\lambda}$$

$$R = \frac{l}{\lambda} \cdot \frac{d}{l} = \frac{d}{\lambda} \quad \text{Ответ: Разрешающая способность не имеет выражения } \frac{l}{\lambda}$$

## 18 билет

1. Оптическое излучение — электромагнитные волны с длиной в диапазоне от 1 нм до 1 мм. К оптическому излучению относятся видимый свет, инфракрасное и ультрафиолетовое излучения. Интенсивность излучения — энергетич. характеристика эл-магн. излучения, распространяющегося в заданном направлении, пропорциональная квадрату амплитуды колебаний. Мерой интенсивности служит Пойнтинга вектор.

$$I = \int_0^{\infty} I_v dv = \int_0^{\infty} I_{\lambda} d\lambda,$$

где  $I_v$  или  $I_{\lambda}$  — спектральная И. и., рассчитанная на единицу интервала частот  $v$  или длины волн  $\lambda$  соответственно.

2.

Дифракция рентгеновских лучей — рассеяние рентгеновских лучей кристаллами (или молекулами жидкостей и газов), при котором из начального пучка лучей возникают вторичные отклонённые пучки той же длины волны, появившиеся в результате взаимодействия первичных рентгеновских лучей с электронами вещества; направление и интенсивность вторичных пучков зависят от строения рассеивающего объекта. Дифрагированные пучки составляют часть всего рассеянного веществом рентгеновского излучения.

Кристалл является естественной трёхмерной дифракционной решёткой для рентгеновских лучей, т.к. расстояние между рассеивающими центрами (атомами) в кристалле одного порядка с длиной волны рентгеновских лучей ( $\sim 1\text{\AA} = 10^{-8}\text{ см}$ ). Направление дифракционных максимумов удовлетворяет одновременно трём условиям:

$$(\cos a - \cos a_0) = Hl,$$

$$b (\cos b - \cos b_0) = Kl,$$

$$c (\cos g - \cos g_0) = Ll.$$

Здесь  $a, b, c$  — периоды кристаллической решётки по трём её осям;  $a_0, b_0, g_0$  — углы, образуемые

падающим, а  $a, b, g$  - рассеянным лучами с осями кристалла;  $l$  - длина волны рентгеновских лучей,  $H, K, L$  - целые числа. Эти уравнения называются уравнениями Лауэ. Дифракционную картину получают либо от неподвижного кристалла с помощью рентгеновского излучения со сплошным

### Условие Вульфа-

Брэгга определяет направление возникновения дифракции максимумов упругого рассеянного на кристалле рентгеновского излучения  $2d \sin \theta = n\lambda$ ,

где  $d$ -межплоскостное расстояние,  $\theta$ -угол скольжения падающего луча,  $n$ -порядок отражения,  $\lambda$ -длина волны.

<https://dic.academic.ru/dic.nsf/ruwiki/1168630#.D0.92.D1.8B.D0.B2.D0.BE.D0.B4> тут вывод если что)))

3

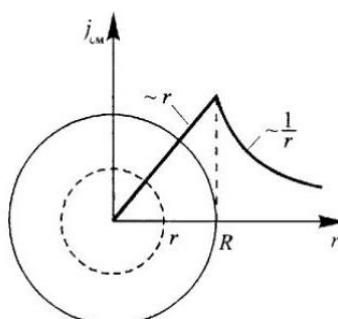
<i>Дано</i>	<i>Решение</i>
$R$	
$B = At^2$	$j_{cm} = \frac{\partial D}{\partial t},$
$A = \text{const}$	
$j_{cm}(r) = ?$	$\oint_L \mathbf{E} d\mathbf{l} = - \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} d\mathbf{S},$
	$B = At^2, \quad \frac{\partial B}{\partial t} = 2At;$
$r < R,$	$E = Atr, \quad j_{cm} = -\epsilon_0 Ar;$
$r > R,$	$E = \frac{R^2 At}{r}, \quad j_{cm} = \frac{\epsilon_0 AR^2}{r};$
$r = R,$	$j_{cm} = \epsilon_0 AR.$

### Ответ

$$j_{cm} = -\epsilon_0 Ar \quad (r < R);$$

$$j_{cm} = \frac{\epsilon_0 AR^2}{r} \quad (r > R);$$

$$j_{cm} = \epsilon_0 AR \quad (r = R).$$



## 19 Билет

### • 1.

**Плоская волна** – это волна, имеющая плоский фронт волны. Плоской волне также можно дать следующее определение. Волна называется плоской однородной, если векторное поле  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  в любой точке плоскости перпендикулярны направлению распространения и не изменяются по фазе и амплитуде.

Уравнение плоской волны

ОПРЕДЕЛЕНИЕ

Электромагнитную волну называют плоской, если векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  зависят только от времени и одной декартовой координаты.

Для плоской электромагнитной волны, распространяющейся вдоль положительного направления оси Ox правовинтовой системы координат, уравнения электромагнитной волны записываются следующим виде:

$$\begin{aligned} E_x - H_z &= 0 \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} &= -\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t}, \quad \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} &= -\varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t}, \quad \frac{\partial H_z}{\partial x} = -\varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} \\ H_x &= \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_y, \quad H_y = -\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_z \\ \vec{E} &= \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \vec{H} \cdot \vec{n} = \frac{c}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} \text{rot} \vec{A} \times \vec{n}, \quad (5) \end{aligned}$$

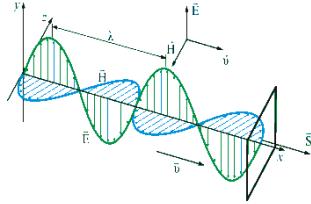
где  $\vec{n}$  – единичный вектор, проведенный в направлении распространения волны. Мы видим, что плоская электромагнитная волна может быть полностью определена с помощью одного лишь векторного потенциала  $\vec{A}$ . Вакууме:

$$H_y = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_z, \quad H_z = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_y \quad (6)$$

$$\sqrt{\varepsilon_0} E = \sqrt{\mu_0} H \quad (7)$$

[Поделиться](#)

Векторы напряженности электрического ( $E \rightarrow$ ) и магнитного ( $H \rightarrow$ ) полей в электромагнитной волне всегда взаимно перпендикулярны, они находятся в плоскости перпендикулярной вектору скорости волны ( $v \rightarrow$ ). Из вышесказанного следует, что электромагнитные волны являются поперечными.



2. Направив узкий пучок рентгеновских лучей на неподвижный кристалл, они зарегистрировали на помещённой за кристаллом фотопластинке дифракционную картину, которая состояла из большого числа закономерно расположенных пятен. Каждое пятно – след дифракционного луча, рассеянного кристаллом. Рентгенограмма, полученная таким методом носит название лаузграммы. Это открытие явилось основой **рентгеноструктурного анализа**.

Длины волн рентгеновских лучей, используемых в практических целях, лежат в пределах от нескольких ангстрем до долей ангстрема ( $\text{\AA}$ ), что соответствует энергии электронов, вызывающих рентгеновское излучение от  $10^3$  до  $10^5$  эв.

### 3.

4.20.3

$$\begin{aligned} \omega &= 10^3 & W_M &= \int \frac{B^2}{2\mu_0} dV & B &= \mu_0 \cdot n \cdot I & W_M &= \frac{(\mu_0 \cdot n \cdot I)^2}{2\mu_0} \cdot (\pi R^2 \cdot h) = \frac{1}{2} \cdot \mu_0 \cdot n^2 \cdot I^2 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot h \\ R &= 6 \cdot 10^{-2} & & & & & \\ \varepsilon &= 1 & W_{3D} &= \int \frac{\varepsilon_0 \cdot E^2}{2} dV & & & \\ \mu &= 1 & & & & & \end{aligned}$$

Рассмотрим циркуляцию  $E$  по кругу радиуса  $r$  ( $r < R$ ), параллельному боковой стороне солнца

$$\int E \cdot dI = \frac{d}{dt} \int B \cdot dS \quad E(r) \cdot 2 \cdot \pi \cdot r = \frac{d}{dt} [\mu_0 \cdot n \cdot I] \cdot (\pi \cdot r^2)$$

Пусть ток  $I$  меняется от  $t$  по закону  $I = I_0 \sin(\omega \cdot t)$

$$E(r) \cdot 2 \cdot \pi \cdot r = \pi \cdot r^2 \cdot \mu_0 \cdot n \cdot \frac{d}{dt} (I_0 \cdot \sin(\omega \cdot t)) \rightarrow 2 \cdot E(r) \cdot \pi \cdot r = -\pi \cdot r^2 \cdot \mu_0 \cdot n \cdot I_0 \cdot \cos(\omega \cdot t) \cdot \omega \quad E(r) = -\frac{1}{2} \cdot \mu_0 \cdot n \cdot I_0 \cdot \cos(\omega \cdot t) \cdot \omega \cdot r$$

$dV$  - объем колца, толщиной  $dr$

$$dV = \pi \cdot r^2 \cdot h - \pi \cdot (r + dr)^2 \cdot h = 2 \cdot \pi \cdot h \cdot r \cdot dr - \pi \cdot h \cdot dr^2 \quad dV = 2 \cdot \pi \cdot h \cdot r \cdot dr$$

$$W_{3D} = \int_0^R \frac{\varepsilon_0 \cdot E^2}{2} dV = \int_0^R \frac{\varepsilon_0}{2} \left( \frac{-1}{2} \cdot \mu_0 \cdot n \cdot I_0 \cdot \cos(\omega \cdot t) \cdot \omega \cdot r \right)^2 \cdot (2 \cdot \pi \cdot h \cdot r) dr = \frac{1}{16} \cdot R^4 \cdot \varepsilon_0 \cdot \mu_0^2 \cdot n^2 \cdot I_0^2 \cdot \cos(\omega \cdot t)^2 \cdot \omega^2 \cdot \pi \cdot h$$

$$\frac{W_{3D}}{W_M} = \frac{\left( \frac{1}{16} \cdot R^4 \cdot \varepsilon_0 \cdot \mu_0^2 \cdot n^2 \cdot I_0^2 \cdot \cos(\omega \cdot t)^2 \cdot \omega^2 \cdot \pi \cdot h \right)}{\left[ \frac{1}{2} \cdot \mu_0 \cdot n^2 \cdot (I_0 \cdot \sin(\omega \cdot t))^2 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot h \right]} \quad \frac{W_{\max,3D}}{W_{\max,M}} = \frac{\left( \frac{1}{16} \cdot R^4 \cdot \varepsilon_0 \cdot \mu_0^2 \cdot n^2 \cdot I_0^2 \cdot \omega^2 \cdot \pi \cdot h \right)}{\left( \frac{1}{2} \cdot \mu_0 \cdot n^2 \cdot I_0^2 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot h \right)} = \frac{1}{8} \cdot R^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot \omega^2$$

## 20 Билет

1.

$$\text{Уравнения Максвелла в интегральной форме: } \begin{aligned} 1 - \oint \vec{E} d\vec{l} &= - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}; \\ 3 - \oint \vec{H} d\vec{l} &= \left( \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S}; \\ 4 - \oint \vec{B} d\vec{S} &= 0; \\ 2 - \oint \vec{D} d\vec{S} &= \rho dV \end{aligned}$$

1. Циркуляция вектора  $\vec{E}$  по любому замкнутому контуру равна со знаком минус производной по времени от магнитного потока через любую поверхность, ограниченную данным контуром. При этом под  $\vec{E}$  понимается не только вихревое [электрическое поле](#), но и электростатическое (циркуляция такого поля равна нулю). 2. Поток вектора  $\vec{D}$  сквозь любую замкнутую поверхность равен алгебраической сумме сторонних зарядов, охватываемых этой поверхностью. (Фактически это [теорема Гаусса](#) для поля заряда, распределенного внутри замкнутой поверхности с объемной плотностью  $\rho$ ) 3. Циркуляция вектора  $\vec{H}$  по любому замкнутому контуру равна полному току (току проводимости и току смещения) через произвольную поверхность, ограниченную данным контуром. 4. Поток вектора  $\vec{B}$  сквозь произвольную замкнутую поверхность всегда равен нулю. Данное уравнение постулирует отсутствие в природе «магнитных» зарядов. (Это теорема Гаусса для [магнитного поля](#))

**Уравнения Максвелла**



Джеймс Клерк Максвелл (1831 – 1879 гг.) выдающийся английский физик

**Дифференциальная форма:**

$$1) \nabla \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad 2) \nabla \vec{D} = \rho;$$

$$3) \nabla \vec{B} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}; \quad 4) \nabla \vec{D} = 0$$

**Математические уравнения состояния среды:**

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \quad \vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$$

**Закон Ома:**

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}$$

**Интегральная форма:**

$$1) \oint \vec{E} d\vec{l} = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}; \quad 2) \oint \vec{D} d\vec{S} = \rho dV$$

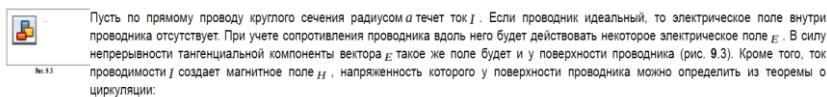
$$3) \oint \vec{H} d\vec{l} = \int_S \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{S}; \quad 4) \oint \vec{B} d\vec{S} = 0$$

Уравнение преобразуется из дифференциальной формы в интегральную, и, наоборот, при использовании теоремы Остроградского – Гаусса (уравнения (3) и (4)) и при использовании теоремы Стокса (уравнения (1) и (2)).

2. Для регистрации и восстановления волны необходимо уметь регистрировать и восстанавливать амплитуду и фазу идущей от предмета волны. Это в принципе возможно, так как распределение интенсивности в интерференционной картине, описываемое формулой (144.2),  $A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1)$  (учитывая, что  $I^2 A^2$ ), определяется как амплитудой 297 интерферирующих волн, так и разностью их фаз. Поэтому для регистрации как фазовой, так и амплитудной информации кроме волны, идущей от предмета (так называемой **предметной волны**), используют еще когерентную с ней волну, идущую от источника света (так называемую **опорную волну**). Идея голограммирования состоит в том, что фотографируется распределение интенсивности в интерференционной картине, возникающей при суперпозиции волнового поля объекта и когерентной ему опорной волне известной фазы. Последующая дифракция света на зарегистрированном распределении почекений в фотослое восстанавливает волновое поле объекта и допускает, изучение этого поля при отсутствии объекта.

3.

а ЗАМЕНЯЕМ НА г



$$H \cdot 2\pi a = I; \quad H = \frac{I}{2\pi a}.$$

Векторы  $E$  и  $H$  направлены так, что вектор Пойнгинга  $S$  направлен внутрь проводника перпендикулярно его поверхности.

Определим поток электромагнитной энергии сквозь боковую поверхность участка провода длины  $l$ :

$$\Phi_s = S 2\pi a l = EH 2\pi a l = IU = I^2 R.$$

(здесь использована формула  $E = U/R$ ,  $U$  – разность потенциалов на концах данного участка).

Таким образом, мы приходим к выводу, что при прохождении постоянного тока через проводник с сопротивлением  $R$  выделяемая в виде теплоты энергия поступает через боковую поверхность из окружающего пространства, где движется энергия электрического и магнитного поля.

**Закон Джоуля – Ленца**

$$W = I^2 R t$$

Энергия, выделяющаяся в проводнике в виде тепла

Сопротивление однородного проводника с постоянным сечением

$$R = \frac{1}{\gamma} \int \frac{dl}{S} = \frac{I}{\gamma S}$$

где  $\frac{1}{\gamma} = \rho$  **удельное сопротивление вещества проводника**

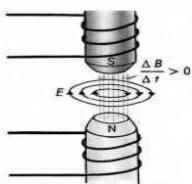
$$R = \rho \frac{l}{S} \quad 1\Omega_m = \frac{1\text{Вольт}}{1\text{ампер}} = \frac{1\text{В}}{1\text{А}}$$

Сопротивление проводника, на концах которого при силе тока в 1А существует разность потенциалов 1В

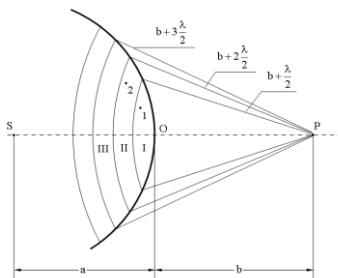
расчет энергии Джоуля-Ленца

## 21 Билет

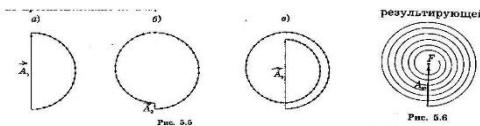
1. Причина возникновения электрического тока в неподвижном проводнике - электрическое поле. Всякое изменение магнитного поля порождает индукционное электрическое поле независимо от наличия или отсутствия замкнутого контура, при этом если проводник разомкнут, то на его концах возникает разность потенциалов; если проводник замкнут, то в нем наблюдается индукционный ток.



Индукционное электрическое поле является вихревым. Направление силовых линий вихревого эл. поля совпадает с направлением индукционного тока. Индукционное электрическое поле имеет совершенно другие свойства в отличии от электростатического поля.



2. Вычисление интеграла в пункте в общем случае - трудная задача. В случаях, если в задаче существует симметрия, амплитуду результирующего колебания можно найти методом зон Френеля, не прибегая к вычислению интеграла. Пусть от источника света S распространяется монохроматическая сферическая волна, P - точка наблюдения. Через точку O проходит сферическая волновая поверхность. Она симметрична относительно прямой SP. Разобьем эту поверхность на кольцевые зоны I, II, III и т.д. так, чтобы расстояния от краев зоны до точки P отличались на  $\lambda/2$  - половину длины световой волны. Это разбиение было предложено О. Френелем и зоны называют зонами Френеля. Что дает такое разбиение для расчета интенсивности в точке P? Возьмем произвольную точку 1 в первой зоне Френеля. В зоне II найдется, в силу правила построения зон, такая соответствующая ей точка, что разность хода лучей, идущих в точку P от точек 1 и 2 будет равна  $\lambda/2$ . Вследствие этого колебания от точек 1 и 2 погасят друг друга в точке P. Из геометрических соображений следует, что при не очень больших номерах зон их площади примерно одинаковы. Значит каждой точке первой зоны найдется соответствующая ей точка во второй, колебания которых погасят друг друга. Амплитуда результирующего колебания, приходящего в точку P от зоны с номером m, уменьшается с ростом m, т.е. Происходит это из-за увеличения с ростом m угла между нормалью к волновой поверхности и направлением на точку P. Значит гашение колебаний соседних зон будет не совсем полным.



Разобьём мысленно волновую поверхность на очень узкие кольцевые зоны с амплитудами , которые с увеличением будут убывать по модулю и отставать по фазе от колебаний, создаваемых предыдущей зоной. Изобразив отставание по фазе поворотом каждого вектора против часовой стрелки на соответствующий угол, получаем цепочку векторов, векторная сумма которых есть результирующая амплитуда колебаний в т.Р. а) – результат действия 1-й зоны Френеля; б) – результат действия первых двух зон Френеля; в) – результат действия первых трёх зон Френеля. Цепочка по мере увеличения числа узких кольцевых зон «закручивается» в спираль, и в результате амплитуда от действия всех зон (всей волновой поверхности) должна равняться . Видно, что амплитуда колебаний в точке P при наличии преграды с круглым отверстием, открывающим только 1-ю зону Френеля, в 2 раза больше, а интенсивность в 4 раза больше () чем от полностью открытой волновой поверхности (преграды вообще нет).

3.

Баренев 22,30

Дано:

$$L_{36} = \Delta z = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$$

$$\lambda = 0,6 \cdot 10^{-6}$$

$$k_1 = 3 \quad k_2 = 5 \quad n = 1$$

Найти:  $\rho$

Решение

$$1) z_{\min} = \sqrt{\frac{\lambda R k}{n}}$$

$$\frac{z_{\min}}{z_{\max}} = \frac{\sqrt{\frac{\lambda R k_1}{n}}}{\sqrt{\frac{\lambda R k_2}{n}}} = \sqrt{\frac{k_1}{k_2}} \Rightarrow z_{\max} = z_{\min} \sqrt{\frac{k_2}{k_1}}$$

$$2) \Delta z = z_{\max} - z_{\min} = z_{\min} \left( \sqrt{\frac{k_2}{k_1}} - 1 \right)$$

$$z_{\min} = \left( \sqrt{\frac{k_2}{k_1}} - 1 \right)$$

$$3) R = \frac{n z_{\min}^2}{\Delta z} = \frac{n \left( \sqrt{\frac{k_2}{k_1}} - 1 \right)^2}{\Delta z}$$

$$= \frac{1 \cdot \left( \sqrt{\frac{5}{3}} - 1 \right)^2}{0,6 \cdot 10^{-6} \cdot 3 \cdot 0,25 \cdot 10^{-6}} \approx 0,2 \cdot 10^{-12} \text{ м} = 0,2 \text{ нм}$$

## 1. Энергия электромагнитного поля

Электромагнитные волны переносят энергию из одной точки пространства в другую за конечное время из-за конечности скорости распространения электромагнитной волны, равной  $c$ , как мы убедились выше, скорости света в той среде, где она распространяется.

Энергия  $W$  электромагнитной волны внутри некоторого объема  $V$  определяется плотностью энергии  $\nu$  электромагнитного поля волны в соответствии с выражением<sup>1</sup>:

$$W = \int_V \nu dV. \quad (1.22)$$

Оказывается плотность энергии электромагнитной волны находится в связи с плотностью потока энергии, импульса, связанных с феноменом давления электромагнитных волн.

Рассмотрим определение плотности энергии электромагнитной волны.

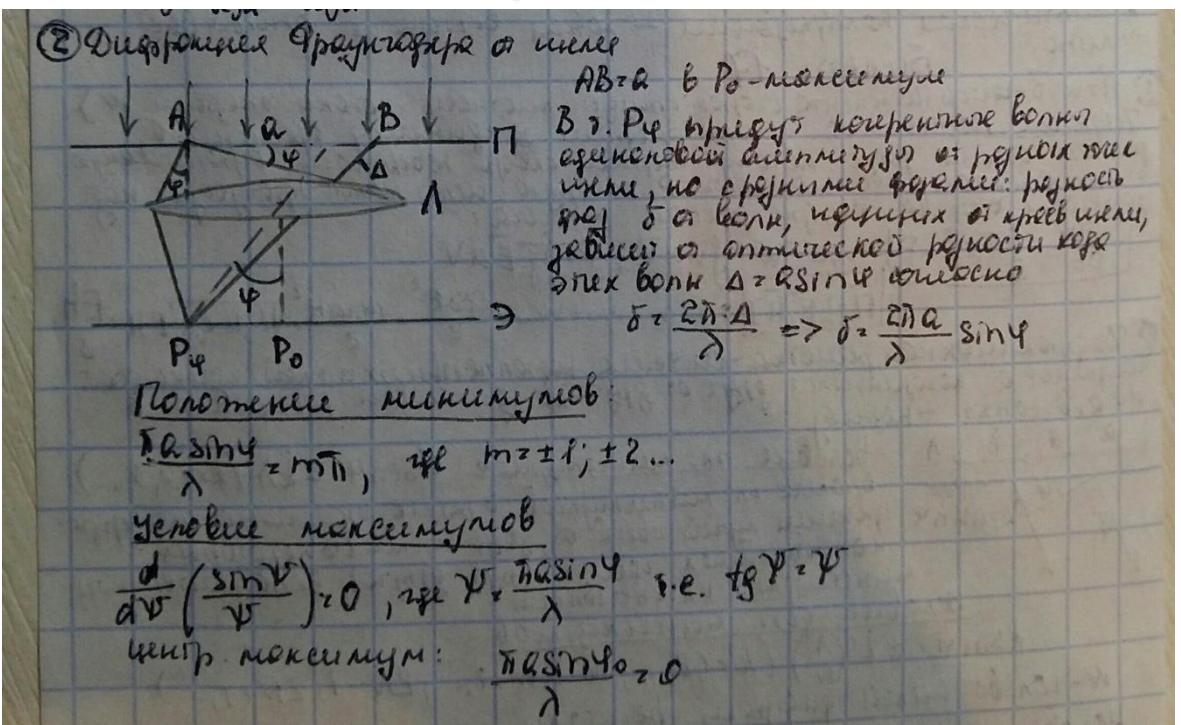
Пусть среда, в которой распространяется электромагнитная волна, не является ферромагнетиком или сегнетоэлектриком, неподвижна и не обладает проводимостью ( $\sigma = 0$ ). В этом случае можно считать равными нулю токи проводимости, поскольку в соответствии с законом Ома эти токи пропорциональны проводимости:  $J = \sigma E$ . Вследствие этого нет расхода части энергии электромагнитной волны на увеличение внутренней энергии среды распространения волны из-за выделения Джоулева тепла.

В частном случае однородных сред распространения в соответствии с материальными уравнениями (1.1a)  $D = \epsilon \epsilon_0 E$  и  $B = \mu \mu_0 H$  объемная плотность энергии электромагнитной волны может быть рассчитана по формуле<sup>2</sup>

$$\nu = \frac{1}{2} [\epsilon \epsilon_0 (\vec{E})^2 + \mu \mu_0 (\vec{H})^2]. \quad (1.23a)$$

Или в другом виде

$$\nu = \frac{1}{2} [(\vec{E}, \vec{D}) + (\vec{H}, \vec{B})]. \quad (1.23b)$$



Пример. Плотность потока энергии солнечного излучения, падающего на границу земной атмосферы, равна 1350 Вт/м<sup>2</sup>, считая, что весь поток создается электромагнитной волной.

Решение.

На основании связи напряженностей магнитного  $H$  и электрического поля  $E$  имеем:

$$E \sqrt{\epsilon \epsilon_0} = H \sqrt{\mu \mu_0}. \quad (1)$$

Магнитная индукция  $B = \mu \mu_0 H$ . Тогда, используя (1), имеем:

$$B = E \sqrt{\epsilon_0 \mu_0},$$

так как в вакууме  $\epsilon = 1$ ,  $\mu = 1$ .

Величина среднего значения вектора Пойнтинга  $S = \frac{E^2 \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}{2\mu_0}$ , так как  $\bar{S} = \frac{|\vec{E} \vec{B}|}{2\mu_0}$ .

$$\text{Отсюда } E = \sqrt{\frac{2S\mu_0}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}} = \sqrt{2S \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}}.$$

Подставляя численные значения, получим:

$$E \approx 10^3 \text{ В/м.}$$

$$B = 3,4 \cdot 10^{-6} \text{ Тл.}$$

Ответ:  $E \approx 10^3 \text{ В/м. } B = 3,4 \cdot 10^{-6} \text{ Тл.}$

## 23 Билет

### 1. Уравнения максвелла в диф форме. Их свойства и смысл

Переход от уравнений Максвелла в интегральной форме к уравнениям Максвелла в дифференциальной форме осуществляется на основании

теоремы Остроградского-Гаусса:  $\oint_S \vec{A} d\vec{S} = \int_V \operatorname{div} \vec{A} dV,$

теоремы Стокса:  $\oint_L \vec{A} dl = \int_S \operatorname{rot} \vec{A} d\vec{S}.$

1.  $\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}.$

2.  $\operatorname{div} \vec{B} = 0.$

3.  $\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}.$

4.  $\operatorname{div} \vec{D} = \rho.$

Из уравнений Максвелла следует.

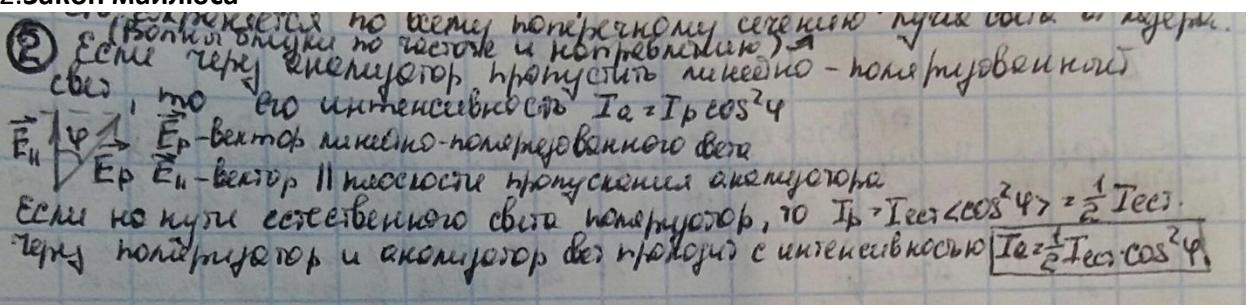
1) Электрическое и магнитное поля взаимосвязаны, т.е. в общем случае электрическое и магнитное поля не могут существовать независимо друг от друга. Следовательно, существует единое *электромагнитное поле*.

2) Уравнения Максвелла являются инвариантными относительно преобразований Лоренца, т.е. их вид не меняется при переходе от одной ИСО к другой.

3) В общем случае уравнения Максвелла не симметричны.

$$\operatorname{rot} \vec{E} = \underbrace{-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}}_{\text{одно слагаемое}}; \quad \operatorname{rot} \vec{H} = \underbrace{\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}}_{\text{два слагаемых}}.$$

### 2. Закон майлюса



3.

Показать, что на границе раздела двух сред нормальные составляющие вектора Пойнтинга не терпят разрыва, т. е.  
 $S_{1n} = S_{2n}$ .

Решение:

Пусть  $\vec{n}$  - вдоль оси z. Тогда

$$S_{1n} = E_{1x}H_{1y} - E_{1y}H_{1x}$$
$$\text{и } S_{2n} = E_{2x}H_{2y} - E_{2y}H_{2x}$$

Используя граничное условие  $E_{1t} = E_{2t}, H_{1t} = H_{2t}$  на границе ( $t = x$  или  $y$ ), мы видим, что

$$S_{1n} = S_{2n}.$$

## 24 Билет

### 1. Волновое уравнение для электромагнитного поля

$$\Delta \mathbf{E} = \frac{\epsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}. \quad (104.7)$$

Раскрыв оператор Лапласа, получим

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} = \frac{\epsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}. \quad (104.8)$$

Взяв ротор от обеих частей уравнения (104.3) и произведя аналогичные преобразования, придем к уравнению

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial z^2} = \frac{\epsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2}. \quad (104.9)$$

Уравнения (104.8) и (104.9) неразрывно связаны друг с другом, так как они получены из уравнений (104.1) и (104.3), каждое из которых содержит и  $\mathbf{E}$ , и  $\mathbf{H}$ .

### 2. Спектральные характеристики дифракционной решётки.

Основными характеристиками дифракционной решётки как спектрального прибора являются такие её параметры, как дисперсия и разрешающая способность.

*Дисперсия дифракционной решётки.*

*Дисперсия дифракционной решётки* определяется угловым или линейным расстоянием между дифракционными максимумами, соответствующих спектральному составляющему, длина волны которых отличается на единицу.

Следовательно, математическим выражением для угловой дисперсии  $D_\varphi$  дифракционной решётки является следующее выражение:

$$D_\varphi = \delta\varphi / \delta\lambda. \quad (5.38)$$

После дифференцирования по  $\lambda$  выражения (5.36), определяющего угловые направления максимумов дифракционной решётки, получим:

$$D_\varphi = m / (d \cos\varphi), \quad (5.39)$$

где  $m$  - порядок дифракционного максимума.

Отсюда можно сделать вывод, что наибольшую дисперсию имеет дифракционная решётка при наблюдении максимумов максимально возможного порядка под углами, близкими к скользящим ( $\varphi \rightarrow \pm 0.5\pi$ ).

### 3.

Шар радиуса  $R = 50\text{ см}$  находится в немагнитной среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 4,0$ . В среде распространяется плоская электромагнитная волна, амплитуда напряженности электрической составляющей которой  $E_m = 200\text{ В/м}$ . Какая энергия падает на шар за время  $t = 1,0\text{ мин}$ ?

Решение:

Для вектора Пойнтинга мы можем получить, как в задаче 7947

$$\langle S \rangle = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0}{\mu_0}} E_m^2 \text{ вдоль направления распространения.}$$

Следовательно, во времени  $t$  (которое намного больше времени  $T$  волны) энергия, достигающая шара, равна

$$\pi R^2 \cdot \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0}{\mu_0}} E_m^2 \cdot t = 5\text{ кДж}$$

## Билет 25

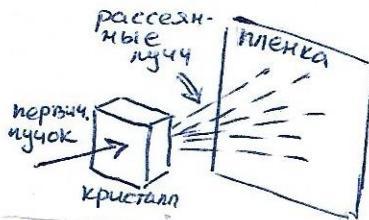
① Ток смены. Закон полного тока  
Максвелл предположил, что перемен.  
электр. поле подобно электрическому поро-  
шает магнитное поле, и ввел понятие

Линии тока проводимости  
на границах областей конде-  
нсатора переходят в линии  
тока смены  $\oint_{\text{смен}} = \frac{\partial \Phi}{\partial t}$

Закон полного тока:

Циркуляция вектора  $\vec{B}$  по любому замкнутому контуру  $\Gamma$  равна алгебр. сумме токов,  
протекающих любую из ветвей,  
опирающихся на данный  
контур, умножен. на констант.  
постоянную, но  
 $\int \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum I_i$

② Понятие о рентгеноструктурном анализе  
По дифракционной картине, даваемой  
рентгеновскими лучами при их прохождении  
сквозь кристаллы, удается установить порядок  
расположения атомов в прост-ве - структуру  
кристаллов



③  $d = 4 \text{ мкм}$   
 $r = 2 \text{ мкм} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$   
 $\lambda = 0,5 \text{ нм} = 5 \cdot 10^{-8} \text{ м}$   
 $l = 1 \text{ м}$   
 $m = ?$

$$r = \sqrt{2ml}$$

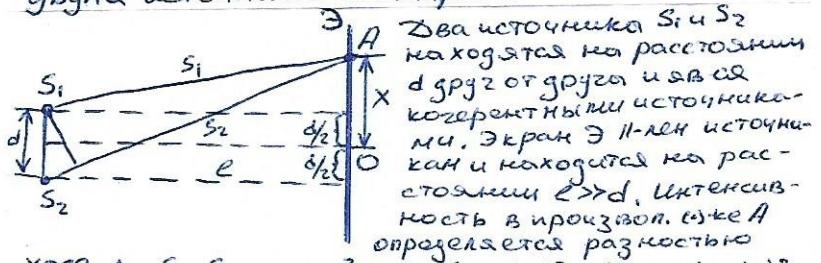
$$m = \frac{r^2}{2l}$$

$$m = \frac{(2 \cdot 10^{-3})^2}{1 \cdot 5 \cdot 10^{-8}} = 4 \text{ м}$$

Ответ:  $m = 4$ , т.е. темное кольцо

## Билет 26

**1) Расчет интерференционной картины с двумя источниками. Ширина полосы интерференции**



$$\text{хода } \Delta = S_2 - S_1, \text{ где } S_2^2 = l^2 + (x+d/2)^2, S_1^2 = l^2 + (x-d/2)^2,$$

$$\text{откуда } S_2^2 - S_1^2 = 2xd \text{ или } \Delta = S_2 - S_1 = 2xd/(S_1 - S_2).$$

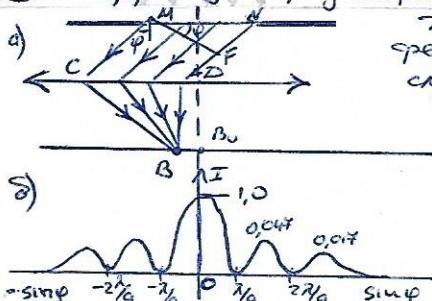
$$\text{Положение максимумов: } x/d = m\lambda_0 \Rightarrow x_{\max} = \pm m\frac{d}{\lambda_0}, (m=0,1,2, \dots)$$

$$\text{Полож. минимумов: } x/d = (m + \frac{1}{2})\lambda_0 \Rightarrow x_{\min} = \pm (m + \frac{1}{2})\frac{d}{\lambda_0}, (m=0,1, \dots)$$

Расстояние  $\Delta x$  между двумя соседними максимумами (мин.) назыв. ширина интерференционной полосы:  $\Delta x = \frac{d}{\lambda_0}$ .

Интерференц. картина представляется собой чередование на экране светлых и темных полос,  $1/2$ -ких друг другу.

**2) Дифракция Фраунгофера от щели.**



Дифракция Фраунгофера наблюдается в том случае, когда источник света и точка наблюдения одно удалены от препятствия, вызывающего дифракцию, чтобы осуществить этот тип дифракции, достаточно точечный источник света поместить в

срокусе собирающей линзы, а дифракционную картину исследовать в фокальном ее пл-ти впереди собирающей линзы, установленной за препятствием

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

$$a \sin \varphi = \pm m \frac{\lambda}{2}, (m=1,2,3, \dots)$$

$$\sin \varphi_{\min} = \pm m \frac{\lambda}{a}$$

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

$$(3) d = 2,2 \text{ мкм} = 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$$

$$\Delta \varphi = 15^\circ$$

$$\begin{cases} m_1 = 1 \\ m_2 = 2 \end{cases} \quad \begin{cases} d \sin \varphi_1 = m_1 \lambda \\ d \sin \varphi_2 = m_2 \lambda \end{cases}$$

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

$$d \sin \varphi_2 = 2\lambda$$

$$\sin \varphi_1 = \lambda/d$$

$$\sin \varphi_2 = 2\lambda/d$$

$$\sin \varphi_2 = 2 \sin \varphi_1$$

$$\varphi_2 = \varphi_1 + \Delta \varphi$$

$$\sin(\varphi_1 + \Delta \varphi) = 2 \sin \varphi_1$$

$$\sin \varphi_1 \cos \Delta \varphi + \sin \Delta \varphi \cos \varphi_1 = 2 \sin \varphi_1$$

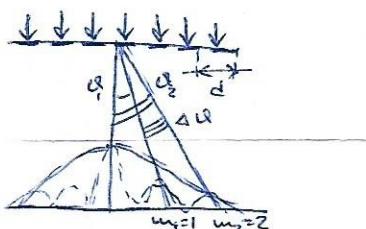
$$\frac{\sin \varphi_1}{\cos \varphi_1} = \frac{\sin \Delta \varphi}{2 - \cos \Delta \varphi}$$

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{\sin \Delta \varphi}{2 - \cos \Delta \varphi} = \frac{\sin 15^\circ}{2 - \cos 15^\circ} = \frac{0,259}{1,034} = 0,25$$

$$\varphi_1 = \arctg 0,25 = 14,1^\circ$$

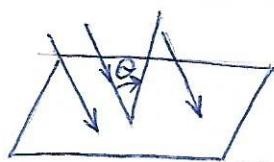
$$\lambda = d \sin \varphi_1 = 2,2 \cdot 10^{-6} \cdot \sin 14,1^\circ = 0,535 \cdot 10^{-6} = 535 \text{ нм}$$

Ответ:  $\lambda = 535 \text{ нм}$ .



## Билет 24

### ① Давление электромагнит. волн



Давление электромагн.

волн обясняется тем,

что под действием

электрического поля

волны заряженные

частичы начинают беспорядочно двигаться

и извергаются со стороны магн. поля

волны действию сил Лоренца

$$P = \frac{I}{c} (1 + R) \cos^2 \theta, I - \text{интенсивность волны}$$

$R$  - коэф. отражения

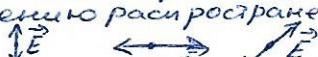
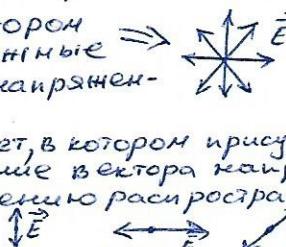
- Давление электромагн. излучения обясняется на основе теории Максвелла тем, что под действием электрического поля волны в результате возникают слабые токи, т.е. упорядоченное движение заряженных частиц.

### ② Поляризация света. Естеств. и поляризованный свет. Линейн. и эллиптич. поляризации.

Поляризацией света называется выделение из лучка естественного света лучей с определенной ориентацией электрического вектора.

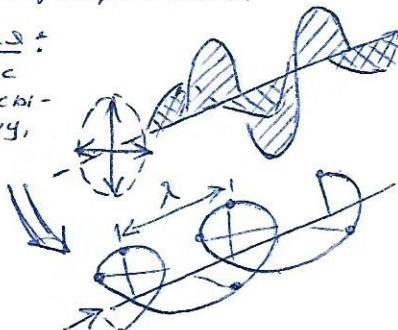
Естеств. свет - свет, в котором присутствуют все возможные направления вектора напряженности.

Поляризованный свет - свет, в котором присутствует только одно направление вектора напряженности, 1-ое направление распро странения волны



Линейн. волна поляризации - волна, у которой вектор  $\vec{E}$  остается неизменным впр-ве с течением времени, при этом в фикср. точке вр-ва конец вектора  $\vec{E}$  за период колебаний совершает взорот, поступат. движение по прямой, 1-ое направлению распро странения

Эллиптич. поляризации:  
Если концы вектора  $\vec{E}$  с течением времени описывают в пл-ти, 1-ий луч, окружн. или эллинс, то свет назыв. эллиптич. поляризованным



### ③ Доказ.

$$\frac{\omega, I}{j_{CH} - ?}$$

$$j_{CH} = \frac{\partial D}{\partial t}, \text{ где } D = \epsilon_0 E$$

$$\Leftrightarrow E = E_m \cos(\omega t - kx)$$

$$j_{CH} = \epsilon_0 \omega E$$

$$E_m = \sqrt{2I \mu_0 / \epsilon_0}$$

$$j_{CH} = \omega \sqrt{\frac{2\epsilon_0 I}{\mu_0}}$$

$$j_{CH} = \omega \sqrt{\frac{2\epsilon_0 I}{c}}, \text{ где } c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$$

## Вариант 28

1) Уравнение Максвелла в интегрированной форме. Что св.-ва и физ. смысл. Показано в том, что изменение электрического п. порождает изменение магнитное поле. и наоборот.

Св.-ва. У.М. - линейнот. содержит только те производные поляй  $E$  и  $B$  по времени и координатам и первое уравнение имеет вид:  $\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$ .

У.М. содержит ур. неизвестных, выражаящих закон сохр. эл. заряда.

$$\sum q_i = \text{const}$$

У.М. становится в виде интегрированных систем дифференциальных уравнений с начальными и граничными.

У.М. не симметрично относительно эл. и магн. полей. (мат. зарядов не существует)

$$\oint (\vec{E} d\vec{l}) = - \int \left( \frac{\partial B}{\partial t} d\vec{s} \right) \quad \oint (\vec{B} d\vec{l}) = 0$$

$$\oint (\vec{H} d\vec{l}) = \int (j d\vec{s}) + \int \left( \frac{\partial D}{\partial t} d\vec{s} \right)$$

$$\oint (\vec{D} d\vec{l}) = \int \rho dl$$

## 2) Когерентный переход от волновой оптики к геометрической

В пределе ( $\lambda \rightarrow 0$ ) звук оптики можно сформулировать на языке геом. оптик. раздели оптику на геом. оптику и акустическую. К законам:

II. з. пропагации радио-сигнала (в вак. среде)

III. з. выражения толщины поглощения

IV. з. пропадания света

при поглощении света на оптически чистом веществе (из  $n_1 = n_2$ )  $\frac{n_1 \sin \varphi_1}{n_2 \sin \varphi_2} = \frac{\sin \varphi_2}{\sin \varphi_1}$

или  $\sin \varphi_{\text{погл}} = \frac{n_2}{n_1} \sin \varphi_1$  для  $\varphi_1 > \varphi_{\text{погл}}$  - когер. ви. отражение.

V. з. независимых световых путей при пересечении не взаимодействующими друг с другом.

$$L = \int_1^2 n(s) ds - \text{акт. длина пути} \quad L = n s -$$

$$V) r = 1,0 \text{ mm} \quad (\lambda = 0,5 \text{ nm}) \quad N = 4 \quad a = 1 \text{ nm} \quad B = ?$$

$$r^2 = M \times \frac{a^2}{a + r} \rightarrow r = 10^{-3} \text{ m.}$$

$$r^2(a + b) = M \lambda ab$$

$$b/r^2 = M \lambda Q = -ra$$

$$b = \frac{ar^2}{M \lambda a - r^2}$$

$$B = \frac{(10^{-3})^2 \cdot 1}{4 \cdot 0,5 \cdot 10^{-6} \cdot 1 - (10^{-3})^2} = \frac{1}{2 - 1} = 1 \text{ а.е.}$$

## Бисекции 29

### Вектор Пойнгтинга

#### Теорема Пойнгтинга.

$$\vec{S} = \sum E_i \vec{H}_i; S = \nabla \cdot \vec{H} = E_i -$$

источник  
потока энергии

Таким образом вектор Пойнгтинга определяется как разность векторов напряженности и индукции магнитного поля. Он показывает направление потока энергии в единицах Вт/м².

$$\frac{\partial W}{\partial t} = - \oint S d\vec{s}$$



$\oint S d\vec{s}$  -  
источник вектора  
Пойнгтинга  
через ограниченную  
поверхность

$(-\frac{\partial W}{\partial t})$  - скорость уменьшения  
вектора потока энергии

### Дифракция на рентгеновских лучах. Ф-не Вульфа - Брегга

Установка показана в кристалле.

$$\left. \begin{aligned} d_1(\cos \alpha - \cos \alpha_0) &= \pm m_1 \lambda \\ d_2(\cos \beta - \cos \beta_0) &= \pm m_2 \lambda \\ d_3(\cos \gamma - \cos \gamma_0) &= \pm m_3 \lambda \end{aligned} \right\}$$

Формула длины.

дифракционные максимумы - дифракционные максимумы с периодом  $\approx 10^{-10}$  м для рентгеновских лучей.

$d \sin \theta = \pm m l$  - направление в кристалле. получено дифракционный угол, называемый дифракционным углом.

дифракционный угол, дополненный к углу падения - угол скользящего света.

$b = 6,5 \text{ см}, \lambda = 672,8 \text{ нм}, 8l = 0,002 \text{ нм},$  сколько циклических порошка?

на 1 нм. - ?

$$\frac{1}{8l} = mN = m \cdot b \cdot n; m = 3.$$

$$n = \frac{\lambda}{8l} \frac{1}{m b} = \frac{672,8 \cdot 10^{-9}}{0,002 \cdot 10^{-8}} \cdot \frac{1}{3 \cdot 6,5 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-3}} =$$

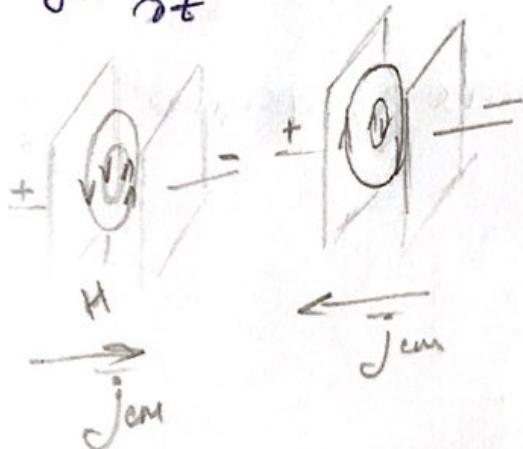
$$\approx 1725.$$

## Бислеки ЗО

1) ток смещения,  
Закон полного тока.  
Ток смещения -  
переменное электрическое  
поле.

Плотность тока смещения

$$J_{cm} = \frac{\partial D}{\partial t}$$



Былое перемещение эл. поля  
изображает перемещение  
изменяющее поле.

токи проводимости в  
проводнике замыкаются  
токами смещения в цепи.  
или в вакууме. перемещение  
эл. поля в конденсаторе  
создает такое же напряжение.  
поле, как если бы между  
полюсами было промежуточное  
заключало ток проводимости  
имеющий величину  
равную току в линии сопротивления.

плотность колеризации

$$\delta = E \epsilon \epsilon_0 = D; D = \delta$$

$$q = \delta S$$

$$I_{em} = \frac{Dq}{Dt} = \frac{D(\delta S)}{Dt} = S \frac{\partial D}{\partial t}$$

из полным током изображающей  
амперовскую сумму токов проводимости, переноса и сме-  
щении, ограниченное этим  
контуром.  $\oint \bar{H} d\ell = i$

$$\text{в дюор } \Phi \text{ от } \bar{H} = \delta$$

Построить схему, рассмотреть процесс записи голограммы.

В этом процессе на фотоматериале записывается и фиксируется сложная интерференционная картина, которая создается наложением 2x световых волн - базовой (опорной) монохроматической волны и отраженной или рассеянной объектом. Монохроматический лазерный луч расширяется коллиматором и далее делится расщепителем на два луча. Один (опорный) луч отражается от зеркала и направляется непосредственно на фотопленку. Другой (объектный) луч направляется соответствующим зеркалом на объект, отражается от него и воспринимается (регистрируется) фотопленкой. Именно этот (отраженный, рассеянный) луч несет информацию об объемных (трехмерных) параметрах и характеристиках (размерах, поверхности, контуре, неровностях, прозрачности) объекта. Такой луч по существу создает объемный образ объекта, который человек может видеть и наблюдать непосредственно. Световые волны опорного и рассеянного объектного лучей создают на поверхности фотопленки интерференционную картину, состоящую из множества пятен, форма и интенсивность которых зависят от амплитуды и фазы падающих и взаимодействующих световых волн. Фотопленка экспонируется и затем проявляется по стандартным рецептам. Полученная (проявленная) пленка является голограммой, сохраняющей интерференционную картину регистрируемого объекта. Голограмма имеет вид туманного негатива, на котором детали объекта явно не просматриваются.

воспроизведение голограммы.

Голограмма освещается одним опорным лучом, причем сохраняются исходные условия, прежняя относительная ориентация опорного луча и фотопленки. При соблюдении указанных условий лазерного освещения голограммы из-за дифракции света возникают два изображения. Следует учитывать, что ранее в процессе начального образования голограммы объекта, возникла определенная дифракционная картина с тесно расположеннымными интерференционными полосами, точный вид которых определяется трехмерной структурой объекта. При повторном освещении этой дифракционной картины по схеме дифрагированный свет будет иметь параметры и характеристики, заданные исходным объектом голографической съемки.

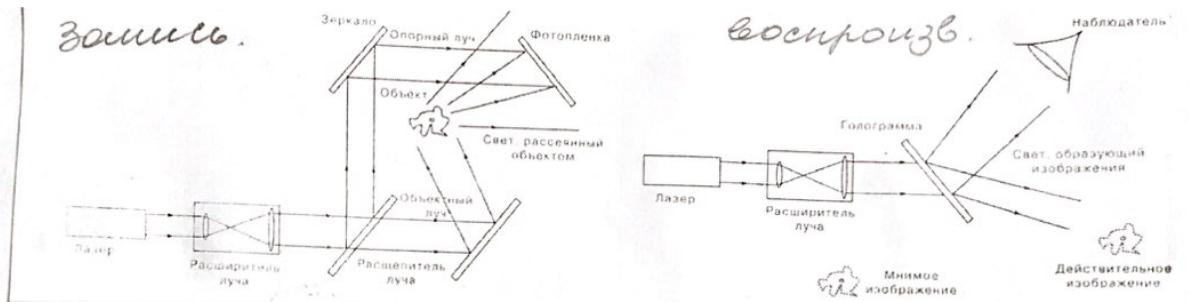
Одно из двух изображений, полученных при воспроизведении голограммы, является мнимым. Второе (действительное, реальное) изображение формируется в другом направлении лазерного луча, проходящего через голограмму. Это изображение можно проецировать на экран и наблюдать без промежуточной линзы.

## Закон полного тока

линейной интеграл по замкнутому контуру  $I_{tot}$  напряженности магнитного поля равен полному току, проектирующемуся сквозь сечение, ограниченное этим контуром.  $\oint \bar{H} d\ell = i$

~~ида иллюстрация~~

~~оптическое  
изображение  
объекта  
вакуум  
и опорном~~



Дано:  $R$ ,  $B = \beta t^2$ . Найти интенсивность тока смещения как функцию расстояния  $z$  от оси конденсора

ур. Маковенко:  
 $2\pi r E = \pi r^2 B \beta t$ ;  $E = r B \beta + (r < R)$   
 $2\pi r E = \pi R^2 \frac{\partial B}{\partial r} t$ ;  $E = R^2 \beta t / r (r > R)$

$$j_{\text{см}} = \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial r} = \epsilon_0 \beta r (r < R)$$

$$j_{\text{см}} = \epsilon_0 \beta R^2 / r (r > R)$$

схема  
к №2