

Лекция 13

Электромагнитная индукция. Закон электромагнитной индукции. Фарадей и его формулировка в дифференциальной форме. Правило Ленца. Индукционные методы измерения магнитных полей Токи Фуко. Явление самоиндукции. Энергия тока. Замокания и размыкания. Магнитная энергия системы катушек с током. Магнитная энергия системы катушек с током. Энергия магнитного поля. Ее плотность.

Электромагнитная индукция - явление возникновения электрического тока в замкнутом контуре при изменении магнитного потока, проходящего через него.

Закон электромагнитной индукции - $\mathcal{E} = - \frac{d\Phi}{dt}$ (Фарадея) в дифференциальной форме: $\text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$.

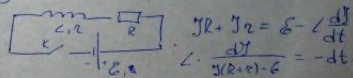
Правило Ленца: - индукционный ток всегда имеет такое направление, что он оказывает действие противодействующее току.

Индукционные методы измерения магнитных полей: $q = \int I dt = - \frac{1}{R} \Delta \Phi = \frac{\Phi}{R}$; q измеряется с помощью компаса.

Токи Фуко: - вихревые индукционные токи, возникающие в проводниках при изменении внешнего магнитного поля.

Явление самоиндукции - возникновение ЭДС индукции в проводящем контуре при изменении протекающего через контур тока. $\mathcal{E} = - L \frac{dI}{dt}$

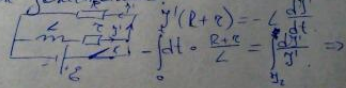
Экстратор замканий:



$$I = \frac{\mathcal{E}}{R+r} \cdot (1 - e^{-t/\tau})$$

$I = \frac{\mathcal{E}}{R+r} \cdot e^{-t/\tau}$ - экстратор замканий.

Экстратор размыканий:



$$I = I_0 \cdot e^{-\frac{R+r}{L} t}, \text{ где } I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{r}$$

экстратор размыканий.

Магнитная энергия тока: $W = \frac{L I^2}{2}$.

Магнитная энергия системы токов: $dW_1 = I_1 d\Phi_1 = I_1 d(I_1 L_{11} + I_2 L_{12})$; $dW_2 = I_2 d\Phi_2 = I_2 d(I_2 L_{22} + I_1 L_{21})$

$$dW = dW_1 + dW_2 = d\left(\frac{L_{11} I_1^2}{2}\right) + d\left(\frac{L_{22} I_2^2}{2}\right) + d\left(\frac{L_{12} I_1 I_2 + L_{21} I_1 I_2}{2}\right) = d\left(\frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^N L_{ij} I_i I_j\right) \Rightarrow W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N L_{ij} I_i I_j$$

Энергия магнитного поля ее объемная плотность.

(18)

$$W = \frac{1}{2} \int \vec{j} \cdot \vec{A} = \frac{1}{2} \int \vec{j} \cdot \int_{S} (\vec{B} \cdot d\vec{S}) =$$



$$\int d\vec{e}' = \frac{1}{2} \int \vec{j} \cdot \vec{A} dV = \left\{ \int d\vec{e} = \int \vec{j} dV \right\} = \frac{1}{2} \int (\vec{A} \cdot \vec{j}) dV =$$

$$= \frac{1}{2} \int (\vec{A} \cdot \vec{j}) dV = \frac{1}{2} \int \vec{A} \cdot \frac{\text{rot } \vec{B}}{\mu_0} dV =$$

$$= \frac{1}{2\mu_0} \int (\vec{B} \cdot \underbrace{\text{rot } \vec{A}}_{\vec{B}}) - \underbrace{\text{div} [\vec{A}, \vec{B}]}_{\int [\vec{A}, \vec{B}] dS \rightarrow 0} dV = \frac{1}{2\mu_0} \int (\vec{B} \cdot \vec{B}) dV =$$

$$= \int w dV, \text{ где } w = \frac{B^2}{2\mu_0} \Big|_{S_R \rightarrow \infty}$$

Магнетизм. Понятие о молекулярных токах. Вектор намагниченности вещества и его связь с молекулярными токами. Вектор напряженности магнитного поля. Магнитная проницаемость и магнитная восприимчивость в-ва. Материальное уравнение для векторов магнитного поля. Граничные условия для векторов напряженности и индукции магнитного поля. Магнитная защита. Внешние формы магнетика и его намагниченность.

Магнетик - в-во, которое при внесении их во внешнее магнитное поле сами становятся источниками магнитного поля (намагничиваются).

В магнетике: $\vec{B} = \vec{B}_{внеш} + \vec{B}'$

Самое простое понятие Ампера, внешнее магнитное поле индуцирует в магнетике **молекулярные токи**, которые и порождают \vec{B}' .

Вектор намагниченности и его **связь с молекулярными токами**:

$\vec{M} = \frac{1}{\Delta V} \sum \vec{p}_i$, где $p_i = I_i S_i$; $\vec{j}' = [\vec{M}, \vec{n}]$; $\text{rot } \vec{M} = \vec{j}'$.

Вектор напряженности магнитного поля.

$\vec{H} = (\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M})$

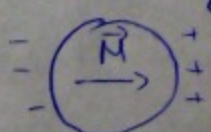
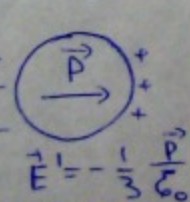
Материальное уравнение: $\vec{M} = \vec{M}(\vec{B})$ или $\vec{B} = \vec{B}(\vec{H})$.

Для изотропных сред: $\vec{M} = \chi \cdot \vec{H}$, где χ - магнитная восприимчивость.

$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$, где $\mu = 1 + \chi$ - магнитная проницаемость. Граничные условия для векторов напряженности и индукции магнитного поля.

$B_{n2} = B_{n1}$, $H_{\tau 2} - H_{\tau 1} = \vec{j}'$

$\frac{B_{\tau 2}}{\mu_2} = \frac{B_{\tau 1}}{\mu_1}$



$\delta' = \epsilon_0 \vec{M}_n$

$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}' = \vec{H}_0 - \frac{1}{3} \vec{M}$

\vec{B} - размагничивающий фактор формы.

Для бесконечного цилиндра: $\vec{H} = \vec{H}_0$, $\beta = 0$.

2) Тонкий магнитный слой (бесконечный) $\beta = 1$

Магнитная защита



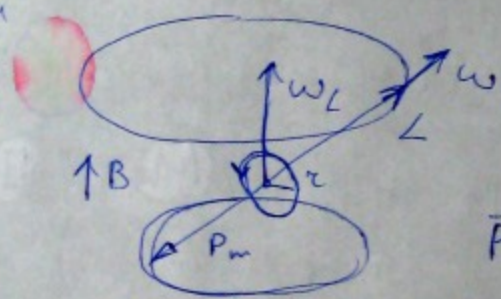
Лекция 15

Классификация магнетиков. Диамагнетики, парамагнетики и ферромагнетики. Классическое описание диамагнетизма. Ларморова прецессия. Парамагнетизм. Теория Лэнгмюра. Микроскопические носители магнетизма. Механикохимический эффект Эйнштейна-де-Хааса. Механомагнитный эффект Барнетта. Гурмагнитное отношение.

Классификация магнетиков

- $\mu < 1$ или $\chi < 0$ - диамагнетики
 - $\mu > 1$ или $\chi > 0$ - парамагнетики
 - $\mu \gg 1$ или $\chi \gg 1$ - ферромагнетики
- } В отсутствие внешнего поля $M=0$
} $M \neq 0$

Классическое описание диамагнетизма Ларморова прецессия:



$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}, \text{ где}$$

$$\vec{L} = m\omega^2 \vec{r}$$

$$\vec{M} = [\vec{p}_m, \vec{B}]$$

$$\vec{p}_m = \gamma \vec{S} = e \frac{\hbar}{2\pi} \pi R^2 =$$

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{e}{2m} [\vec{L}, \vec{B}] = -\frac{e}{2m} [\vec{B}, \vec{L}] = \frac{e}{2m} \vec{L}$$

Получим:

Известно, что при $|\vec{a}| = \text{const}$, $\frac{d\vec{a}}{dt} = [\vec{\omega}, \vec{a}]$.

$$\frac{e}{2m} \vec{B} = \vec{\omega} = \vec{\omega}_L$$

$$\vec{p}_{m,i} = \vec{S}_i \gamma_i = e \pi_i^2 \vec{\omega}_L / 2. \quad \vec{P} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{\Delta V} \vec{p}_{m,i} = -\frac{e^2}{4m} \vec{B} \cdot \vec{z} \cdot \frac{N}{\Delta V} \cdot \frac{\sum \pi_i^2}{z N}$$

N - число атомов в ΔV , z - число электронов в атоме.

$$R_i^2 = x_i^2 + y_i^2 + z_i^2 \Rightarrow \langle x_i^2 \rangle = \langle y_i^2 \rangle = \langle z_i^2 \rangle = \frac{1}{3} \langle R_i^2 \rangle$$

$$\langle \pi_i^2 \rangle = \langle x_i^2 + y_i^2 \rangle = \frac{2}{3} \langle R_i^2 \rangle = \frac{2}{3} \langle R^2 \rangle. \text{ Имеем.}$$

$$\vec{P} = -\frac{e^2}{6m} \vec{B} z_n \langle R^2 \rangle = -\frac{e^2}{6m} z_n \langle R^2 \rangle \mu_0 \vec{H}$$

$\chi = -\frac{e^2}{6m} z_n \langle R^2 \rangle \mu_0 \mu - \text{диамагнитная восприимчивость}$

Параматезу. Теория Ланжевена.
 $W = -(\vec{p}_m \vec{B}) \Rightarrow dW = A e^{-\frac{W}{kT}} d\theta$, где $d\theta = \sin\theta d\theta d\phi$
 элемент телесного угла

$$\langle p_{m,z} \rangle = \int p_{m,z} dW / \int dW$$

Воспользуемся теорией поперечной диэлектриков.
 $\vec{p} \rightarrow \vec{p}_m, \vec{E} \rightarrow \vec{B} \Rightarrow \langle p_{m,z} \rangle = p_m L(\beta), \text{ где } \beta = \frac{p_m B}{kT}$

$$L(\beta) = \text{ctg} \beta - \frac{1}{\beta} \quad \text{Если } \beta \ll 1 \quad L(\beta) \approx \frac{\beta}{3}$$

$$\langle p_{m,z} \rangle = p_m \frac{p_m B}{3kT} = \frac{p_m^2 \mu_0 H}{3kT} \quad \text{Если } \mu \gg 1, \text{ то}$$

$$M_z = \mu \langle p_{m,z} \rangle = \frac{\mu \mu_0 p_m^2}{3kT} H \quad \vec{M} = \chi \vec{H}$$

$$\chi = \mu - 1 = \frac{\mu \mu_0 p_m^2}{3kT} = \frac{C}{T} \quad \text{закон Кюри.}$$

Магнетомеханический эффект Эйнштейна-де-Гааза:

Магнетомеханическое явление: возникновение вращения тела при их намагничивании.

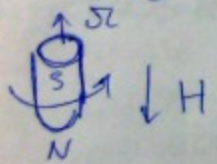
$$\sum_{\Delta V} \vec{p}_{m,i} = \vec{M} V, \text{ но } \vec{p}_{m,i} = \Gamma \vec{L}_i \Rightarrow \vec{L} = \sum \vec{L}_i = \frac{1}{\Gamma} \vec{M} V$$

$$L_z = \frac{1}{2} \omega_z = \frac{1}{\Gamma} M_z V \quad \Gamma - \text{широтинное отношение.}$$



Механомангнитный эффект Барьерта.

Механомангнитное явление: намагничивание магнетика при его вращении.



Для магнетомеханического и механомангнитного явления: $\Gamma > 0$ следовательно, магнетизм обусловлен движением электронов.

Для магнетиков $-\frac{e}{m} < \Gamma < -\frac{e}{2m}$

Для ферромагнетиков $\Gamma = -\frac{e}{m}$, что указывает на то, что магнетизм нельзя объяснить только орбитальными движениями электронов.

Лекция №

Ферромагнетики. Спонтанная намагниченность и температура Кюри. Доменная структура. Гистерезис намагничивания, кривая Столетова. Остаточная индукция и коэрцитивная сила. Температурная зависимость намагниченности.

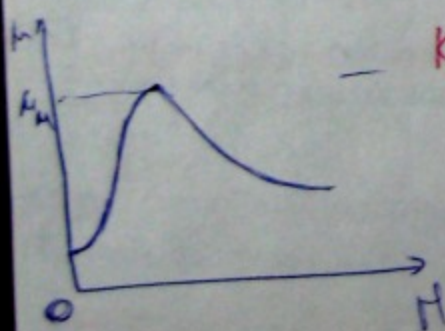
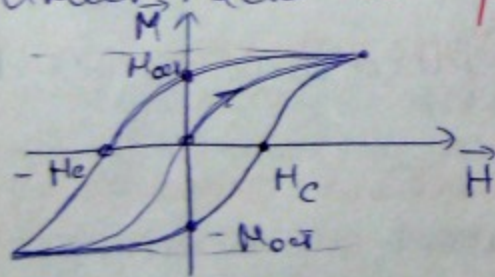
Ферромагнетики - это сильномагнитные материалы, относительная проницаемость которых может достигать десятков тысяч единиц.

Ферромагнетик спонтанно намагничен до насыщения в микроскопических областях даже в отсутствие внешнего магнитного поля. Спонтанная намагниченность обусловлена ориентацией собственных магнитных моментов электронов ($\vec{p} = -\frac{e}{m}$).

Ферромагнитное упорядочение существует только при температурах меньшей некоторого критического значения T_c . При $T > T_c$, ферромагнитное упорядочение разрушается и ферромагнетик превращается в парамагнетик.

$\chi = \frac{C}{T - T_c}$ - закон Кюри-Вейсса. - температурная зависимость намагничиваемости.

Имеет место гистерезис намагничивания.



— Кривая Столетова

Лекция 17

Квазистационарные поля. Критерий квазистационарности. Переходные процессы в RC и LC цепях. Электромагнитные колебания. Колебательный контур. Собственные колебания в контуре. Уравнение гармонических колебаний. Энергия гармонических колебаний. Затухающие колебания в контуре и их уравнение. Показатель затухания. Время релаксации. Логарифмический декремент затухания. Добротность контура. Колебания в связанных контурах. Парциальные колебания и их частоты. Нормальные колебания (моды) и их частоты.

В квазистационарном приближении в рассматриваемой среде все распределения в пространстве зарядов, токи и поле изменяются синхронно и мгновенно. То есть в каждый момент времени нестационарное зарядовое и токовое распределение электрическое и магнитное поле соответствует уже эквивалентному стационарному зарядовому и токовому.

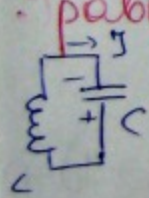
$\delta \ll \frac{r}{c} \Rightarrow \delta \ll T$. $T_c = 1 - \text{излучаемой волны} \Rightarrow l \ll \lambda$ - критерий квазистационарности.

Электромагнитные колебания - периодически изменяющиеся \vec{E} и \vec{H} .

Колебательный контур - осциллятор, представляющий собой электрическую цепь, содержащую соединенные катушку индуктивности, конденсатор.

Собственные колебания - это колебания в системе под действием внутренних сил после того, как она была возбуждена из состояния равновесия.

Уравнение гармонических колебаний:



$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{q}{C} = 0 \Rightarrow \ddot{q} + \omega_0^2 q = 0, \text{ где } \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

$$q = A \sin \omega_0 t + B \cos \omega_0 t = a \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$$

$$I = \dot{q} = -a \omega_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0), \text{ где } a = \sqrt{A^2 + B^2}, \text{ tg } \varphi_0 = -\frac{A}{B}$$

Энергия гармонических колебаний: $W_C = \frac{q^2}{2C}$; $W_L = W_C = \frac{LI^2}{2}$

$$\frac{LI^2}{2} + \frac{q^2}{2C} = \text{const}; \quad W_L = \frac{q^2}{2C} \cdot \frac{1}{2} (1 - \cos[2(\omega_0 t + \varphi_0)])$$

$$W_C = \frac{q^2}{2C} \cdot \frac{1}{2} (1 + \cos[2(\omega_0 t + \varphi_0)]) \quad \langle W_{L,C} \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T W_{L,C} dt = \frac{q^2}{4C}$$

$$\Rightarrow \langle W_L \rangle = \langle W_C \rangle$$

Задача о затухающих колебаниях:



$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0 \Rightarrow \ddot{q} + 2\delta \dot{q} + \omega_0^2 q = 0$$

$$q = \xi e^{-\delta t}$$

$$\ddot{\xi} e^{-\delta t} - 2\delta \dot{\xi} e^{-\delta t} + \delta^2 \xi e^{-\delta t} + 2\delta \dot{\xi} e^{-\delta t} + \omega_0^2 \xi e^{-\delta t} = 0$$

$$\ddot{\xi} + (\omega_0^2 - \delta^2) \xi = 0, \text{ если } \delta < \omega_0, \text{ то}$$

$$\ddot{\xi} + \omega_1^2 \xi = 0, \text{ где } \omega_1 = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$$

$$\xi = a_0 \cos(\omega_1 t + \varphi_0) \Rightarrow q = a_0 e^{-\delta t} \cos(\omega_1 t + \varphi_0)$$

$$q = q_0 e^{-\delta t} \cos(\omega_1 t) \text{ при } q(0) = q_0, \dot{q}(0) = 0$$

$$\text{если } \delta > \omega_0, \text{ то } \ddot{\xi} - (\delta^2 - \omega_0^2) \xi = 0$$

$$\xi = A e^{-\sqrt{\delta^2 - \omega_0^2} t} + B e^{\sqrt{\delta^2 - \omega_0^2} t}$$

$$q = A e^{-(\delta + \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2}) t} + B e^{-(\delta - \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2}) t}$$

$$\text{если } \delta = \omega_0, \text{ то } \ddot{\xi} = 0, \xi = (a + \beta t)$$

$$q = (a + \beta t) e^{-\delta t}$$

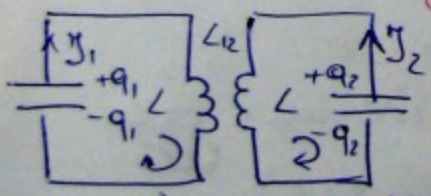
Декремент затухания: $\delta = \frac{R}{2L}$

Время релаксации: $\tau = \frac{1}{\delta} = \frac{2L}{R}$

Логарифмический декремент затухания: $\Theta = \ln \frac{q(t)}{q(t+\delta)}$
 $= \delta \tau$, где $a = a(t) = a_0 e^{-\delta t}$

Добротность: $Q = \frac{\omega}{\delta}$

Колебания в связанных контурах.



$$\begin{cases} \frac{q_1}{C} = -L \frac{d^2 i_1}{dt^2} - L_{12} \frac{d^2 i_2}{dt^2} \\ \frac{q_2}{C} = -L \frac{d^2 i_2}{dt^2} - L_{12} \frac{d^2 i_1}{dt^2} \end{cases}$$

$$\begin{cases} L \frac{d^2 i_1}{dt^2} + L_{12} \frac{d^2 i_2}{dt^2} + \frac{1}{C} i_1 = 0 \\ L \frac{d^2 i_2}{dt^2} + L_{12} \frac{d^2 i_1}{dt^2} + \frac{1}{C} i_2 = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} (L + L_{12})(i_1 + i_2) + \frac{1}{C}(i_1 + i_2) = 0 \\ (L - L_{12})(i_1 - i_2) + \frac{1}{C}(i_1 - i_2) = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} (i_1 + i_2) + \frac{1}{(L + L_{12})C} (i_1 + i_2) = 0 & i_1 + i_2 = a_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_1) \\ (i_1 - i_2) + \frac{1}{(L - L_{12})C} (i_1 - i_2) = 0 & i_1 - i_2 = a_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_2) \end{cases}$$

$x \sim x_0 e^{-\delta t} (\cos(\omega_1 t + \varphi_1) + \dots) \Rightarrow \gamma = 1$

$$y_1 = \frac{a_1}{2} \cos(\omega_1 t + \varphi_1^0) + \frac{a_2}{2} \cos(\omega_2 t + \varphi_2^0)$$

$$y_2 = \frac{a_1}{2} \cos(\omega_1 t + \varphi_1^0) + \frac{a_2}{2} \cos(\omega_2 t + \varphi_2^0)$$

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 + L_2} C} \quad \text{и} \quad \omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_1 - L_2} C} \quad - \text{нормальные частоты.}$$

Парциальная частота - частоты колебаний системы с N степенями свободы при $N-1$ фиксированных степенях: $\omega_{\pi 1} = \omega_{\pi 2} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$

$$\omega_1 < \omega_{\pi 1} \leq \omega_{\pi 2} < \omega_2$$

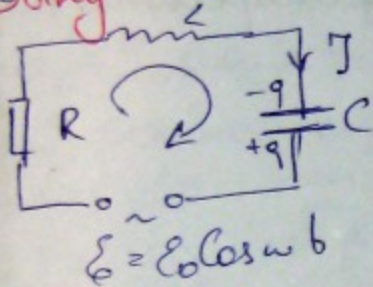
$$q \approx \frac{x_0}{\omega} (1 - e^{-\delta t}) \cos(\omega t - \varphi), \quad t \gg \tau = \frac{1}{\delta}$$

23
26

Лекция 18

Вынужденные колебания в контуре. Процесс установившейся вынужденной колебаний. Переменной синусоидальной ЭДС. Активное, емкостное и индуктивное сопротивления цепи. Закон Ома для цепи переменного тока. Метод векторных диаграмм и комплексных амплитуд.

Вынужденные колебания в контуре.



$$L \ddot{q} + R \dot{q} + \frac{1}{C} q = \varepsilon_0 \cos \omega t$$

$$\ddot{q} + 2 \frac{R}{ZL} \dot{q} + \frac{1}{ZC} q = \frac{\varepsilon_0}{L} \cos \omega t$$

$$\ddot{q} + 2\delta \dot{q} + \omega_0^2 q = x_0 \cos \omega t$$

$$q = q_{\text{общ. одн.}} + q_{\text{частн. неодн.}}$$

$$\ddot{q} + 2\delta \dot{q} + \omega_0^2 q = 0 \Rightarrow q_{\text{общ. одн.}}$$

Ищем частное решение:

$$\ddot{q}_k + 2\delta \dot{q}_k + \omega_0^2 q_k = x_0 e^{i\omega t}, \quad q_k = z_0 e^{i\omega t}$$

$$(-\omega^2 + 2\delta i\omega + \omega_0^2) z_0 e^{i\omega t} = x_0 e^{i\omega t}$$

$$z_0 = z_0(\omega) = \frac{x_0}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\delta\omega} \Rightarrow q_k = \frac{x_0}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\delta\omega} e^{i\omega t}$$

$$\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\delta\omega = \rho e^{i\varphi}, \quad \text{где } \rho = \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2\omega^2}$$

$$\tan \varphi = \frac{2\delta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \Rightarrow q_k = \frac{x_0}{\rho} e^{i(\omega t - \varphi)}$$

$$q = \text{Re } q_k = \frac{x_0}{\rho} \cos(\omega t - \varphi)$$

$$\text{Общее: } q = a_0 e^{-\delta t} \cos(\omega_1 t + \varphi_0) + \frac{x_0}{\rho} \cos(\omega t - \varphi)$$

Процесс установившейся вынужденной колебаний:

Пусть $t=0, q=0, \dot{q} = I=0$, тогда:

$$a_0 \cos \varphi_0 + \frac{x_0}{\rho} \cos \varphi \geq 0$$

$$-a_0 \omega_1 \sin \varphi_0 - \delta a_0 \cos \varphi_0 + \frac{x_0}{\rho} \omega \sin \varphi = 0$$

$$\text{Если } \delta \ll \omega_0 \text{ и } \omega = \omega_0, \text{ то } \varphi_0 = -\varphi, \quad a_0 = -\frac{x_0}{\rho}$$

$$q \approx \frac{x_0}{\rho} (1 - e^{-\gamma t}) \cos(\omega t - \varphi), \quad t \gg \tau = \frac{1}{\gamma}$$

Переменный синусоидальный ток; Активное, емкостное и индуктивное сопротивление.

$$q = \frac{x_0}{\rho} \cos(\omega t - \varphi); \quad \dot{q} = \frac{dq}{dt} = \frac{\omega x_0}{\rho} \sin(\omega t - (\varphi - \frac{\pi}{2}) + \frac{\pi}{2}) =$$

$$= \dot{q}_0 \cos(\omega t - \varphi).$$

$$U_C = \frac{q}{C} = \frac{1}{\omega C} \dot{q}_0 \cos(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{2}).$$

$$U_L = L \dot{q} = -L \dot{q}_0 \omega \sin(\omega t - \varphi) = \underbrace{\omega L \dot{q}_0}_{U_{L0}} \cos(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}).$$

$$U_R = \dot{q}_0 R \cos(\omega t - \varphi).$$

R - активное сопротивление.

$R_C = \frac{1}{\omega C}$ - емкостное сопротивление

$R_L = \omega L$ - индуктивное сопротивление.

Закон Ома для цепей переменного тока. Импеданс.

$$q = \frac{x_0}{\omega_0^2 - \omega^2 + i2\gamma\omega} e^{i\omega t}; \quad \dot{q}_k = \dot{q}_k = \frac{i\omega x_0}{\omega_0^2 - \omega^2 + i2\gamma\omega} e^{i\omega t} =$$

$$= \frac{i\omega \varepsilon_0 / L}{\frac{1}{LC} - \omega^2 + i2\frac{R}{L}\omega} e^{i\omega t} = \frac{i\omega \varepsilon_0 / L}{\frac{1}{LC} - \omega^2 + i2\frac{R}{L}\omega} e^{i\omega t} =$$

$$= \frac{\varepsilon_0}{\frac{1}{i\omega C} + i\omega L + R} = \frac{\varepsilon_0}{Z}, \quad \text{где } Z = \frac{1}{i\omega C} + i\omega L + R \text{ - импеданс}$$

$$\dot{q}_k = \frac{\varepsilon_0}{Z} = \frac{\varepsilon_0}{|Z| e^{i\varphi}}, \quad \text{где } Z = R + i(\omega L - \frac{1}{\omega C}), \quad \text{tg } \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}.$$

$$\text{т.к. } |\dot{q}_k| = \dot{q}_0; \quad |\varepsilon_k| = \varepsilon_0, \quad |Z| = \sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2};$$

$$|\dot{q}_k| = \frac{|\varepsilon_k|}{|Z|} \Rightarrow \dot{q}_0 = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}}; \quad \text{tg } \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R};$$

R - активное сопротивление;

$(\omega L - \frac{1}{\omega C})$ - реактивное сопротивление.

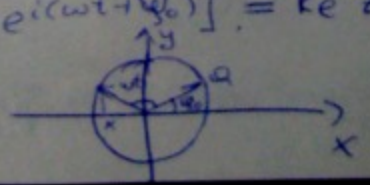
Метод комплексных амплитуд: $z = a e^{i(\omega t + \varphi_0)} = z_0 e^{i\omega t}$

$z_0 = a e^{i\varphi_0}$ - комплексная амплитуда.

$$x = a \cos(\omega t + \varphi_0) = \text{Re}[a e^{i(\omega t + \varphi_0)}] = \text{Re } z.$$

Метод векторных диаграмм.

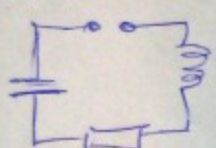
$$x = a \cos(\omega t + \varphi_0)$$



Лекция 19

Резонанс напряжений. Напряжения и ток при резонансе. Ширина резонансной кривой. Резонанс токов. Правила Кирхгофа для цепей переменного тока. Работа и мощность переменного тока. Эффективные значения тока и напряжения.

Резонанс напряжений. Напряжения и ток при резонансе:



$$E = E_0 \cos \omega t$$

$$U_C = \frac{q}{C} = \frac{E_0 \omega_0^2}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2}} \cdot (\cos(\omega t - \varphi))$$

$$\tan \varphi = \frac{2\gamma \omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

$$(U_C)'_{\omega} = \frac{E_0 \omega_0^2}{(\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2})^3} \cdot \left(-\frac{1}{2}\right) [-2(\omega_0^2 - \omega^2)2\omega + 4\gamma^2 2\omega] = 0$$

$$\omega_{рез}^2 = \omega_0^2 - 2\gamma^2; \quad \omega_{рез} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\gamma^2};$$

$$U_{сmax} = \frac{E_0 \omega_0^2}{2\gamma \sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2}}. \quad \text{Если } \gamma \ll \omega_0, \text{ то:}$$

$$U_{сmax} = E_0 \frac{\omega_0}{2\gamma} = \frac{E_0}{R} \cdot \sqrt{\frac{L}{C}}; \quad \frac{U_{сmax}}{E_0} = \frac{\omega_0}{2\gamma} = \frac{2\pi}{T} \frac{1}{2\gamma} = \frac{\pi}{T\gamma} = \frac{\pi}{\theta} = Q$$

= Q - добротность контура. $\Rightarrow U_{сmax} \approx E_0 Q$

$$U_{L,0} = \omega L I_0 = \omega^2 L C \cdot \frac{1}{\omega C} I_0 = \frac{\omega^2}{\omega_0^2} U_{C,0}$$

При резонансе и при $\gamma \ll \omega_0$ $U_{L,0} = E_0 Q$. Фаза отстает на π .

Ширина резонансной кривой

$$\frac{U_{сmax}}{\sqrt{2}} = U_{C,0}(\omega); \quad \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{E_0 \omega^2}{2\gamma \sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2}} = \frac{E_0 \omega_0^2}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2}}$$

$$\gamma \gamma^2 (\omega_0^2 - \gamma^2) = (\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2;$$

$$4\gamma^2 \omega_0^2 - 4\gamma^4 = (\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2 - 4\omega_0^2 \gamma^2 + 4\gamma^4 =$$

$$= (\omega^2 - \omega_0^2 + 2\gamma^2)^2$$

$$\omega^2 - \omega_0^2 + 2\gamma^2 = \pm 2\gamma \sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2} \quad (\text{При } \gamma \ll \omega_0)$$

$$\omega_1^2 = \omega_0^2 - 2\gamma^2 - 2\gamma \sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2}$$

$$\omega_2^2 = \omega_0^2 - 2\gamma^2 + 2\gamma \sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2}$$

$$\omega_{рез}^2 = \omega_0^2 - 2\gamma^2$$

$$\Delta \omega = \omega_2 - \omega_1 = 2\gamma, \quad \frac{\omega_0}{\Delta \omega} = Q$$

Точные оценки дают: $\omega_{рез} - \omega_1 > \omega_2 - \omega_{рез}$.

Токи при резонансе:

$$i = i_0 \cos(\omega t)$$

$$i = \dot{q} = - \frac{\omega x_0 \rho h}{\rho} \cos(\omega t - \varphi) = \left(\frac{\omega x_0}{\rho} \right) \cos(\omega t - (\varphi - \frac{\pi}{2}))$$

$$\text{tg } \varphi = \text{tg}(\varphi - \frac{\pi}{2}) = - \text{ctg } \varphi = - \frac{1}{\text{tg } \varphi} = \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{2\omega}$$

$$= - \frac{\frac{1}{2} \epsilon - \omega^2}{2 \frac{R}{2L} \omega} = \frac{\omega L - 1/\omega c}{R}$$

$$i_0 = \frac{\epsilon_0}{\sqrt{(\frac{1}{\omega c} - \omega L)^2 + R^2}}$$

$$i = \frac{\epsilon_0}{\sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega c)^2}} \cos(\omega t - \varphi); \quad \text{tg } \varphi = \frac{\omega L - 1/\omega c}{R}$$

$$\omega_{\text{рез}} = \omega_0$$

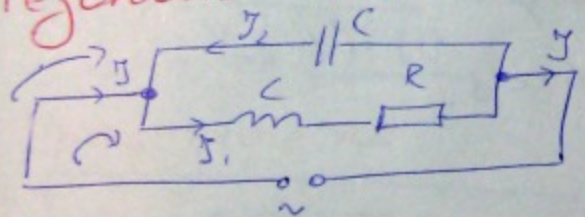
Правила Кирхгофа для цепи переменного тока:
 - сумма токов втекающих в узел равна сумме токов вытекающих из узла

$$\sum i_n = 0$$

для замкнутой контуре:

$$\sum i_n Z_n = \epsilon_n$$

Резонанс токов:



$$\begin{cases} i_1(i\omega L + R) = \epsilon \\ -i_2 \frac{1}{i\omega c} = \epsilon \\ i_1 = i + i_2 \end{cases}$$

$$I = i_1 - i_2 = \frac{\epsilon}{R + i\omega L} + \epsilon i\omega c = \frac{\epsilon(R - i\omega L)}{R^2 + \omega^2 L^2} + \epsilon i\omega c =$$

$$= \left[\frac{R}{R^2 + \omega^2 L^2} + i \left(\omega c - \frac{\omega L}{R^2 + \omega^2 L^2} \right) \right] \epsilon,$$

$$i_0 = \sqrt{\left(\frac{R}{R^2 + \omega^2 L^2} \right)^2 + \left(\omega c - \frac{\omega L}{R^2 + \omega^2 L^2} \right)^2} \cdot \epsilon_0, \quad \text{tg } \varphi = \frac{\omega c - \frac{\omega L}{R^2 + \omega^2 L^2}}{\frac{R}{R^2 + \omega^2 L^2}}$$

$$i_{0c} = \frac{\epsilon_0}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}}; \quad \text{tg } \varphi_c = - \frac{\omega L}{R}$$

Если $\omega L \gg R$, то $\varphi_c \approx \pi/2$

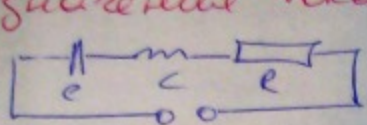
$$i_0 \approx \sqrt{\left(\frac{R}{\omega^2 L^2} \right)^2 + \left(\omega c - \frac{1}{\omega L} \right)^2} \epsilon_0 = \frac{R}{\omega^2 L^2} \epsilon_0 \Rightarrow i_0 = \text{min} \Rightarrow \omega = \omega_0^2 = \frac{1}{LC}$$

$$\text{tg } \varphi \approx \frac{\omega^2 L^2}{R} \left(\omega c - \frac{1}{\omega L} \right) = 0, \quad \text{если } \omega^2 = \omega_0^2 = \frac{1}{LC}$$

$$\frac{i_{0r}}{i_0} = \frac{\epsilon / \omega L}{\epsilon_0 \cdot R / \omega^2 L^2} = Q; \quad i_{0c} = \epsilon_0 \omega_0 c = \frac{\epsilon_0}{\omega L} = i_{0l}$$

Лекция 20

Работа и мощность переменного тока. Эффективное значение тока и напряжения.



$$y = \frac{U}{Z} = \frac{U}{R + i\omega L - i\frac{1}{\omega C}} = \frac{U_0 e^{i\omega t}}{|Z| e^{i\phi}}$$

$$= \frac{U_0 e^{i(\omega t - \phi)}}{|Z|}; \quad \omega e |Z| = \sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}; \quad \tan \phi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}$$

$$y = \frac{U_0}{|Z|} \cos(\omega t - \phi) = I_0 \cos(\omega t - \phi) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow P = U I = U_0 \cos(\omega t) I_0 \cos(\omega t - \phi) = \frac{I_0 U_0}{2} [\cos(\omega t - \phi) + \cos \phi]$$

$$\langle P \rangle = \frac{1}{T} \int P dt = \frac{I_0 U_0}{2} \cos \phi = \left\{ U_0 \cos \phi = I_0 R \right\} =$$

$$= \frac{I_0^2 R}{2} = I_e^2 R, \quad I_e = \frac{I_0}{\sqrt{2}}; \quad U_e = \frac{U_0}{\sqrt{2}} - \text{эффективное значение тока и напряжения}$$

$\cos \phi$ - коэффициент мощности.

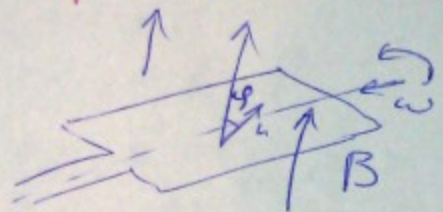
$$\phi = \arg(R + i(\omega L - \frac{1}{\omega C})) \Rightarrow \cos \phi = \frac{R}{\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}}$$

Если $(\omega L - \frac{1}{\omega C})^2 \gg R^2$, то $\cos \phi \ll 1$.

Лекция 20

Техническое использование переменных токов. Генераторы и электродвигатели. Трехфазный ток. Получение и использование вращающегося магнитного поля. Соединение обмоток генератора и нагрузки "звездой" и "треугольником". Фазное и линейное напряжения. Трансформатор. Принцип действия, устройство, применение. Коэффициент трансформации. Роль сердечника.

Генераторы и электродвигатели:



$$\Phi = BS \cos \varphi; \quad \varphi = \omega t + \varphi_0$$

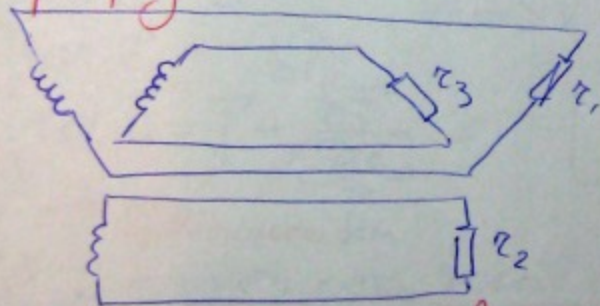
$$\mathcal{E} = - \frac{d\Phi}{dt} = BS \omega \sin(\omega t + \varphi_0) = \mathcal{E}_0 \sin(\omega t + \varphi_0)$$

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R} = \frac{\mathcal{E}_0}{R} \sin(\omega t + \varphi_0) = I_0 \sin(\omega t + \varphi_0)$$



$$I_a = \frac{(U - \mathcal{E}_{ind})}{r_a}$$

Трехфазный ток.



$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_0 \sin(\omega t)$$

$$\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_0 \sin(\omega t - 120^\circ)$$

$$\mathcal{E}_3 = \mathcal{E}_0 \sin(\omega t - 240^\circ)$$

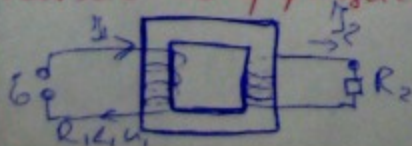
Получение и использование вращающегося магнитного поля



$$H_x = H_0 \sin \omega t,$$

$$H_y = -H_0 \cos \omega t.$$

Трансформатор. Принцип действия, устройство, применение. Коэффициент трансформации. Роль сердечника.



$$R_1 I_1 = U_1 - \dot{\Phi}_1, \quad R_2 I_2 = -\dot{\Phi}_2$$

$$\text{Таким образом } I_1 R_1 \ll \mathcal{E} \Rightarrow U_1 = i\omega \Phi_1, \quad U_2 = -i\omega \Phi_2$$

Лекция 21

... .. Сила тока в цепи трансформатора

$$\Phi_1 = u_1 \Phi_0, \Phi_2 = u_2 \Phi_0$$

$$\frac{|u_2|}{|u_1|} = \frac{u_2}{u_1} = K - \text{коэффициент трансформации.}$$

$$P_1 = P_2 \Rightarrow I_1 U_1 = I_2 U_2 \Rightarrow \frac{I_2}{I_1} = \frac{U_1}{U_2} = \frac{u_1}{u_2}$$

Лекция 21

Высокочастотные токи. Скин-эффект. Толщина скин-слоя.
 Система уравнений Максвелла как обобщение статических законов. Ток проводимости и ток смещения.
 Взаимное превращение электрического поля и магнитного поля. Электромагнитные волны. Волновое уравнение.
 Вектор Пойнтинга. Скорость распр-я электромагнитных волн.

Система уравнений Максвелла:

$$\begin{cases} \text{div } \vec{D} = \rho \\ \text{rot } \vec{E} = 0 \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} \int_{S_v} (\vec{D} \cdot d\vec{S}) = \int \rho dV \\ \oint (\vec{E} \cdot d\vec{l}) = 0 \end{cases}$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

$$\begin{cases} \text{div } \vec{B} = 0 \\ \text{rot } \vec{H} = \vec{j} \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} \int_{S_v} (\vec{B} \cdot d\vec{S}) = 0 \\ \oint (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = \int_{S_L} (\vec{j} \cdot d\vec{S}) \end{cases}$$

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{j})$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \Leftrightarrow \oint (\vec{E} \cdot d\vec{l}) = -\frac{d}{dt} \int_{S_L} (\vec{B} \cdot d\vec{S})$$

$$\begin{cases} \text{div } \vec{D} = \rho \\ \text{div } \vec{B} = 0 \\ \text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \text{rot } \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} \int_{S_v} (\vec{D} \cdot d\vec{S}) = \int \rho dV \\ \int_{S_v} (\vec{B} \cdot d\vec{S}) = 0 \\ \oint (\vec{E} \cdot d\vec{l}) = -\frac{d}{dt} \int_{S_L} (\vec{B} \cdot d\vec{S}) \\ \oint (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = \int_{S_L} (\vec{j} \cdot d\vec{S}) + \frac{d}{dt} \int_{S_L} (\vec{D} \cdot d\vec{S}) \end{cases}$$

\vec{j}_{em} - плотность тока смещения

\vec{j}_{em} - ток смещения

Высокочастотные токи; Скин эффект. Толщина скин-слоя.

$$|\vec{j}| \gg \left| \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right|$$

$$\begin{cases} \text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \text{rot } \vec{H} = \vec{j} \end{cases} \Rightarrow \text{rot}(\text{rot } \vec{E}) = -\text{rot} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\frac{\partial \text{rot}(\mu_0 \vec{H})}{\partial t} =$$

$$= -\mu_0 \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} = \text{grad div}(\vec{E}) - \Delta \vec{E} = -\Delta \vec{E} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \Delta \vec{E} = \frac{\mu_0}{\epsilon_0} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$\frac{\partial^2 E_x(y,t)}{\partial y^2} = \frac{\mu_0}{\epsilon_0} \frac{\partial E_x}{\partial t}; \text{ Тогда } E_x(y,t) = E_0(y) e^{i\omega t}$$

$$\frac{\partial^2 E_0(y)}{\partial y^2} = \frac{\mu \mu_0}{\rho} i \omega E_0(y). \quad E_0(y) = A e^{-ky} + B e^{ky}, \quad (39)$$

$$k^2 E_0(y) = i \frac{\mu \mu_0 \omega}{\rho} E_0(y), \quad \frac{1}{\delta^2} = \frac{\mu \mu_0 \omega}{2\rho}$$

$$k = \frac{\sqrt{2}}{\delta} \sqrt{i} = \frac{\sqrt{2}}{\delta} \frac{1+i}{\sqrt{2}}. \quad \text{Из граничных условий:}$$

$$|E_0(y)| < \infty \text{ при } y \rightarrow \infty \Rightarrow B = 0.$$

$$E_x(y, t) = A e^{-\frac{x}{\delta}(1+i)} e^{i\omega t} = A e^{-\frac{x}{\delta}} e^{i(\omega t - \frac{x}{\delta})}$$

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\mu \mu_0 \omega}} \quad \text{— толщина скин-слоя.}$$

Взаимное превращение электрического и магнитного полей. Электромагнитные волны. Волновое уравнение.

Рассмотрим однородную изотропную среду, в которой $\rho = 0$ и $j = 0$.

$$\left\{ \begin{array}{l} \operatorname{div} \vec{D} = 0, \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0 \\ \vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H} \\ \operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{H}) = \operatorname{rot} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \operatorname{grad}(\operatorname{div} \vec{E}) - \Delta \vec{E} = -\frac{\partial \operatorname{rot} \vec{B}}{\partial t} \\ = -\mu \mu_0 \frac{\partial \operatorname{rot} \vec{H}}{\partial t} \\ \operatorname{grad}(\operatorname{div} \vec{H}) - \Delta \vec{H} = \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \vec{D} \\ = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial \operatorname{rot} \vec{E}}{\partial t} \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta \vec{E} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0}{1/c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \\ \Delta \vec{H} = \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \end{array} \right. \quad v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}}; \quad c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$$

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - (\vec{k} \vec{r}))}; \quad \vec{H} = H_0 e^{i(\omega t - (\vec{k} \vec{r}))} \quad k = \frac{\omega}{v}$$

$$\operatorname{div}(\vec{E}) = -i(\vec{k} \vec{E}); \quad \frac{\partial}{\partial t}(\vec{E}_0 e^{i(\omega t - (\vec{k} \vec{r}))}) = i\omega \vec{E}_0 e^{i(\omega t - (\vec{k} \vec{r}))}$$

$$\operatorname{rot}(\vec{E}) = -i(\vec{k} \vec{E})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{array} \right. \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} [-i\vec{k}, \vec{E}] = -i\omega \vec{B} = -i\omega \mu \mu_0 \vec{H} \\ [-i\vec{k}, \vec{H}] = i\omega \vec{D} = i\omega \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E} \end{array} \right.$$

$$\vec{k} \perp \vec{E} \perp \vec{H}$$

Вектор Ямова - Паулиуса:

$$P = \int (\vec{j} \vec{E}) dV = \int ((\text{rot } \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}) \vec{E}) dV = \int [\text{div} [\vec{E} \vec{H}] - (\text{rot } \vec{E}, \vec{H}) - (\text{rot } \vec{H}, \vec{E})] dV =$$

$$= - \int \text{div} [\vec{E} \vec{H}] dV + \int (-\vec{B} \vec{H}) - (\vec{D} \vec{E}) dV =$$

$$= - \int_{S_{R \rightarrow \infty}} [\vec{E}, \vec{H}] d\vec{S} - \frac{\partial}{\partial t} \int_{\infty} (\frac{\vec{H} \vec{B}}{2} + \frac{\vec{E} \vec{D}}{2}) dV$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\infty} \omega dV = -P - \int_{S_{R \rightarrow \infty}} [\vec{E}, \vec{H}] d\vec{S} \Rightarrow \vec{S} = [\vec{E}, \vec{H}]$$

поток энергии
вектор Пойнтинга
магнитное поле

ω на поле

Лекция 22

Основные положения классической электронной теории проводимости. Дрейф - Лоренса. Опыт Томмена и Стюарта. Закон Ома, Дюпюле - Ленца и Видемано - Франца в классической теории. Положение зонной теории твердых тел. Энергетические уровни и формирование энергетических зон. Принцип Паули. Статистика Ферми - Дирака. Особенности зонной структуры диэлектриков, полупроводников и металлов. Объяснение проводимости твердых тел с помощью зонной теории.

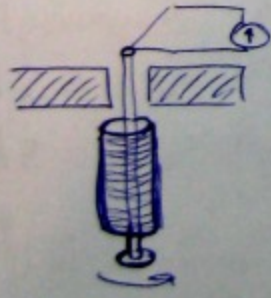
Основные положения классической электронной теории проводимости Дрейф - Лоренса:

- 1) Между столкновениями не учитывается взаимодействие электрона с другими электронами и ионами. В присутствии внешнего поля электрон движется в соответствии с законами Ньютона.
- 2) Столкновения - мгновенные события, внезапно меняющие скорость электронов.
- 3) Вероятность электрона испытать столкновение за $dt = \frac{dt}{\tau}$ τ - время релаксации (время свободного пробега)
- 4) Электроны приходят в состояние теплового равновесия исключительно благодаря столкновениям. Скорость электрона сразу после взаимодействия направлена случайным образом. Ее величина соответствует температуре, в которой происходит взаимодействие.

$$\vec{j} = ne \langle \vec{v} \rangle = en \cdot \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \vec{v}_{i,cp} = e \cdot \sum_{i=1}^n \frac{1}{2} (2\vec{v}_{i0} + \frac{e\vec{E}}{m} t_i) =$$

$$= e \cdot \frac{e\vec{E}}{2m} \sum_{i=1}^n t_i = \frac{ne^2\vec{E}}{2m} \tau; \quad \langle \sigma \rangle = \frac{e\vec{E}}{2m} \tau; \quad \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{1}{2} \vec{v}_{i0} = 0$$

Опыт Томмена и Стюарта:



$$F_u = -m \frac{d\sigma}{dt}; \quad E_{stop} = \frac{F_u}{e} = -\frac{m}{e} \frac{d\sigma}{dt}$$

$$\mathcal{E} = \int E_{stop} dl = -\frac{m}{e} L \frac{d\sigma}{dt}; \quad \eta = \frac{\mathcal{E}}{R} = -\frac{m}{e} \frac{d\sigma}{dt} \frac{L}{R}$$

$$q = \int \eta dt = \frac{m}{e} \frac{L}{R} \sigma_0$$

Закон Ома и Дюпюле - Ленца

$$\vec{j} = \frac{ne^2\vec{E}}{2m} \tau = \frac{ne^2\tau}{2m} \vec{E} = \lambda \vec{E} - \text{закон Ома.}$$

Энергия упругодеформации равенствам u_i , u_i и u_i (3)
 Если u_i и u_i сдвинулись на t_i , то u_i t_i :

$$\sum_{i=1}^{n_i} \left(\frac{m (\vec{v}_i + \Delta \vec{v}_i)^2}{2} - \frac{m \vec{v}_i^2}{2} \right) = \sum_{i=1}^{n_i} \left(\frac{m (v_i^2 + 2\vec{v}_i \cdot \Delta \vec{v}_i + \Delta v_i^2)}{2} - \frac{m v_i^2}{2} \right)$$

$$= \int \Delta \vec{v}_i \cdot \vec{v}_i = \frac{e \vec{E} \cdot \vec{t}_i}{m} = v_i \frac{m}{2} \frac{e^2 E^2 t_i^2}{m^2} - \text{и т.д.}$$

$$Q_i = \frac{v_i}{t_i} \cdot \frac{m v_i^2}{2} = \frac{m}{2} \frac{e^2 E^2 v_i t_i}{m^2} = \frac{e^2 E^2}{2m} v_i t_i$$

$$Q = \sum_{i=1}^{n_i} Q_i = \sum_{i=1}^{n_i} \frac{e^2 E^2}{2m} v_i t_i = \frac{m e^2 E^2}{2m} \sum_{i=1}^{n_i} v_i t_i = \frac{m e^2 E^2}{2m} \langle v \rangle = \lambda E^2$$

Закон Бюденена - Фригга и т.д. - закон т.д. $\langle v \rangle = \frac{1}{2} \langle v \rangle$

$\chi/\lambda = aT$, a - коэффициент при λ $\langle v \rangle = \frac{1}{2} \langle v \rangle$

$$\vec{v}_0 = \chi \cdot \text{grad } T, \text{ где } \chi = v \cdot \frac{1}{2} \langle v \rangle < \frac{1}{2} \rangle < \lambda \rangle = vT$$

$$c_v = \frac{3}{2} k, \text{ - теплоемкость на один атом.}$$

$$\frac{\chi}{\lambda} = \frac{m v \langle v \rangle^2 T / 3}{m e^2 T^2} c_v = \frac{1}{2} \langle v \rangle^2 = \frac{3kT}{m} = aT$$

Получено соотношение между χ и λ . Энергия т.д. $\langle v \rangle$

Теперь о формуле упругодеформации $\langle v \rangle$ $\langle v \rangle$ $\langle v \rangle$

И углубляемся далее энергия $\langle v \rangle$ $\langle v \rangle$ $\langle v \rangle$

дальнейшее $\langle v \rangle$ $\langle v \rangle$ $\langle v \rangle$ $\langle v \rangle$ $\langle v \rangle$

и $\langle v \rangle$ $\langle v \rangle$ $\langle v \rangle$ $\langle v \rangle$ $\langle v \rangle$ $\langle v \rangle$ $\langle v \rangle$ $\langle v \rangle$

$$du = A e^{-w/kT} dp, dp = \frac{1}{2} dp^2$$

$$dz = 2 \frac{dp dp dp}{k^3} \Rightarrow du = A e^{-w/kT} dz, \text{ где } dz \text{ - энергия}$$

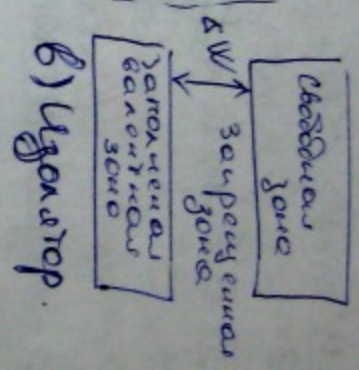
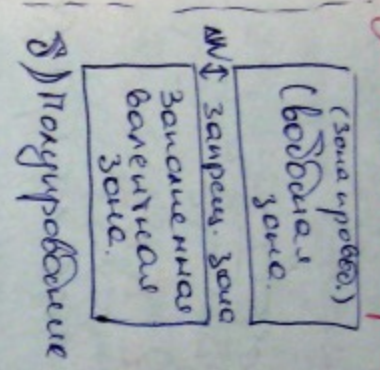
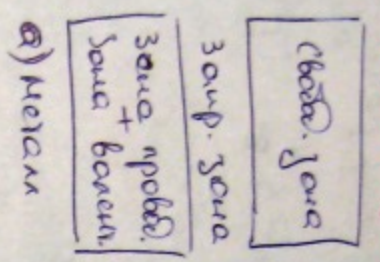
$$f(W) = \frac{1}{1 + e^{(W-F)/kT}} - \text{распределение Ферми-Дирака.}$$

$$\text{Если } (W-F)/kT \gg 1, \text{ то } f(W) = e^{-\frac{W-F}{kT}} - \text{Ф. энергии Ферми}$$

$$\rho = \frac{1}{\lambda} = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi}{k} \frac{DT}{T}; \quad \sigma_T = \sigma_F = \sqrt{\frac{2E'}{m}}$$

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{L_{gr}} + \frac{1}{L_{np}}; \quad \frac{1}{L} \sim T, \quad L_{np} = \text{const}; \quad T.e. \quad \rho = \rho_0 + \alpha T.$$

Дефектность решетки зависит от температуры, концентрации дефектов, температуры и дефектов. Дефектность решетки зависит от температуры.



Полиуробидимы. Собственная и приращенная про-
водимость полиуробидимов. Полиуробидимы P-U
и - типа. P-U - переход. Присоединяете полиуробиди-
мов: полиуробидимовые диоды, транзисторы, фотоди-
оды, фотодиоды. Контактные диоды. Контактная
разность Шоттки диодов. Термоэлектронное эмис-
сионное эмиссия. Термоэлектронный эффект Теллера. Двух-
лучевые диоды. Верхуробидимовые. Дендриты св-ва
верхуробидимов. Магнитная индукция вентри
верхуробидимов. Эффект Шейнера. Фригиделек-
ция. Басколативная структура сверхуробидимов.

Приращенные сверхуробидимовые.
Полиуробидимы. Собственная и приращенная про-
водимость полиуробидимов.

Полиуробидимы - в-ва, ширина запрещенной зоны ко-
торых соответствует порядку нецелых $ЭВ$
Собственная проводимость - проводимость в которой
свободные электроны и дырки участвуют в процессе
переноса энергии и в других процессах.
Прямая проводимость - проводимость в кото-
рой свободные электроны и дырки участвуют
в переносе энергии и в других процессах.
Итак барьерного диода.

P-тип - характерно дырочный проводимость
N-тип - характерно электронов проводимость

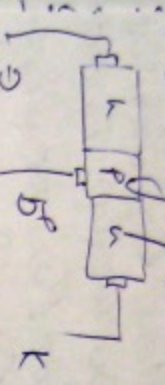
P-U - переход - диоды up-ва на стыке двух поли-

уробидимов. P-U - тип

Полиуробидимовые диоды - элемент, обладающий
различной проводимостью в зависимости от напря-
жения тока.

Подвод - подключение нагрузки на вход фото-
мультипликатора, через 6 тх 30 см от фото-
узелов P-n переходов (упаковки лампы) фото-
диодов (мониторит, как процесс герминации и роста
P-n-перехода) для получения - преобразования во-

Фотодиод - элемент, выполняющий функции свето-
диодов при обратном токе и светового усил.



Канальная панель резисторов - резисторы имеют
как и предыдущие диоды, форму, выполненную при помощи
концентрации слоя пленки при облучении, или осадки
диоксида кремния фотолитографией

Трехэлектродность - возможность облучения, в том же
панели транзисторов. Обладает свойствами усилителя
связи, как транзисторный усилитель сигнала поступа-
ющего транзистором.

Фотодиод (Эффект Гальванова) - возникновение ЭДС
в замкнутой цепи из проводников излучения при освещении
находящегося в цепи полупроводника.

Образование фотоэлектронов, транзисторы обладают свойством
наблюдения эффекта Гальванова.

2) В идеале $A_{ph} = \frac{I_e - I_c}{I_i}$, где I_e - ^{электронный} ток покоя,
при излучении на фотодиод, _{погода} I_c - ток в темноте,
и к P-область от F.

3) Как бы не было, но управление диодом генерация
которая является и в этом направлении.

Эффект Пельтье - трехэлектродность облучения, при ко-
торой упаковка образует или наоборот рождала свет
при излучении энергии, которую током в месте кон-
такта. Элементы фотоэлектрики.

$$Q = (T_B - T_A) \frac{Q_{TL}}{T_A}, \text{ где } T_{\text{темп}} - \text{Темп. } T = \Delta T$$

Эффект Томсона - в диодах реверсивно на-
правленности и обратности тока, диоды не-
канонические транзисторы, в отличие от диодов.
то они не имеют то же самое значение.

Сберупроблемность - сб-во нахождения ответа к вопросу (4)
наибольшей эффективности европейских стран при текущем
рб уровне сбережений.

сб-во:
1) наличие эк-е соуп-е. при несовершенной рске

2) наличие скуп-е при незначительной рске.

3) переход в сберупроблемные страны - переход по-

годам I года при сберупроблемных I года, и

II года при сберупроблемных II года. (коэффициент 90%)

Экспорт Меньше - наличие истинности на уровне -

нао нас и абсолюта проблема при переходе в

в сберупроблемные страны

Кривые **нае** - наличие поке с H_c , которое

при данных текущих параметров берется переход в сб-во

и в сберупроблемные страны. $H_c = H_0 \cdot (1 - \frac{T_c}{T_c})$

Значение **текущих** **сберупроблемных** - наличие

текущих с сб-вом сбережений, которые

находятся в сберупроблемных странах

более текущих (7 = 150K).