

Э-л-е взаимодействия. Эл-й заряд и его свойства.

Микроскопические носители заряда. ЗС электрического заряда

Уравнение непрерывности.

Выделяют 4 вида взаимодействий в природе:

- 1) Гравитационное
- 2) Электромагнитное
- 3) Ядерное
- 4) Слабое.

Электромагнитное взаимодействие - взаимодействие между электрически заряженными телами или между эл-ки заряженными телами и магнитными полями.

Электрический заряд - величина хар-я способность тела участв. в электромагнитных взаимодействиях.

Микроскопические носители заряда - элементарные частицы, ионы, молекулы.

Свойства эл-го заряда:

1. Существуют два вида зарядов пол. и отр.
2. ~~Разноименные~~ ^{Разноименные} заряды отталкиваются а одноименные притягив.
3. Существуют минимальные заряды (+, -), а остальные им кратны.
4. В изолированной системе суммарный заряд сохраняется. (З.С.)
5. Эл-й заряд не зависит от скорости движения.

Ур-е непрерывности: $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } j = 0$

вывод: $\text{rot } H = j + \frac{\partial D}{\partial t} \Rightarrow \text{div rot } H = \text{div } j + \frac{\partial}{\partial t} \text{div } D \Rightarrow$

$\text{div } j + \frac{\partial}{\partial t} \text{div } D = 0$, т.к. $\text{div } D = \rho \Rightarrow \text{div } j + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$

Если заряд уходит из дифференциального объема ($\text{div } j > 0$) тогда кол-во зарядов уменьшается.

У Закон Кулона, полевая трактовка. Вектор E . Принцип суперпозиции для E . Нахождение E в модели непрерывного ^{распределения} заряда
 Линеина, пов, объёмная пл-ть эл-го заряда.

Закон Кулона — неподвижные точечные заряды взаимод. с силой пропорц. их произведению и обратно пропорц. к квадрату расстояния между ними.

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2 \vec{r}_{12}}{(\vec{r}_{12})^3}$$

Полевая трактовка:

Заряд создает эл-е поле которое действует на другой заряд q_2 внесенный в это поле.

$$\vec{F}_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2 \vec{r}_{12}}{(\vec{r}_{12})^3}, \quad \vec{F}_{21} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_2 q_1 \vec{r}_{21}}{(\vec{r}_{21})^3}$$

$$\vec{F}_{12} = q_2 \vec{E}_{12}, \quad \vec{F}_{21} = q_1 \vec{E}_{21} \Rightarrow \vec{E}_{21} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_2 \vec{r}_{21}}{(\vec{r}_{21})^3}$$

$$\vec{r}_{21} = -\vec{r}_{12}, \quad \vec{F}_{21} = -\vec{F}_{12} \Rightarrow \vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}$$

Напряженность эл-го поля — его силовая хар-ка. ~~Напряж~~ Напряж эл-го поля в точке r наз-ся векторная величина равная силе действ. на заряд, к величине заряда.

Принцип суперпозиции: Напряженность поля равна сумме незав. вкладов от всех точечных зарядов.

Непр. распредел. заряда

При непр распредел. эл-ва в пространстве заряд каждой отдельной $\tau = 0$. Однако заряд отдельной области $\neq 0$

$$\text{div } E = 4\pi\rho, \quad \text{rot } E = 0$$

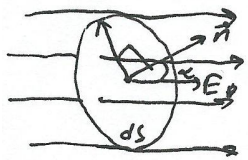
$$\tau = \frac{dq}{d\ell} \text{ — лин.}$$

$$\sigma = \frac{dq}{ds} \text{ — пов.}$$

$$\rho = \frac{dq}{dV} \text{ — объёмная.}$$

Этот поток вектора напряженности \vec{E} -го поля. Теорема О.Г. для E в интегральной форме. ~~Можно использовать~~
 Порядок следствия вектора напряженности ~~электрического поля~~
 Примеры её использования. Дифференциальное представление Г.О.Г.

Элементарный поток — локальная хар-ка поля. ?



$$d\Phi_E = (\vec{E} \cdot \vec{n}) dS = E dS \cos \alpha.$$

Поток вектора напряж. — интегральная хар-ка поля (пов-й} интеграл.)

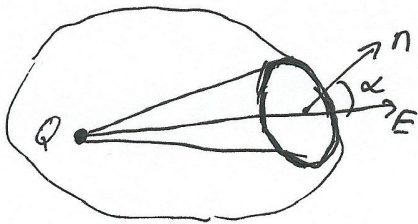
$$\Phi = \int_S (\vec{E} \cdot \vec{n}) dS = \int_S \vec{E} d\vec{S}$$

Теорема О.Г. — следствие закона Кулона.

$$d\Omega = \frac{dS \cos \alpha}{r^2}$$

Элемент потока:

$$d\Phi = E dS = E dS \cos(\alpha) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2} dS \cos(\alpha) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} d\Omega$$



Полный поток:

$$\Phi = \oint_S E dS = \oint_S \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2} d\Omega = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \oint_S d\Omega = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} 4\pi = \frac{Q}{\epsilon_0}$$

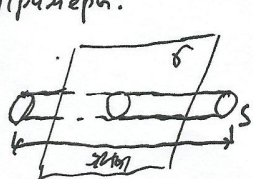
По причине суперпозиции:

$$\oint_S (\vec{E} \cdot \vec{n}) dS = \frac{Q}{\epsilon_0}$$

Поток вектора напряженности \vec{E} через замкнутую пов-ть пропорц. сумм. заряду внутри пов-ти.

~~Можно использовать~~ энергетическая хар-ка электростатического поля

Примеры:



$$E \cdot 2S = \frac{\sigma S}{\epsilon_0}$$

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$$



$$E \cdot 2\pi r h = \frac{\sigma h}{\epsilon_0}$$

$$E = \frac{\sigma}{2\pi\epsilon_0 r}$$

Диф-е представление О.Г.

$$q = \int_V \rho dV ; \int_S E dS = \int_V \text{div } \vec{E} dV \Rightarrow$$

$$\int_V \text{div } \vec{E} dV = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho dV \Rightarrow \boxed{\text{div } E = \frac{\rho}{\epsilon_0}}$$

Уд. работа сил электростатического поля. Потенциальность электростат. поля, её представление в интегр. и диф. формах. Потенциал. Нормировка Потенциала. Формула связи E и φ . Примеры применения.

Т.к. сила действующая в эл. поле на точ. заряду: $F = qE$ то при перемещении заряда на dl совершается работа $A = Fdl = qEdl$ св-ва эл. поля системы неподв. г. зарядов:

1. Работа поля зависит только от коорд. начальной и конечной г.

2. A по замкнутой кривой $= 0$.

3. Работа по перемещению заряда q из г. a в беск удаленную г. b :

$$A = q \sum_{i=1}^{i=N} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q_i}{r_{a,i}} = q \cdot \sum_{i=1}^{i=N} \varphi_{a,i} = q\varphi_a$$

$$\varphi_{a,i} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q_i}{r_{a,i}} \quad \text{— потенциал в г. а создаваемый } Q_i$$

Поле называется потенциальным если работа совершаемая этим полем по замкнутой контуру равна 0.

Диф. форма: ~~$\text{rot } \vec{E} = 0$~~ $\text{rot } \vec{E} = 0$

Интегр. форма: $\oint \vec{E} d\vec{l} = 0$

Потенциал — энергетическая хар-ка электрического поля.

Нормировка:


Если b — не беск. уг г. то:

$$\varphi'_{a,i} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} Q_i \left(\frac{1}{r_{a,i}} - \frac{1}{r_{b,i}} \right) \quad \text{— в г. а.}$$

Полный потенциал: $\varphi'_a = \varphi_a - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^{i=N} \frac{Q_i}{r_{b,i}}$

Разность потенциалов не зависит от выбора начала отсчета потенциала.

Т.к. $\frac{A}{q} = \int_a^b \vec{E} d\vec{r} = \varphi(a) - \varphi(b) \Rightarrow \boxed{\varphi(b) - \varphi(a) = - \int_a^b \vec{E} d\vec{r}} \Rightarrow \boxed{E = - \text{grad } \varphi}$

Пример:  $E \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0}$
 $E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \Rightarrow \varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R} \quad \text{— внутри.}$

Принцип суперпозиции для электрического потенциала. Потенциал системы точечных зарядов и непрерывного распределения заряда. Уравнения Лапласа и Пуассона для электрического потенциала. Примеры решений.

Для потенциала выполняется принцип суперпозиции:

$$\varphi_a = \sum_{i=1}^{i=N} \varphi_{a,i} = \sum_{i=1}^{i=N} \frac{Q_i}{4\pi\epsilon_0 r_{a,i}} \quad - \text{ потенциал поля в точке } a.$$

Потенциал системы точечных зарядов:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \sum_i \vec{E}_i(\vec{r}) = -\sum_i \nabla \varphi_i(\vec{r}) = -\nabla \left(\sum_i \varphi_i(\vec{r}) \right)$$

$$\varphi(\vec{r}) = \sum_i \varphi_i(\vec{r}) = \sum_i \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i}{|\vec{r}-\vec{r}_i|}$$

Непрерывное распределение заряда: $q_i = \rho(\vec{r}_i) \Delta V_i$

$$\varphi(\vec{r}) = \sum_i \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\rho(\vec{r}_i) \Delta V_i}{|\vec{r}-\vec{r}_i|} = \int_V \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\rho(\vec{r}') \Delta V'}{|\vec{r}-\vec{r}'|} = \int_V \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dV'$$

Уравнение Лапласа:

$$\nabla^2 \varphi = 0 \quad (\rho=0)$$

Уравнение Пуассона:

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}$$


Вывод: Если $\vec{E} = -\nabla \varphi \Rightarrow \text{rot } \vec{E} = 0 \Rightarrow$

$$\Rightarrow \frac{\rho}{\epsilon_0} = \text{div } \vec{E} = -\text{div } \nabla \varphi = -\Delta \varphi$$

$$\text{где } \Delta \varphi = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}$$

Пример:

$Q = \left(\frac{4}{3}\right) \pi R^3 \rho$



Решение гр-й в сфер. коорд

$$\varphi_1 = -\left(\frac{1}{6}\right) \frac{\rho r^2}{\epsilon_0} + A_1 + B_1$$

$$\varphi_2 = -\frac{A_2}{r} + B_2$$

Итог:

$$\varphi_1 = -\left(\frac{1}{6}\right) \frac{\rho r^2}{\epsilon_0} + \left(\frac{1}{2}\right) \frac{\rho R^2}{\epsilon_0}$$

$$\varphi_2 = \left(\frac{1}{3}\right) \frac{\rho R^3}{r \epsilon_0} = \frac{1}{4} \pi \epsilon_0 \frac{Q}{r^2}$$

1) $0 < r < R$ ($\rho = \text{const}$)

2) $r \geq R$ ($\rho = 0$)

Условия на потенциал

1. Ограниченность при $r=0 \Rightarrow A_1=0$

2. Обращение в ноль при $r \rightarrow \infty \Rightarrow B_2=0$

3. Непрерывность при x (нет пов-го заряда):

$$\Rightarrow \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} \Big|_R = \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} \Big|_R ; -\left(\frac{1}{3}\right) \frac{\rho R}{\epsilon_0} = \frac{A_2}{R^2}$$

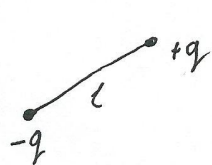
$$A_2 = -\left(\frac{1}{3}\right) \frac{\rho R^3}{\epsilon_0}$$

4. Непрерывности $\varphi_1(R) = \varphi_2(R)$; $B_1 = \left(\frac{1}{2}\right) \frac{\rho R^2}{\epsilon_0}$

$$-\left(\frac{1}{6}\right) \frac{\rho R^2}{\epsilon_0} + B_1 = -\frac{A_2}{R} ; B_1 = \left(\frac{1}{2}\right) \frac{\rho R^2}{\epsilon_0}$$

• электрический диполь. Потенциал и напряженность эл-го поля дипольного диполя. Сила действующая на диполь в электрическом поле. Энергия диполя во внешнем электрическом поле.

Электрический диполь - система состоящая из двух точечных, разноименных, одинаковых по модулю зарядов.



$\vec{p} = q\vec{l}$ - дипольный момент, направлен от - к +

для произвольной зарядной системы: $\vec{p} = \int_V \vec{r} \rho dV$

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{p} \cdot \vec{r}}{r^3}; \quad E = -\text{grad} \varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{3\vec{r}(\vec{p} \cdot \vec{r}) - \vec{p}r^2}{r^5} \right)$$

$$F = qE \text{ - сила.}$$

Энергия диполя во внешнем электрическом поле.

$$W_p = q\varphi \text{ - энергия точечного заряда. } \Rightarrow$$

$$W = q_+ \varphi_+ + q_- \varphi_- = q(\varphi_+ - \varphi_-) \quad (\varphi_+, \varphi_- \text{ - потенциалы поля в точках расположения } -q, +q)$$

$$W = -pE$$

Свойства проводников в электростатическом поле, электростатическая индукция. Потенциал проводника. Напряженность поля у пов-ти проводника. Влияние кривизны пов-ти на величину поверхностного заряда. Электростатическая защита.

Проводник - материал, концентрация свободных зарядов в котором достаточно велика чтобы полностью скомпенсировать внешнее электростатическое поле.

Свойства проводников в э-м поле:

1. Напр. поле внутри: $E_{in} = 0$.

2. Потенциал внутри проводника постоянен ($\varphi_{in} = const.$)

3. Плотность заряда внутри проводника равна 0 ($\rho_{in} = 0$)

1. Вне проводника вблизи его поверхности компоненты напряженности:

$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$ - поле у пов-ти проводника

$$E_t = 0, E_n = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

у пов-ти.

Электростатическая индукция - явление перераспределения свободных зарядов внутри проводника, в результате которого E_{in} обращается в 0.

Плотность заряда зависит от кривизны поверхности: она максимальна вблизи заостренных частей пов-ти, меньше вблизи плоских и минимальна вблизи волнатых. (сила зарядов тем больше тем больше кривизна.)

Потенциал проводника:

Если $\varphi_{\infty} = 0$ то пот в т. А : $\varphi = \int_A^{\infty} \vec{E} d\vec{r}$

т.к. $|\vec{E}(r)| \propto Q$ то $\varphi \propto Q$

В случае системы нескольких проводников:

$$\varphi_i = \sum_{j=1}^{i=N} a_{ij} \cdot Q_j$$

a_{ij} - потенциальный коэф.

Электр. защита - помещение приборов чувствительных к э-м полю в замкнутой проводящей оболочке для экранировки от внешнего поля.

Связь между зарядом и потенциалом проводника. Методы нахождения потенциала и емкости проводника. Емкостные и потенциальные коэф. Конденсаторы. Факторы влияющие на емкость конденсатора.

Пусть $\varphi(\infty) = 0$, то потенциал. провод. τ . A проводника: $\varphi = \int_A^{\infty} \vec{E} d\vec{r}$

Т.к. $|\vec{E}(\vec{r})|$ пропорционален заряду проводника то $\varphi \sim Q$

Величина $C = \frac{Q}{\varphi}$ называется емкостью единичного проводника.

В случае системы нескольких проводников их заряды и потенциалы связаны линейными соотношениями:

$$\varphi_i = \sum_{j=1}^{i=N} \alpha_{ij} \cdot Q_j \quad \alpha_{ij} - \text{потенциальный коэф.} \quad \alpha_{ij} = \alpha_{ji}$$

$$Q_i = \sum_{j=1}^{i=N} \beta_{ij} \cdot \varphi_j \quad \beta_{ij} - \text{ёмкостный коэф.} \quad \beta_{ij} = \beta_{ji}$$

(нормировка $\varphi(\infty) = 0$) $\alpha_{ij} > 0$, $\alpha_{ji} > \alpha_{ij}$, $\beta_{ji} < 0$, $\beta_{ij} > 0$, $\sum_i \alpha_{ji} > 0$;

Конденсатор - совокупность двух \forall проводников с одинаковыми по абс. знач, и противоположными по знаку зарядами. Проводники - обкладки

$$C = \frac{Q}{\Delta\varphi} - \text{ёмкость}$$

~~плоский~~ Плоский: $C = \frac{q}{U} = \frac{\sigma S}{\frac{\sigma}{\epsilon_0} d} = \frac{\epsilon_0 S}{d}$

Сферич.: $C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q}{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{q}{R_1} - \frac{q}{R_2} \right)} = 4\pi\epsilon_0 \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1}$

Цилиндрич.: $C = \frac{q}{U} = \ln \frac{R_2}{R_1}$

Конд. можно складывать последовательно и парал.

посл. $\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \dots$

пар $C = C_1 + C_2 + \dots \quad q = q_1 + q_2 \dots$

Диэлектрики. Вектор поляризации P и его связь с поляриционными токами. Вектор э. индукции D . Диэл. проницаемость и восприимчивость вещества. Материальные ур-я для векторов D, P, E в изотропной лин. диэл.

Диэлектрики — вещества, в которых под действием электрического поля не возникает перемещения зарядов как например в проводнике но заряды медленно двигаются.

Изо. диэл. — отсутствием свободные заряды

Типы:

1. Неполарные (отсутствуют элементарные диполи.)
2. Поларные (есть элем. диполи но не упорядочены.)
3. сегнетоэлектрики (элемент. диполи упорядочены даже в отсутствии внеш. поля.)

Вектор поляризации — средняя плотность дипольных моментов

$$\vec{P} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum_{i=1}^N \vec{p}_i}{\Delta V}$$

$$\rho_{полер} = -\text{div } P$$

$$\sigma_{полер} = P_n \text{ — для грип. вакуум, — диэл.}$$

$$\text{div } D = \rho_{внеш} \text{ — Вектор диэл. смещения.}$$

Вывод

$$\text{div } E = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

$$\epsilon_0 \text{div } E = \rho_{внеш} + \rho_{полер} = \rho_{внеш} + \text{div } P$$

$$\text{div } (E \epsilon_0 + P) = \rho_{внеш} \Rightarrow \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \Rightarrow \text{div } D = \rho_{внеш}$$

Материальные ур-я.

P — дипольный мом-т ед. объема.

$$D = \epsilon \epsilon_0 E$$

$$P = \chi \epsilon_0 E$$

ϵ — диэл. проницаемость

χ — диэл. восприимчивость.

$$\epsilon = \chi + 1$$

Диэл. проницаемость хар-т степень ослабления эл. поля в диэлектрике.

— теорема О.Г. для векторов E, D, P в интегральных формах.

Граничные условия для E, D, P . Электростатическое поле в малой полости внутри диэлектрика. Влияние формы диэл. тела на внутреннее электростатическое поле.

Теорема О.Г.

$$\oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{q}{\epsilon_0}$$

q — полный заряд.

$$\oint_S \vec{P} d\vec{S} = -q_{\text{полар}}$$

$q_{\text{полар}}$ — поляризованный

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = q_{\text{свобод}}$$

$q_{\text{свобод}}$ — сумма собственных сторонних и свободных зарядов.

$$\text{div } D = \rho_{\text{свобод}}$$

$$\text{div } E = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

$$\text{div } P = -\rho_{\text{полар}}$$

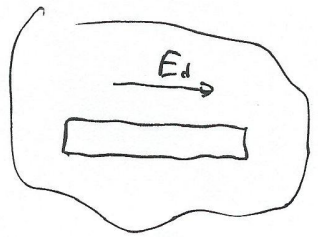
Граничные условия связывают значения проекций векторов в двух беск. близк. τ . по разные стороны границы раздела двух сред.

$$\begin{aligned} E_{1\tau} &= E_{2\tau} \\ D_{1n} - D_{2n} &= \sigma_{\text{свобод}} \\ P_{1n} - P_{2n} &= -\sigma_{\text{полар}} \end{aligned}$$

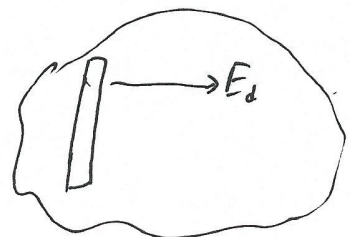
Для изотропных сред при отсутствии свободных и/или сторонних зарядов:

$$D_{1n} = D_{2n}$$

$$\epsilon_1 E_{n1} = \epsilon_2 E_{n2}$$



в полости $E = E_d$



в полости $D = D_d$

1) Виды диэлектриков. Электронная теория поляризации.
 неполярные диэлектрики. Формула Клаузиуса-Моссотти.
 Локальное поле. Теория Ланжевена для полярных диэлектриков
 Температурная зав-ть диэл. проп. для полярных и непол. диэл.

Поляризационные свойства диэл. опред. поляризуемостью св-ми
 молекул. Все молекулы делится на полярные и неполярные.

У непол. в отсутствие $E_{внеш}$ дипольный м-т равен 0
 У полярных есть собственный дипольный момент.

- Виды:
- 1) Полярные
 - 2) Неполярные
 - 3) Сегнетоэлектрики.
 - 4) Пьезоэлектрики
 - 5) Пироэлектрики

Поляризация неполярных молекул

$$\vec{P} = \epsilon_0 \beta \vec{E}_0$$
 , где β - поляризуемость молекулы.

Локальное поле $\vec{E}_{лок}$

В рез-те поляризации диэл, помещенного во внешнее поле сам диэл.
 становится источником поля. \Rightarrow Поле внутри, диэл отличается от $E_{внеш}$

Такое поле называется локальным. $\vec{E}_{лок} = \vec{E} - E_{меш}$

$$P_{инд} = \epsilon_0 \alpha E_{лок} \quad E_{лок} = \langle E \rangle + \delta E \quad E_{лок} = \langle E \rangle + \frac{P}{3\epsilon_0} \quad \boxed{\epsilon \approx 1 + N\alpha}$$

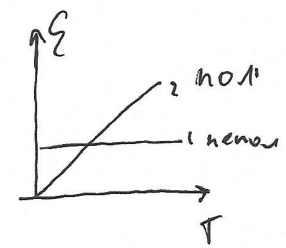
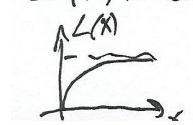
~~Формула~~ Ф-ла Клаузиуса-Моссотти:

$$P = N \sum \epsilon_0 \alpha E_{лок} = N \epsilon_0 \alpha \left(\vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0} \right) \Rightarrow P \left(1 - \frac{N\alpha}{3} \right) = N \epsilon_0 \alpha \vec{E} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \vec{P} = \epsilon_0 (\epsilon - 1) \cdot \vec{E} = \frac{N \epsilon_0 \alpha \vec{E}}{\left(1 - \frac{N\alpha}{3} \right)} \Rightarrow \epsilon - 1 = \frac{N\alpha}{\left(1 - \frac{N\alpha}{3} \right)} \Rightarrow \frac{(\epsilon - 1)}{\epsilon + 2} = \frac{N\alpha}{3} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{(\epsilon - 1)}{(\epsilon + 2) \left(\frac{1}{\rho} \right)} = \frac{N\alpha}{3}$$

$L(x) = \coth(x) - \frac{1}{x}$ - ф-ла Ланжевена.



Энергия сист. состоит из энергии эл-х зарядов. Энергия системы зарядов и энергии проводников. Энергия взаим. зарядов проводников и собственная энергия. Энергия эл. поля и это объемная н-ть.

Энергия сист. - количественная мера её способности совершить работу.

Энергия сист. точ. зарядов - разность потенциалов энергии.

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{i=N} \varphi_i q_i \quad - \text{точ. зар.}$$

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{i=N} Q_i \varphi_i, \quad \text{где } \varphi_i = \varphi_{i0} + \sum_{j=1, j \neq i} \varphi_{ij}$$

сист. N проводников

$$W = \sum_{i=1}^N \left(\frac{1}{2} Q_i \cdot \varphi_{i, \text{собст}} + \frac{1}{2} Q_i \cdot \varphi_{i, \text{взаим.}} \right)$$

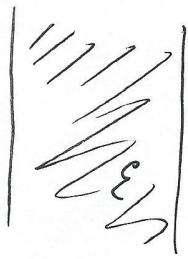
}
собств. энт-я из
проводника

}
энт-я взаим.
i проводника с другими

$$W = \int_V \frac{\epsilon_0 E^2}{2} dV \quad - \text{энергия электрического поля.}$$

$$w = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} \quad - \text{объемная н-ть.}$$

1) \vec{E} и \vec{D} поля. \vec{E} — электрическое поле. Пондеромоторные силы действуют на проводники и диэ. в этом поле. Энергетический подход к вычислению погон. сил.



$$W = \frac{Q^2}{2C} \quad C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d}$$

$$E = \frac{Q}{\epsilon \epsilon_0 S}$$

$$W = \left(\frac{\epsilon \epsilon_0 E^2}{2} \right) S \cdot d = \frac{\rho E}{2} \cdot S d$$

$$W = \int \frac{\rho E}{2} dV$$

$$w = \frac{\rho E}{2} - \text{объемная энергия.}$$

Пондеромоторные силы — механические силы действующие на все тело.

на точечный заряд: $F = qE$

на пов-ть проводника $d\vec{F} = \frac{\sigma^2 dS \vec{n}}{2\epsilon_0}$

Понд. $\delta W_{пот} = A_{внеш}$

Для точечного заряда: $F = qE = -\text{grad } \varphi = -\text{grad } W$

$$\delta A = F dr = -\text{grad } W \cdot dr \Rightarrow F = -\frac{\nabla W}{dr} \Big|_{q=\text{const.}}$$

$$F = \frac{+\nabla W}{dr} \Big|_{\varphi=\text{const}} - \text{для проводников}$$

Пусть x проводнику приложат силу $F_x = -F_x^{\text{вн}}$ которая смещает его

вдоль x на dx и совершает работу $\delta A_{\text{внеш, мех}} = F_x dx$

З-н изменения энергии: $\delta W_{\text{пот}} = \delta A_{\text{внеш, мех}} + \delta A_{\text{внеш, эл}}$

Ит:

$$Q_i = \text{const}, \delta A_{\text{внеш, эл}} = 0 \Rightarrow F_x = \frac{\delta W_{\text{пот}}}{\delta x} = -F_x^{\text{вн}}$$

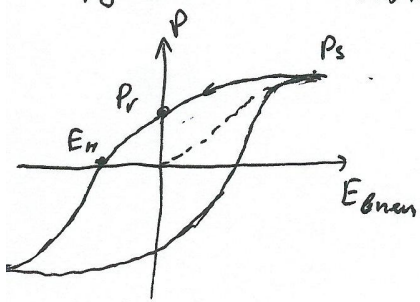
$$\varphi_i = \text{const}, \delta A_{\text{внеш, эл}} = 2 \cdot \delta W_{\text{пот}} \Rightarrow F_x = -\frac{\delta W_{\text{пот}}}{dx} = F_x^{\text{вн}}$$

и пиро- и сегнетоэлектрики. Доменная структура сегнетоэлектриков
 Гистерезис. Точки Кюри. Применение сегнетоэлектриков. Пьезоэлектрики.
 Прямой и обратный пьезоэлектрический эффект.

Пьезоэлектрики - кристаллические диэлектрики в состоянии термодинамического равновесия обладающие спонтанной поляризованностью. Застыть сразу пьезол.

Сегнетоэлектрики - полярные диэлектрики, которые в определенной области температур (полярная область) ~~обладают~~ спонтанной поляризованностью.

Поляризуемый сегнетоэлектрик можно управлять э-м полем.



Домена - области спонтанно поляризованные по отношению к друг другу векторы поляризации.

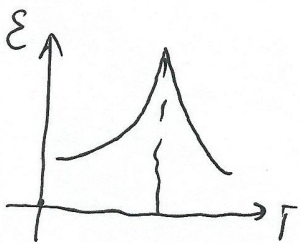
Доменная структура - следствие минимизации э-м энергии системы. При разбегании на мелкие уменьшается электрическое поле вне образца сегнетоэлектрика но увеличивается энергия границы между доменами с различным направлением вектора поляризации.

P_r = остаточная поляризация

P_s = поляризация насыщения

E_n = коэрцитивная сила.

На границах полярной фазы сегнетоэлектрики испытывают фазовые переходы. Температуры при которых наблюдаются сегнетоэлектрические фазовые переходы называются точками Кюри.



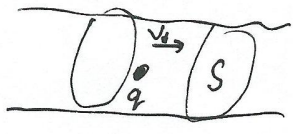
Применение:

Малоабсорбирующие конденсаторы в качестве ионно-э-м радиотехнических устройств.

Пьезоэлектрики - кристаллы, обладающие св-ми при деформациях возникли электрической поляризации (прямой) или при воздействии э-м поля происходят ~~обратные~~ деформации.

Электрический ток. Сила и плотность тока. Линейные проводники.
 Э-е поле в проводнике с током и его источник. У-е непрерывности.
 Условие стационарности тока. 3-й Ома в диф-б форме. Удельная
 электропроводность.

Электрический ток - упорядоченное движение заряженных частиц.



$$\delta N = n S \delta x = n S v_d dt \quad \text{— кол-во частиц через площадь } S.$$

$$\delta Q = q \delta N$$

За единицу времени через площадь проползает кол-во зарядов $I = \frac{\delta Q}{\delta t}$ (Кулон/сек)

$$j = n q v_d = \rho v_d \quad \text{— плотность тока}$$

$$I = |j| S \quad \text{Линия тока — линия вектора } j$$

Внутри проводника стоком напряженности поля не имеет тангенциальной составляющей.

Поверхностные заряды — источники электрического поля внутри проводника с током.

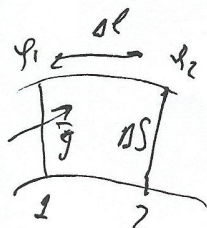
Уравнение непрерывности: — дифференциальная формулировка закона сохранения заряда.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} j = 0. \quad q = \int_V \rho dV, \quad \operatorname{rot} H = j + \frac{\partial D}{\partial t} \Rightarrow$$

~~$$\operatorname{div} \operatorname{rot} H = \operatorname{div} j + \frac{\partial \operatorname{div} D}{\partial t}$$~~

$$\Rightarrow \operatorname{div} \operatorname{rot} H = \operatorname{div} j + \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} D, \quad \operatorname{div} D = \rho \Rightarrow \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} j = 0.$$

Условие стационарности тока $\operatorname{div} j = 0, I = \text{const}$



$$I = j \delta S = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\rho \frac{\delta l}{\delta S}} = \frac{1}{\rho} \left(- \frac{d\varphi}{dl} \right) \delta S = \frac{1}{\rho} E \delta S$$

} для линейного.

$$j = \frac{E}{\rho} = \lambda E \quad \lambda \text{ — удельная электропроводность.}$$

\int - Ом для участка цепи постоянного тока. \int - Ом для неразветвленной замкнутой цепи.
 ρ - удельное сопротивление. Электросопротивление линейных проводников.
 Постоянный ток в сплошных средах.

~~ЭДС - величина, численно равная работе сторонних сил по перемещению единичного положительного заряда.~~

ЭДС - величина, численно равная работе сторонних сил по перемещению единичного положительного заряда.
 (для поддержания электр. тока в замкнутой цепи.)

ЭДС - величина, численно равная работе сторонних сил по перемещению единичного положительного заряда.

Пример - гальванический элемент.

$U = IR$ - Ом для однородного участка цепи.

$$R = \frac{\rho L}{S}$$

$$\lambda = \frac{\rho}{S} \quad \rho - \text{удельное сопротивление.}$$

$\mathcal{E} = IR + I R_{\text{вн}}$ - Ом для замкнутой цепи.

Рассмотрим два проводника произвольной формы которые находятся в безграничной однородной ^{слабо проводящей} среде с уд. сопр ρ и диэл. прони ϵ .

Заряды $-q$ и $+q$. Пов-ти эквипотенциальны. Положительный проводник окружен

~~ЭДС~~ замкнутой пов-ти S .

$$R = \frac{U}{I} = \frac{U}{\int_S j \cdot dS} = \frac{U}{\int_S E \cdot dS}$$

$$C = \frac{q}{U} = \frac{\epsilon \epsilon_0 \int E \cdot dS}{U} \Rightarrow RC = \epsilon \epsilon_0 \rho$$

$$\Rightarrow I = \frac{U}{R} = \frac{CU \lambda}{\epsilon \epsilon_0} = \frac{\lambda Q}{\epsilon_0}$$

уменьшения и сохр. энергии для неразв. цепи постоянного тока.
 3-н. Джоуль-Ленца и его диф. форма. Работа и мощность пост. тока.

Общий 3-н: $\Delta W_{кин} + \Delta W_{пот} = A_{внеш} + A_{внутр}$

В цепи постоянного тока: $0 = A_{внеш} + A_{внутр}$.

Работа внутренних диссипативных сил всегда отрицательна и связана с тепловыд. ф-ой: $W_{тепл} = -A_{внутр}$.

$\Rightarrow A_{внеш} = W_{тепл}$ - 3-н сохранения энергии для неразв. цепей пост. тока (если не совершается мех работа приводящая к уменьшению кин. энергии).

3-н Ома:

$\xi = Ir + IR \Rightarrow \xi I = I^2 r + I^2 R$

Мощность сторонних сил: $\xi I = \xi \frac{dq}{dt}$

3 правых части тепло, выд. на источник и нагрузку.

3-н Джоуль-Ленца в интегр. форме: $\int \frac{dW_{тепл}}{dt} = I^2 R = \frac{U^2}{R} = UI$ - тепловая мощность выделяется на сопротивлении.

В диф. форме:

Работа эл. поля над одним зарядом: $dA_1 = (q\vec{E}) d\vec{r} = (q\vec{E}) \vec{v} dt$

$dN = n dV = n S dl$ - зарядов в объеме dV .

Работа поля над всеми зарядами $dA = (q\vec{E}) \vec{v} dt n S dl = (j\vec{E}) dt S dl$.

$\frac{dA}{dt(Sdl)} = jE$ (Работа ~~на~~ ^{на ед.} объема в ед времени.)

$\frac{dW_{тепл}}{dV} = jE$ - 3-н Джоуль-Ленца в диф. форме.

$dA = I U dt$ - работа

$P = \frac{dA}{dt} = IU$ - мощность

... гуростилекие ценч постоянного тока. Правила Кирхгофа.
 Эквивалентные ЭДС и сопротивления.

Закон Ома в обобщенном виде справедлив для разветвленных цепей.

Правила Кирхгофа:

1) Алгебраическая сумма сил токов в узле равна нулю $\sum_{i=1}^N I_i = 0$

2) В любом замкнутом контуре сумма ЭДС равна сумме падений напряжений.

$$\sum_i \xi_i = \sum_j I_j R_j$$

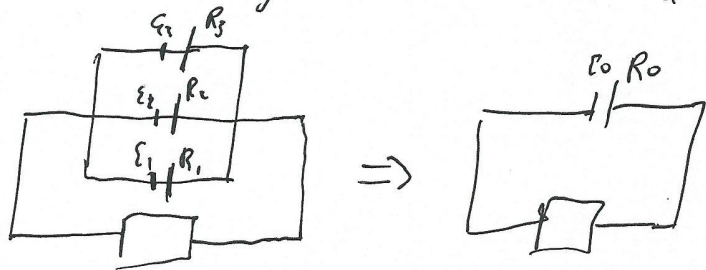
{ положительна если обход от - к +

Иногда оказывается возможным разбить цепь на группы последов. и пар. соединенных э-ов и ввести эквивалентные элементы, т.е. так же при замене на которые в цепи не указывается ток и потенциалы.

Посл. соедин.: $R_0 = \sum_i R_i$

$$\sum \xi_i$$

Парал. соедин.: $\frac{1}{R_0} = \sum_i \frac{1}{R_i}$



49) Вектор индукции магнитного поля. Сила Лоренца. Вектор \vec{B} равен. движущегося q . заряда. Принцип суперпозиции магнитного поля. Закон Био-Савара-Лапласа. Магнитное поле эл-та тока и линейного контура. Линии магнитного поля. Сила Ампера. Эффект Холла.

Магнитная индукция \vec{B} - векторная величина, являющаяся силовой хар-ой магнитного поля в данной точке пространства. Определяет с какой силой \vec{F} м.п. действует на заряд. $\vec{F} = q[\vec{v}\vec{B}]$

Сила Лоренца: $\vec{F} = q(\vec{E} + [\vec{v}\vec{B}])$ или $\vec{F} = q[\vec{v}\vec{B}]$

Точечный заряд q , движущийся с пост. скоростью \vec{v} создает магнитное поле с индукцией $\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q[\vec{v}\vec{r}]}{r^3}$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I[d\vec{\ell}\vec{r}]}{r^3} - \text{Закон Био-Савара-Лапласа.}$$

Для магнитного поля выполняется принцип суперпозиции $B_0 = \sum B_i$

~~$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} I \oint \frac{d\vec{\ell}\vec{r}}{r^3} - \text{лин. контур.}$$~~

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{j\vec{r}}{r^3} dV - \text{произвольное распрод.}$$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{h} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)$$



Линии м.п. - это направление линий в пр-ве, вдоль которых располагаются магнитные стрелки, помещенные в м.п. Стрелки ориентируются по касательной

Сила Ампера - сила действующая на эл-т ток со стороны м.п.

$$d\vec{F}_A = I [d\vec{\ell}\vec{B}]$$

Эффект Холла - возникновение разности потенциалов в проводнике с током в магнитном поле. $E_{\text{эф}} = v_j B$ - поле Холла.

$$R_H = \frac{1}{nq} - \text{порт. Холла}$$

$$\Delta V_H = v_d B d - \text{холловское напряжение}$$

~~теорема~~ теорема о циркуляции векторного потенциала и статическ. м.п. в интегр. и диф. формах. Примеры использования теоремы о циркуляции для решения задач магнитостатик.

Теор. о укр. \vec{B} :

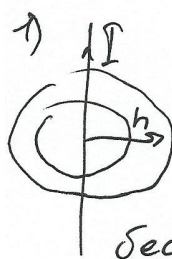
Циркуляция вектора \vec{B} по \forall замкнутой контуре пропорциональна алгебраической сумме ^{сил} токов, охватываемых контуром.

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_i I_i$$

По теор. Стокса: $\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \int_S \text{rot } \vec{B} d\vec{S}$

$$\sum_i I_i = \int_S \vec{j} d\vec{S} \Rightarrow \int_S \text{rot } \vec{B} d\vec{S} = \mu_0 \int_S \vec{j} d\vec{S} \Rightarrow \boxed{\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \vec{j}}$$

Пример

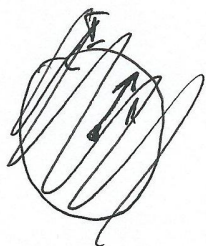
1)  $B \cdot 2\pi h = \mu_0 I$
 $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi h}$
 Беск.

2) Пов.- \vec{e} ток:

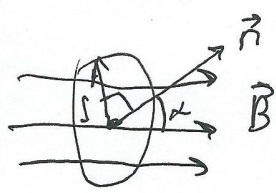
$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 I = \mu_0 j \ell$$

$$2B\ell = \mu_0 j \ell$$

$$B = \frac{\mu_0 j}{2}$$



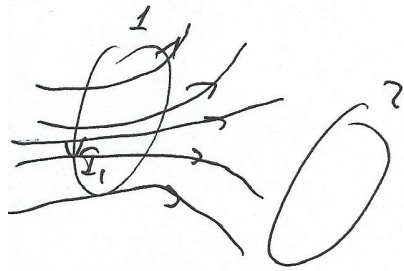
индукции линейных связистау. токов. Ф-ла Мейсснера.



Элементарный поток $d\Phi = (\vec{B} \vec{n}) dS$

Магнитный поток $\Phi = \int (\vec{B} \vec{n}) dS$

Магнитный поток через контур создают: 1) ток в самом контуре 2) ток в других контурах.



$\Phi_1 = \Phi_{11} + \Phi_{12}$ - поток через 1

$\Phi_2 = \Phi_{22} + \Phi_{21}$ - поток через 2

$\Phi_{11} = L_{11} I_1$, $\Phi_{12} = L_{12} I_2$, $\Phi_{21} = L_{21} I_1$, $\Phi_{22} = L_{22} I_2$

Коэффициенты пропорциональности между потоком индукции магнитного поля и силой тока L_{ij} наз-ся индуктивностями коэффициентами.

L_{11}, L_{22} - коэффициенты самоиндукции

L_{12}, L_{21} - взаимной инд.

Св-ва:

1) $L_{12} = L_{21}$

2. $L_{11} > 0$ $L_{22} > 0$

3. $L_{12} > 0$, если ток I_2 увеличится поток контуров, иначе $L_{12} < 0$

$$L = \frac{\mu}{4\pi} \int \frac{\vec{I} \cdot \vec{I}'}{r} d\tau d\tau' - \text{Ф-ла Мейсснера.}$$

$d\tau$ - элемент объема содержащий I . M

Этот этап индукции. И этот этап индукции т.ч. и
Правило Ленча. Природа эл-ой индукции. Вихревое эл-ое поле
его связь с B и векторным потенциалом A . Индукционные
токи в сплошных средах (ток Фуко) и их использование.

Эл-ое индукция — явление возникновения электрического тока в
контуре при изменении магнитного потока через этот контур.

З-н. Фарадея

Δ с индукция возникает в ^{замкнутом} контуре равна B \oint \vec{E} \cdot $d\vec{l}$ с обратным
знаком скорости изменения магнитного потока через контур.

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad \text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

Правило Ленча — индукционный ток всегда имеет такое направление что
он ослабляет действие причины, возбуждающей этот ток.

Природа:

При движении проводника в м.п. его свободные электроны под действием
силы Лоренца приводятся в движение относительно проводника, т.е. в
проводнике возникает ток.

Переменное м.п. — источник вихревого эл-ого поля.

Т.к. $\text{rot } \vec{A} = \vec{B}$, то $\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \text{rot } \vec{A}}{\partial t} \Rightarrow \text{rot}(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}) = 0 \Rightarrow$

$$\Rightarrow \vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\text{grad } \varphi \Rightarrow \vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\nabla \varphi \Rightarrow \vec{E} = -\nabla \varphi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

Токи Фуко — вихревые ^(замкнутые в кольца) индукционные токи, возникающие в проводниках
при изменении пронизывающего их магнитного поля.

Использование:

- индукционные печи

- индукционные эл-е плиты.

ЭДС и изменение энергии для системы квазистат. линейных токов. Собственная энергия и энергия взаимодействия (токов). Это магнитного поля и объемная пл-ть. Работа сил Ампера. Энерг. подход к вычислению сил, действующих на линейные контуры. Энергетический способ расчета ^{индуктивных} ~~эв. коэф.~~ _{коэф.}

Квазистационарный ток - сравнительно медленно меняющийся во времени. $cT \gg v \sim$ условие квазистат.
 $\left\{ \begin{array}{l} \text{линейные размеры} \\ \text{расстояние на которое перемещается ток за время } T. \end{array} \right.$

~~Два контура~~ $\left\{ \begin{array}{l} \text{индуктивные коэф} \\ \text{и } R, R_{21}, E_1, E_2 \end{array} \right.$ L_{11}, L_{22}, L_{12} и R, R_{21}, E_1, E_2
 Э.С.Э: $I_1 d\varphi_1 + I_2 d\varphi_2 = \delta A_{\text{Ампера}} + dW_{\text{полная магнитная энергия}}$
 Магнитная энергия постоянного тока:

$$W = \frac{1}{2} I \Phi = \frac{1}{2} I \int \mathbf{B} dS = \frac{1}{2} I \int \text{rot} \mathbf{A} dS = \frac{1}{2} I \int \mathbf{A} d\ell$$

$$I \Phi = \int \mathbf{j} \mathbf{A} dV \Rightarrow W = \frac{1}{2} \int \mathbf{j} \mathbf{A} dV. \text{ - для квазистат. токов.}$$

Два контура:
 $W = \frac{1}{2} (L_{11} I_1^2 + 2L_{21} I_2 I_1 + L_{22} I_2^2)$
 $\left. \begin{array}{l} \text{собств.} \\ \text{энергия взаимодействия} \end{array} \right\}$

Длинный соленоид: $W = \frac{1}{2} L I^2$, $L = n^2 \ell S$, $B = \mu_0 n I$
 $W = \frac{1}{2} \mu_0 n^2 \ell S I^2 = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} \ell S$
 $w = \frac{B^2}{2\mu_0}$

Работа сил Ампера:

$$F = I [d\ell \mathbf{B}], \quad dA = F dr \text{ - элементарная работа}$$

$$I dr [d\ell \mathbf{B}] = I B [dr d\ell] = I ds \int B = \underline{\underline{I d\varphi}}$$

Для неэф. контуров:

$$F_i = \frac{\partial W}{\partial z_i} \Big|_I = - \frac{\partial W}{\partial z_i} \Big|_{\varphi}$$

$$F_{12} = I_1 I_2 \frac{\partial L_{12}}{\partial z_{12}} \Big|_I = - I_1 I_2 \frac{\partial L_{12}}{\partial z_{12}} \Big|_{\varphi}$$

Уравнение Максвелла, — магнитная индукция \vec{B} — векторное поле \vec{B} . Векторный пот. A м.п. Условие калибровки A . Ур-е Пуассона для A и его решение. Примеры использования векторного потенциала.

Пусть $\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} q \frac{[\vec{v} \vec{r}]}{r^3}$ — м.п. токового заряда

$$\Rightarrow \text{div} \vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} q \left(\left(\frac{1}{r^3} \right) \text{rot} \vec{v} - \vec{v} \text{rot} \left(\frac{1}{r^3} \right) \right) = 0 \Rightarrow \text{div} \vec{B} = 0.$$

Такое поле называется вихревым.

Из этого же уравнения $\text{div} \vec{B} = 0$ и $\text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$ можно сделать вывод что в природе нет магнитных зарядов и что линии вектора \vec{B} замкнуты либо не имеют начала и конца.

Векторный пот:

Т.к. $\text{div} \vec{B} = 0$ то $\text{div}(\text{rot} A) = 0$ — для любой див-й векторной ф-ции A

$$\Rightarrow \vec{B} = \text{rot} A.$$

Величина ротор которой равен индукция м.п. называется векторным потенциалом.

Т.к. A определен с точностью до градиента скалярной ф-ции то можно наложить на него доп. условие $\text{div} A = 0$ (калибровка Даламбера).

Т.к. $\text{rot}(\text{rot} A) = \text{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$ то $-\nabla^2 A = \mu_0 \vec{j}$ или $\Delta A_x = -\mu_0 j_x$

Решения:

$$A_x = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{j_x dV}{r}$$

$$A_y = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{j_y dV}{r}$$

$$A_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{j_z dV}{r}.$$

$$\Delta A_y = -\mu_0 j_y$$

$$\Delta A_z = -\mu_0 j_z.$$

Ур-я Пуассона.

Элементарный ток — элемент проводника, векторная плотность тока и вектор магнитной индукции поля элементарного тока. Энергия элементарного тока во внешнем поле, сила и момент сил, действующих на элементарный ток в магнитном поле.

Элементарными наз-ся замкнутые токи текущие в области, линейные размеры которой много меньше расстояния от этой области до точек в которых вычисляется магнитное м.п.

$\vec{m} = IS \vec{n}$ — дипольный магнитный момент элементарного тока.

$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{m} \vec{r}}{r^3}$ — магнитный векторный пот. элементарного тока.

т.к. $\vec{B} = \text{rot } \vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \text{rot } \frac{\vec{m} \vec{r}}{r^3}$ — вектор инд. м.п. элементарного тока.

Элементарный ток = магнитный диполь.

Сила действующая на элементарный ток в м.п.:

$A_n = I d\varphi$. Пусть ток сместился на dx : $d\varphi = \varphi(x+dx) - \varphi(x) = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} dx \right) n ds$

$dA = I ds \vec{n} \left(\frac{\partial B}{\partial x} \right) dx = m \left(\frac{\partial B}{\partial x} \right) dx$ т.к. $dA = F_x dx \Rightarrow F_x = m \frac{\partial B}{\partial x} = \frac{\partial (mB)}{\partial x}$

$$\Rightarrow \boxed{\vec{F} = (\vec{m} \vec{\nabla}) \vec{B}} \quad \boxed{\vec{M} = [\vec{m} \vec{B}]}$$

$\boxed{W_{\text{полн}} = \vec{m} \vec{B}}$ — энергия элем. тока во внеш. поле.

Магнитные св-ва без-ва. Молекулярные токи, намагниченность M и её связь с молекулярными токами. Вектор напряженности H магнитного поля и его источники. Материальные ур-я для векторов H, M, B в линейных изотропных магнетиках.

Магнетиками наз-ся вещества которые при внесении во внешнее поле изменяются, т.е. сами становятся источниками д.п. м.п.

Токи в элементарных объемах, приводящие к возникновению магнитного м.м-та наз-ся молекулярными. (Токи циркулирующие в атомах или без-вах.)

Вектор намагниченности - плотность магнитного дипольного момента.

$$\vec{M} = \frac{\sum \vec{p}_i}{\Delta V}$$

$$\text{rot } \vec{M} = \vec{j}_{\text{пол}}$$

$$\text{rot } \vec{B} = \vec{j}_{\text{пол}}$$

$$\vec{j} = \vec{j}_{\text{пров}} + \vec{j}_{\text{пол}}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \text{rot } \vec{B} = \vec{j}_{\text{пров}} + \text{rot } \vec{M} \cdot \mu_0 \\ \text{rot} \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \right) = \vec{j}_{\text{пров}} \\ \text{rot } \vec{H} = \vec{j}_{\text{пров}} \end{cases}$$

$$\Rightarrow \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} = \vec{j}_{\text{пров}}$$

Источники \vec{H} $\vec{j}_{\text{пров}}$ или $\vec{j}_{\text{магн, экв.}}$

$$\text{и } \text{div } \vec{B} = 0 \Rightarrow \text{div } \vec{H} = -\text{div } \vec{M}$$

$$\vec{j}_{\text{магн, экв.}} = -\text{div } \vec{M}$$

Материальные ур-я:

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$$

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H}$$

μ - магнитная проницаемость

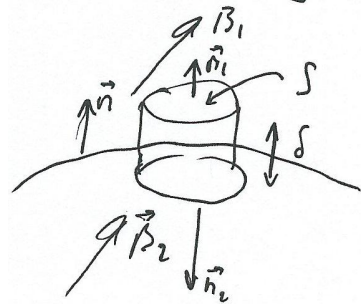
χ_m - магнитная восприимчивость

и теор. о циркуляции для намагниченности и напряж. м.п., Граничные условия для векторов B, H, M . Влияние формы магнетика на его намагниченность.

Цирк.	Диф.
$\oint \vec{B} dl = \mu_0 I$	$\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$
$\oint \vec{H} dl = I_{\text{проб}}$	$\text{rot } \vec{H} = \vec{j}_{\text{проб}}$
$\oint \vec{M} dl = I_{\text{пол}}$	$\text{rot } \vec{M} = \vec{j}_{\text{пол}}$

Граничные условия:

1) Поток \vec{B} через любую замкнутую пов-ть равен 0.



$$(\vec{B}_{n1}^{(1)} + \vec{B}_{n2}^{(2)}) S = 0 \Rightarrow \begin{cases} B_{n1}^{(1)} + B_{n2}^{(2)} = 0 \\ \vec{n}_1 = \vec{n} \quad \vec{n}_2 = \vec{n} \\ \delta \rightarrow 0 \end{cases} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow B_{n1}^{(1)} = B_{n2}^{(2)}$$

2) Поток $\vec{H} + \vec{M}$ через любую замкнутую пов-ть равен 0.

$$H_{n1} + M_{n1} + H_{n2} + M_{n2}^{(f)} = 0 \Rightarrow H_{n1} - H_{n2} = M_{n1} - M_{n2} \Rightarrow \begin{cases} H_{n1} - H_{n2} = \text{блнзл, эквив.} \\ M_{n1} - M_{n2} = \text{блнзл, эквив.} \end{cases}$$

3) Цирк H по контуру равна сумме токов проб через контур:

$$H_{\tau 1} - H_{\tau 2} = j_{\text{лип, пов, проб}} - \text{лип. плотн. пов-х токов проводимости.}$$

$$M_{\tau 1} - M_{\tau 2} = j_{\text{лип, пов, пол}} - \text{лип. плотность пов-х токов молекулярных}$$

Размагничивающий фактор (фактор формы) имеет место только для однородной намагниченности, кот. реализуется для длинных тел.

$$H_d = -NM - \text{поле размагничивающ.}$$

N -размагн. фактор

Энергия м.п. энергии линейных изотропных магнетиков. Пандеромоторная сила в м.п.

Энергия в магнитной среде:

$$\vec{B} = \mu \vec{B}_0 \Rightarrow \Phi = \mu \Phi_0 = \mu \underbrace{L_0 I}_{L} = LI \Rightarrow W = \frac{LI^2}{2} = \frac{\mu L_0 I^2}{2} = \mu \frac{1}{2} \int \frac{B_0^2}{\mu_0} dV =$$

$$= \int \frac{\vec{H} \vec{B}}{2} dV, \quad \vec{B} = \mu \vec{B}_0$$

$$w = \frac{\vec{H} \vec{B}}{2} = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} = \frac{\mu_0 (H+M)^2}{2} = \frac{\mu_0 H^2}{2\mu_0} + \frac{\mu_0 H \vec{M}}{2}$$

Работа внешних сил по намагничиванию:

$$\frac{\delta A_{\text{вн}}}{\delta V} = \mu_0 H dM$$

}
т.е. энергия намагничивания

Пандеромоторные силы:

$$\vec{F}_{\text{ов}} = \nabla(\vec{p}_{\text{ов}} \vec{B}) \Rightarrow \vec{f} = \frac{\vec{F}_{\text{ов}}}{\delta V} = \nabla(\vec{M} \vec{B})$$

$$\vec{M} = (\mu-1) \vec{H} = (\mu-1) \frac{\vec{B}}{\mu \mu_0} \Rightarrow \vec{f} = \frac{(\mu-1)}{\mu \mu_0} \nabla(\vec{B} \vec{B}) = \frac{(\mu-1)}{\mu \mu_0} \nabla B^2 =$$

$$= \frac{\mu-1}{\mu \mu_0} \frac{1}{2} \text{grad } B^2$$

Если $\mu > 1$ то магнетик "втягивается" в область

сильного магнитного поля.

$$\text{З.С.Э. } E_j = - \frac{\delta w}{\delta \epsilon} - \text{div } \vec{S}$$

\vec{S} — поток энергии.

9) Классификация магнетиков. Микроскопические носители магн. Орбитальный и спиновый магнетизм. Диа- и парамагнетизм. Ламорова прецессия. Теория Ландауэна. Зав-ть диамагнитных и парамагнитных св-в от температуры.

Классификация:

- 1) Слабые (пара, диа) (неупоряд.)
- 2) Сильные (ферро, ферри) (упоряд.)
- 3) Материалы обладающие специфическими магн. св-ми.

Микроскопические носители магнетизма - электроны.

Орбитальный и магнитный момент.



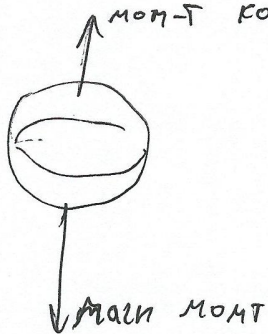
$$L = m_e \vec{r} \cdot \vec{v} \quad \text{— мех. мом-т}$$

$$p_m = I S \vec{n} = \frac{nevr}{2}$$

Гиромагнитное соотношение: $\gamma_c = \frac{\vec{p}_m}{L} = \frac{e}{2m_e}$

$$\gamma_s = \frac{p_{m,s}}{L_s} = \frac{e}{m_e}$$

Спиновый магн. мом-т: магн-т кол-ва двит



Диамагнетик - в-ва намагничивается против направления внешнего м.п. $M \approx \chi < 0$

- Св-ва:
- 1) диамагнетизм не зависит от межатомарных взаимодействий
 - 2) Хар-ся отрицательной и не зависящей от темп. магнитной восприимчив.

Диамагнетизм: В рез-те Ламоровой прецессии в атоме возникает круговой ток который с \vec{B} составляет левовинтовую систему. \Rightarrow создаваемая этим током \vec{E} напр. квинтезу $E_{внеш}$. Магнитный мом-т и намагниченность направлены так же.

Парамагнетизм:

Парамагнетик - в-ва, которые намагничиваются во внешнем м.п. в напр внеш м.п. и имеют положительную магнитную восприимчивость. $M \approx \chi > 0$

Ламорова Прецессия: $\omega^2 - \omega_0^2 = \pm g \omega_0 \omega$



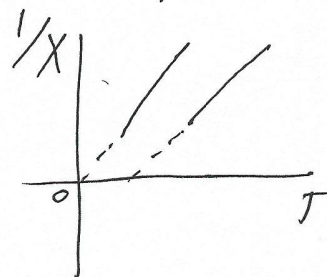
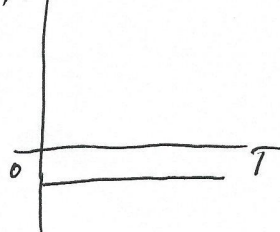
Без поля: $F_{yc} = m_e \omega_0^2 r$

В поле: $F_{yc} \pm g \omega r B = m_e \omega^2 r$

$$\pm g \omega r B = m_e \omega_0^2 r + m_e \omega^2 r$$

$$\Delta \omega = \frac{\pm |e| \hbar B}{2 m_e}$$

$1/\chi$ диа.



— ферромагнетизма, спонтанная намагниченность и т.д.

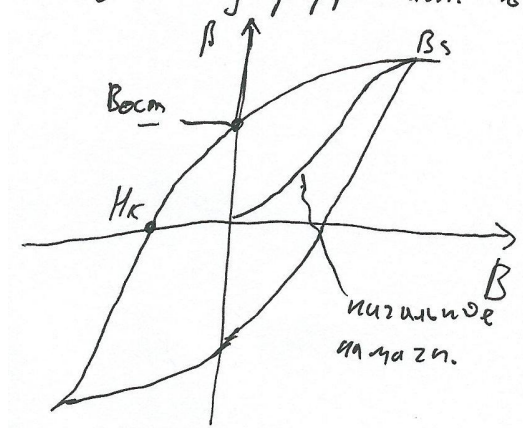
Доменная структура. Гистерезис намагниченности, Остаточная индукция и коэрцитивная сила. Мягкие и жесткие ферромагнетики. Постоянные магниты. Темп. зав-ть намагниченности феррол. Суперпарамагнетизм.

Ферромагнетик — это сильномагнитные магнетик, $\mu \gg 1$ $M \gg M_0$
 $\chi \gg 1$

Домен-области (спонтанной) самопроизвольной намагниченности (намагниченность до насыщения) ориентированы по разным направлениям векторов суммарной намагниченности ориентированы по разным.

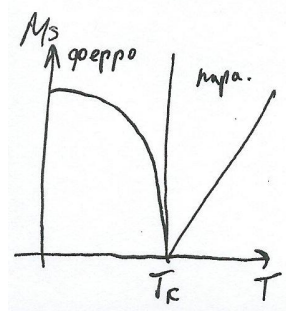
Спонтанная намагниченность обусловлена ориентацией собственных магнитных мом-ов.

При повышении темп спонтанная намагниченность ферромагнетика постепенно уменьшается и при некоторой темп. обращается в ноль. Эта температура наз-ся точкой Кюри и соответствует переходу образцы из ферромагн. в парамагн. состояние.



H_c — коэрцитивная сила
 $B_{ост}$ — остаточная индукция
 B_s — инд насыщения.

Мягкие — малая коэрцитивная сила, узкая петля гистерезиса.
Жесткие — большая ~~намагнитивная~~ коэрцитивная сила. используют как постоянные магниты.



Постоянные магниты — обладают высокой остаточной индукцией.
Суперпарамагнетизм — квази парамагнитное поведение систем состоящих из очень мелких ферромагнитных частиц.

2) Квазистационарные токи. Условие квазистационарности. Закон Ома и правила Кирхгофа для цепей квазистационарного тока.

Изменяющийся во времени электрический ток из-за квазистационарности. Если для него выполняются ~~некоторые~~ три условия:

1) Время распространения вдоль контура с током эл-маг возмущения, вызванного изменением тока, много меньше характерного времени изменения тока.

2) Токи стационарные много меньше токов проводимости.

3) Время релаксации носителей заряда много меньше характерного времени процесса.

Из первого условия следует что I одинакова в каждой т. неразв. контура в фиксированный момент времени.

Для квазистая. токов выполняются $\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0$ и правило Кирхгофа

Однако в цепях квазистая. тока есть катушки, резисторы, конденсаторы.

$U_R = IR$ $U_L = L \frac{dI}{dt}$ $U_C = \frac{Q}{C}$. А знаки при законах $\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0$ или

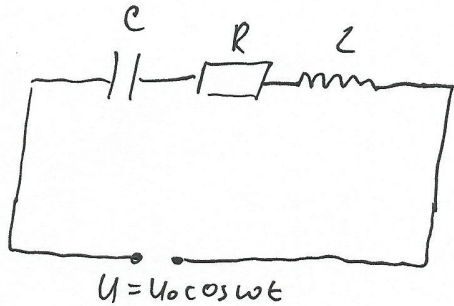
II правила Кирхгофа даёт правило: $U_C > 0$ (< 0) если обход от + к -

$U_L > 0$ ($U_R > 0$) если обход совпадает ~~с~~ с током через катушку (резистор).

3.2.3. Изменения и сохр. энергии для цепи координат тока.

Работа и мощность переменного тока. Эффективное значение тока и напряжения. Методы снижения тепловых потерь в цепях пер-го рода.

$$\text{З.Е.Э: } A_{\text{max}} + A_{\text{min}} = \Delta W + Q$$



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

$$|Z| = \sqrt{R^2 + (i\omega L - \frac{i}{\omega C})^2} \quad \text{tg } \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}$$

$$I_0 = \frac{U}{\sqrt{R^2 + (i\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}}, \text{ то при } \omega^2 = \frac{1}{CL} \text{ - наблюдается резонанс.}$$

$$P = IU \cos \varphi \quad dA = P dt$$

Эффективное знач. пер-го тока - равно силе пост. тока, который протек по данному проводнику, выделит в нем такое же количество тепла что и переменный ток.

$$I_{\text{эф}} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}$$

$$U_{\text{эф}} = \frac{U_0}{\sqrt{2}}$$

Для того чтобы снизить тепловые потери парал. к нагрузке присое.

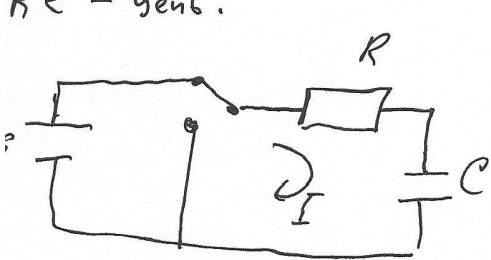
вспомогательный конденсатор, чтобы получить равное нулю значение суточной фаз.

→ Переходные процессы в цепях квазистационарной теории. Переходные проц. в RC и RL цепях. Постоянные времена RC, RL цепей. Заряд и разряд конденсатора. Экспоненты размыкания.

Перех. проц. в цепях квазистационарной теории. Переходные проц. от одного установившегося режима к другому. ~~Средне-арифметическая~~

Контур

RC - цепь:



В мом-т $t=0$ подключаем E.

1) 3-й Ом:

$$-U_C + E_0 = IR$$

$$-\frac{q}{C} + E_0 = \frac{dq}{dt} R \Rightarrow \frac{R dq}{E_0 - \frac{q}{C}} = dt \Rightarrow$$

$$\Rightarrow -RC \ln \frac{E_0 - \frac{q}{C}}{E_0} = t \Rightarrow \boxed{q(t) = C E_0 (1 - e^{-\frac{t}{RC}})}, \quad \boxed{I(t) = \frac{E_0}{R} e^{-\frac{t}{RC}} = \frac{E_0}{R} e^{-\frac{t}{\tau}}}$$

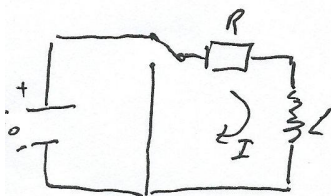
Если при $t=T$ отключим JAC то начнется разрядка:

$$-\int_{q(T)}^{q(t)} \frac{RC}{q} dq = \int_T^t dt \Rightarrow \boxed{q(t) = q(T) e^{-\frac{t-T}{RC}}}$$

$$\Rightarrow \boxed{I(t) = \left(I(T) - \frac{E_0}{R} \right) e^{-\frac{t-T}{RC}}}$$

$\tau = RC$ - постоянная времени. Кар-ем скорость зарядки

RL - цепь.



1) 3-й Ом: $E_0 = RI + L \frac{dI}{dt} \Rightarrow \int_0^I \frac{L dI}{E_0 - RI} = \int_0^t dt \Rightarrow$

$$\Rightarrow \boxed{I(t) = \frac{E_0}{R} (1 - e^{-\frac{tR}{L}})} \quad (t < T) \quad \text{— зарядка}$$

2) $T \leq t$

$$\boxed{I(t) = I(T) e^{-\frac{(t-T)L}{R}}} \quad \text{— разрядка}$$

$\tau = \frac{L}{R}$ - постоянная времени

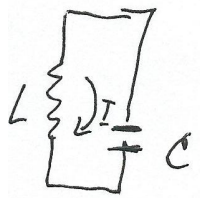
Экспоненты размыкания - текут после отключения источника, энергия запасается в м.п. которое при этом выделяется.

колеб. в контуре. Ур-е гармонических колеб. и его решение. Роль начальных условий. Энергия гарм. колеб.

Эл-маг колебания - периодическое изменение во времени ^{электрических} ~~физических~~ величин.

Колебательный контур - эл-я цепь в которой могут возникать колеб. с частотой, определенной параметрами цепи.

Собственные колебания - колебания происходящие под действием процессов в самих кол-х контурах.



$$\mathcal{L} \frac{dI}{dt} + \frac{q}{C} = 0$$

$$\frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0$$

$$\mathcal{L} \frac{d^2q}{dt^2} + \frac{q}{C} = 0$$

$$\boxed{\ddot{y} + \omega^2 y = 0} \text{ - ур-е гармон. колебаний}$$

Решение:

$$y = y_1 e^{\alpha t} \Rightarrow \begin{cases} \dot{y} = \alpha y_1 e^{\alpha t} + \dot{y}_1 e^{\alpha t} \\ \ddot{y} = \alpha^2 y_1 e^{\alpha t} + 2\alpha \dot{y}_1 e^{\alpha t} + \alpha \dot{y}_1 e^{\alpha t} + \ddot{y}_1 e^{\alpha t} \end{cases} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \ddot{y} + \omega^2 y = \alpha^2 y_1 e^{\alpha t} + 2\alpha \dot{y}_1 e^{\alpha t} + \alpha \dot{y}_1 e^{\alpha t} + \ddot{y}_1 e^{\alpha t} + \omega^2 y_1 e^{\alpha t} \quad (\text{Пусть } \alpha^2 + \omega^2 = 0 \text{ т.е. } \alpha = \pm i\omega)$$

$$\Rightarrow \ddot{y}_1 + 2\alpha \dot{y}_1 = 0 \Rightarrow (\text{Замена } \dot{y}_1 = y_2) \Rightarrow \ddot{y}_2 + 2\alpha y_2 = 0 \Rightarrow y_2(t) = y_2(0) e^{-2\alpha t}$$

$$\Rightarrow y_1(t) = -\frac{y_1(0) e^{-2\alpha t}}{2\alpha} + B = A e^{-2\alpha t} + B \Rightarrow y = A e^{-\alpha t} + B e^{\alpha t} = A e^{i\omega t} + B e^{-i\omega t}$$

A, B - константы, зависят от начальных условий. $y(t) = C \cos(\omega t + \varphi)$

Энергия: $\mathcal{L} \frac{dI}{dt} + \frac{q}{C} = 0 \Rightarrow \mathcal{L} I \frac{dI}{dt} + \frac{qI}{C} = 0 \Rightarrow \mathcal{L} \frac{dI^2}{dt} + \frac{dq^2}{2Cd} = 0$

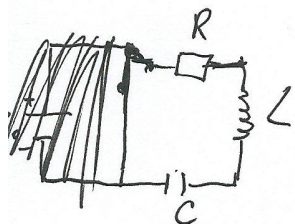
$$\frac{\mathcal{L} I^2}{2} + \frac{q^2}{2C} = \text{const.} \quad W_L = \frac{\mathcal{L} I^2}{2} = \frac{\mathcal{L}}{2} a^2 \omega^2 \sin^2(\omega t + \varphi_0) = \frac{a^2}{4C} (1 - \cos[2(\omega t + \varphi_0)])$$

$$W_C = \frac{q^2}{2C} = \frac{q}{2C} \cos^2(\omega t + \varphi_0) = \frac{a^2}{4C} (1 + \cos[2(\omega t + \varphi_0)])$$

$$\langle W_L \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T W_L dt = \frac{a^2}{4C} \quad \langle W_L \rangle = \langle W_C \rangle$$

20) Затухающие колеб. в последовательном КЛС контуре.

Уравнение затухающих колебаний. Частота зат. кол. Время релакс.
 Логарифмический декремент затухания. Добротность колеб. контур.



Если в $t=0$ подключить ε то в цепи возникнут затухающие колебания.

$$L \frac{dI}{dt} + RI + \frac{q}{C} = \varepsilon$$

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = \varepsilon \Rightarrow \frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{q}{LC} = \frac{\varepsilon}{L}$$

$$\gamma = \frac{R}{2L}$$

коэф затухания

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$$

частота незат. колеб.

Ур-е затухающих гармонич. колеб.

$$y'' + 2\gamma y' + \omega_0^2 y = 0$$

Решение: замена $y = y_1 e^{-\gamma t}$

$$y = y_1 e^{-\gamma t} - \gamma y_1 e^{-\gamma t}; \quad y' = \gamma^2 y_1 e^{-\gamma t} - 2\gamma y_1 e^{-\gamma t} + \dot{y}_1 e^{-\gamma t}$$

$$y'' + 2\gamma y' + \omega_0^2 y = \gamma^2 y_1 e^{-\gamma t} - 2\gamma y_1 e^{-\gamma t} + \ddot{y}_1 e^{-\gamma t} + 2\gamma y_1 e^{-\gamma t} - 2\gamma^2 y_1 e^{-\gamma t} + \omega_0^2 y_1 e^{-\gamma t}$$

$$\Rightarrow \ddot{y}_1 + (\omega_0^2 - \gamma^2) y_1 = 0 \quad \text{ур-е гармонич. осцилл.}$$

частота $\omega_1 = \sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2}$ - частота собственных зат. колебаний

$$T = \frac{1}{\omega_1} - \text{время релаксации}$$

$$\Theta = \gamma T = \ln \frac{y_n}{y_{n+1}} \quad \text{логариф. декремент затухания}$$

хар-ем степень затухания

$$Q = \frac{\pi}{\Theta} - \text{добротность (степень убыли энергии)}$$

ω) колеб. в связанных контурах "парциальные колеб." и их частоты. Нормальные колеб. и их частоты.

В общем случае изменение во времени степеней свободы связанной системы негармоническое.

Нормальное колебание — такое колеб. связанной системы при котором все её степени свободы изменяются по гармоническому закону с одной и той же частотой.

Нормальная частота — частота нормального колебания.

Парциальная система — часть связанной системы характеризуемая одной степенью свободы.

Парциальное колебание — колеб. в связанной системе при котором изменяется только одна ст. свободы.

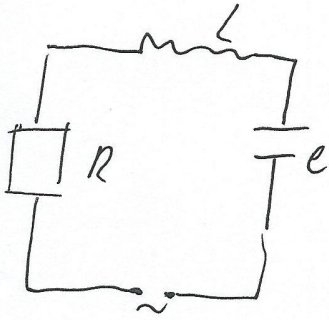
Парциальная частота — частота парциального колебания.

Число нормальных и парциальных частот равно числу степеней свободы.

Парциальные частоты летают между нормальными.

Вынужденные колебания в цепи переменного тока, процесс установления колебаний.
 Переменный синусоидальный ток. Метод векторных диаграмм и к.д.
 Активное, емкостное и индуктивное сопротивление. Импеданс.
 Резонанс в RLC контуре. Добротность.

Чтобы вызвать вынужденные колебания нужно оказать на систему внешнее периодически изменяющееся воздействие.

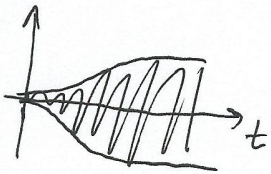


$$E = E_0 \cos \omega t$$

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = E_0 \cos \omega t$$

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{C}{L} q = \frac{E_0}{L} \cos \omega t$$

$$\ddot{q} + 2\gamma \dot{q} + \omega_0^2 q = \frac{E_0}{L} \cos \omega t$$



Время установления колебаний — время в течение которого затухают собственные колебания контура.

R — активное сопр.

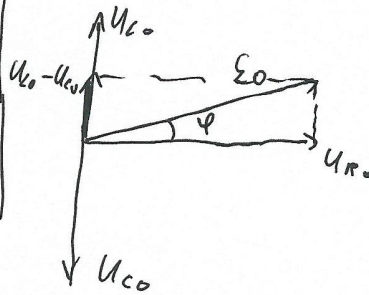
$R_C = \frac{1}{\omega C}$ — емкостное

$R_L = \omega L$ — индуктивное

$\hat{z} = R + i(\omega L - \frac{1}{\omega C})$ — импеданс

Переменный синусоидальный ток — $I = I_0 \sin(\omega t + \varphi)$

Метод векторных диаграмм:



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

$$I = I_0 \cos(\omega t + \varphi)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{-U_L + U_C}{U_R}$$

$$U_R = I_0 R \quad U_C = \frac{I_0}{\omega C} \quad U_L = I_0 \omega L$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}$$

$$I_0 = \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}}$$

Представление гармонич. сигнала в комплексной форме, позволяет упростить рассмотрение процессов в цепях пер-го тока.

$$x = x_0 \sin(\omega t + \varphi)$$

$$X = \operatorname{Im}(X_0 e^{i\omega t})$$

$$Q = 2\pi \frac{W}{\Delta W} = \frac{\pi}{\theta} \text{ — добротность}$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}} \text{ — резонансная частота.}$$

☺

Техническое испол. перем. токов. Генераторы и эл-дв.

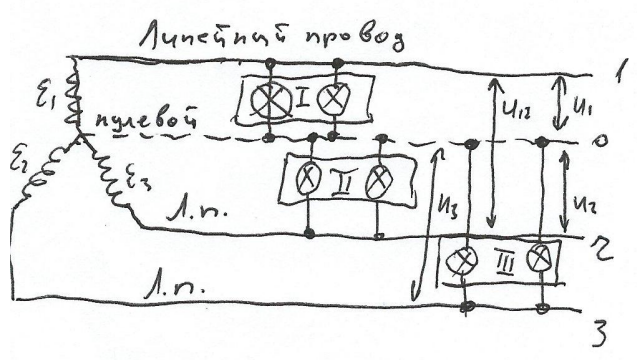
Трёхфазный ток. Разное и линейное напряжение. Получение и исп. вращ. магн. поля.

Переменный ток используется для создания магнитного поля в эл. машинах, предназна. для превращения мех. энергии в электрическую (ген-ры.) или эл → мех. (электро двигатели.)

Трёхфазный ток:

Трёхфазной сист. эл-х цепей называют сист., состоящую из трех цепей, в которых действуют переменные ЭДС одной и той же частоты, смещение по фазе друг относительно друга на $\frac{1}{3}$ периода.

Система из трех сдвинутых по фазе пер-х токов, в таких случаях - трёхфазный ток.



$U_{11} = U_{22} = U_{33}$ - фазные напряжения
 U_{12} - линейное.

Одним из главных преимуществ трёхфазной системы является простота получения вращающегося магн. поля. Т.е. по величине неизменного магнитного поля, которое крутится внутри эл. машины вокруг ее оси. На использовании вращ. магн. поля основаны устройства самых распространённых электродвигателей, асинхронных двигателей трёхфазного тока.

Эт принцип действия, устройство, применение трансформатора...
 Модель ид. трансформатора. Преобр. напряжения, тока, сопротивлений
 Роль сердечника.

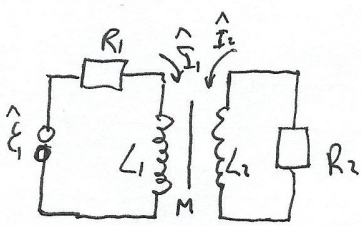
Для повышения и понижения напряжения используется
трансформатор.

Это устройство предназначенное для преобр. посредством
 эл-маг. инд. одной или нескольких систем пер-го тока в
 одну или несколько других систем, без изменения частоты.

Трансформаторы используются в адапторах питания различных
 электронных устройств.

Любой трансформатор имеет железный сердечник на который намотаны
 две обмотки. Обмотка к кот. подключен источник тока (U_1) - первичная,
 обмотка к кот. подключена нагрузка (U_2) - вторичная. If $U_2 < U_1 \Rightarrow$
 понижающий, $U_2 > U_1$ - повышающий.

Для повышения индукции магнитного поля используется сердечник.
Ид. трансформатор.



$$L_1 \sim N_1^2$$

$$L_2 \sim N_2^2$$

$$n = \frac{N_2}{N_1}$$

$$\left. \begin{aligned} \hat{\mathcal{E}}_1 &= \hat{I}_1(R_1 + i\omega L_1) + \hat{I}_2 i\omega M \\ 0 &= \hat{I}_2(R_2 + i\omega L_2) + \hat{I}_1 i\omega M \end{aligned} \right\} \Rightarrow \hat{I}_1 = -\hat{I}_2 \frac{R_2 + i\omega L_2}{i\omega M} \Rightarrow \hat{I}_2 \left(\frac{-\omega^2 M^2 - R_1 R_2 + \omega^2 L_1 L_2 - i\omega(R_1 L_2 + R_2 L_1)}{i\omega M} \right) =$$

$$\Rightarrow \hat{I}_2 = \frac{i\omega M \hat{\mathcal{E}}_1}{\omega^2(M^2 - L_1 L_2) + R_1 R_2 + i\omega(R_1 L_2 + R_2 L_1)} ; \left[\text{Пусть } M = \sqrt{L_1 L_2}; R_1 \ll \omega L_1, R_2 \ll \omega L_2 \right]$$

$$\Rightarrow \hat{I}_2 = -\frac{M \hat{\mathcal{E}}_1}{R_1 L_2 + R_2 L_1} \Rightarrow \hat{I}_1 = -\hat{I}_2 n \Rightarrow \frac{U_2}{U_1} = \frac{\hat{I}_2 R_2}{\hat{\mathcal{E}}_1} = -\frac{M R_2}{R_1 L_2 + R_2 L_1} \approx -\frac{M}{L_1} = -n$$

$R_1 \ll R_2$

$$\Rightarrow \frac{U_{20}}{U_{10}} = n ; \frac{I_{20}}{I_{10}} = \frac{1}{n} \Rightarrow U_{20} I_{20} = U_{10} I_{10}$$

$$\frac{U_{10}}{I_{10}} = \frac{U_{10}}{U_{20}} \frac{U_{20}}{I_{20}} \frac{I_{20}}{I_{10}} = \frac{1}{n} R \frac{1}{n} = R \left(\frac{1}{n}\right)^2 = R_{\text{экв}}$$

40.) Сист. ур-н Максвелла. Материальные ур-е. Взаимосвязь пер-х эл-то. и магнитного поля. Ток смещения. Ур-е Максвелла для квазистат. эл-маг поля. Примеры решений ур-н Максвелла.

Сист. ур-н:

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

~~$$\operatorname{div} \vec{B} = 0$$~~

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

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Материальные ур-я:

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

$$P = \epsilon_0 \chi E \quad M = \chi H$$

Значит изменение эл-то поля вызывает появление вихревого магнитизма.

Ур-я Максвелла для квазистат. ~~электр.~~ поля.

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{4\pi}{c} \vec{j} \\ \vec{j} &= \sigma \vec{E} \end{aligned} \right\}$$

Ток смещения — это ток, который обусловлен изменением эл-х зарядов и границей раздела двух сред. $\vec{j} = \frac{\partial D}{\partial t}$

Решения ур-н Максвелла зависят от граничных и начальных условий.

Решение для эл-магной волны в свободном пр-ве

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0$$

... эффект и ... следствия.

Ф-ла для глубины скин слоя.

Высокочастотные токи — переменные токи, для которых становится существенным также явление как узушение эл-х волн и скин-эффект.

Скин эффект:

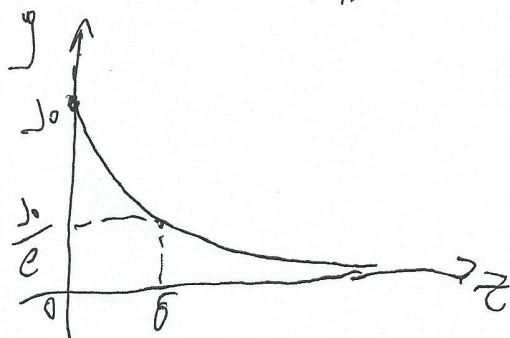
При уменьш. и увелич. тока вихревое эл-е поле на оси проводника препятствует а на пов-ти способствует изменению тока. Значит на оси проводника переменный ток слабее а на пов-ти сильнее (Неоднородное распределение пл-ти пер-го тока по сечению проводника.)

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi \mu_0 \lambda f}}$$

λ — удельная проводимость

$\omega = 2\pi f$ — круговая частота

глубина скин слоя.



~ Волновое ур-е для электромагнитных волн. Св-ва плоской электромагнитной волны. Волновой вектор. Плотность энергии в плоской электромагнитной волне. Вектор Умова-Пойнтинга.

Рассмотрим линейную изотропную неяр. среду:

$$\left. \begin{aligned} D &= \epsilon \epsilon_0 E \\ B &= \mu \mu_0 H \\ j_{\text{проб}} &= \sigma E \\ \rho &= 0 \\ \operatorname{div} E &= 0 \end{aligned} \right\} \Rightarrow \operatorname{rot}(\operatorname{rot} E) = \operatorname{grad}(\operatorname{div} E) - \nabla^2 E = -\nabla^2 E \\ \Rightarrow \operatorname{rot} E = -\frac{\partial B}{\partial t} = -\mu \mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} \Rightarrow \operatorname{rot}(\operatorname{rot} E) = -\mu \mu_0 \frac{\partial(\operatorname{rot} H)}{\partial t} \\ \operatorname{rot} B = \mu_0 \left(j + \frac{\partial D}{\partial t} \right) \\ \operatorname{rot} \left(\frac{B}{\mu_0} - j_{\text{проб}} \right) = j_{\text{проб}} + \frac{\partial D}{\partial t} \\ \operatorname{rot} H = \sigma E + \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}$$

$$\boxed{\nabla^2 E = \mu \mu_0 \sigma \frac{\partial E}{\partial t} + \epsilon \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}} \quad \text{— обобщенное волновое ур-е.}$$

Для неяр. среды ($\sigma = 0$): $\nabla^2 E = \epsilon \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \Rightarrow$

$$\nabla^2 \vec{E} - \epsilon \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad \text{— волновое ур-е. ; } v = \left(\frac{1}{\epsilon \mu_0 \epsilon_0} \right)^{1/2} \text{— скорость распр. э-маг волн}$$

Св-ва плоских э-м волн в однородных, линейных, неяр. средах:

1) Поперечность.

2) Векторы (B, E, k) образуют правую тройку

3) E и B осциллируют в одной фазе

4) $|E| = v|B|$ — в каждой мом.

3.2.3 для э-маг поля:

$$\vec{j} = -\frac{\partial w}{\partial t} - \operatorname{div} S \quad (w \text{ — обобщенная плотность энергии; } S \text{ — вектор плотности энергии.})$$

$$B = \mu_0 H \quad D = \epsilon_0 E ; \quad j = \frac{\operatorname{rot} B}{\mu_0} - \frac{\partial D}{\partial t} \quad \text{т.к. } \operatorname{div}(\vec{E} \times \vec{B}) = \vec{B} \operatorname{rot} \vec{E} - \vec{E} \operatorname{rot} \vec{B}$$

$$E \operatorname{rot} B = B \operatorname{rot} E - \operatorname{div}(E \times B) = -B \frac{dB}{dt} - \operatorname{div}(E \times B)$$

$$E j = -H \frac{\partial B}{\partial t} - E \frac{\partial D}{\partial t} - \operatorname{div}(E \times H) ; \quad H \frac{\partial B}{\partial t} + E \frac{\partial D}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{BH}{2} + \frac{DE}{2} \right) ; \quad w = \frac{BH}{2} + \frac{DE}{2}$$

$S = E \times H$ — вектор Умова-Пойнтинга

Если температура контактов различных металлов не одинакова, то в цепи возникает электрический ток, называемый термоэлектрическим. Явление возникновения термоэл. тока Зеебека, также как и явл. Пел. и Томсона, называются термоэлектрическими эффектами.

Явление Зеебека - возникновение термоЭДС в замкнутой цепи послед. соед. различных проводников, контакты которых имеют разную температуру. $\mathcal{E} = \alpha (T_1 - T_2)$

\mathcal{E} зависит от $T \Rightarrow$ если T контактов различна то различны будут внутр. контактные разности потенциалов. Т.о. сумма скачков потенциалов отлична от нуля \Rightarrow возникает термо ЭДС.

Эффект Пельтье :

При прохождении через контакт двух проводников эл. тока, помимо Joule'ового тепла выделяется тепло Пельтье (Q_p). Она пропорц. первой степени силы тока и меняет знак при изменении направления тока. $Q_p \approx \Pi I$ (Π - коэффициент Пельтье)
Если Q выделяется то она положительна.

Эффект Томсона:

При прохождении тока по неравномерно нагретому проводнику должно происходить дополнительное выделение (или погл.) тепла аналогично Q_p .

... полупроводники. Собственная и примесная проводимость полупроводников р- и n-типа, р-n переход. Применение полупроводниковые диоды, транзисторы, фотодиоды, фоторезисторы.

Полупроводники - широкий класс веществ хар-ки значениями электропроводности, промежуточными между эл-но металлов ($\sigma \sim 10^5 - 10^6$) и хороших диэл. ($10^{-10} - 10^{-10}$).

Хар-ой особенностью полупроводников является возрастание электропроводности с ростом T .

Собственная проводимость:

При $T \sim 0K$ полупров. ведут себя как диэл \Rightarrow в зоне проводимости эл-ов нет. Но т.к. в полупроводниках запрещенная зона не очень широкая то при температурах отличных от абс. 0 некоторые из эл-ов за счет тепловых флуктуаций преодолевают запрещенную зону и оказываются в зоне проводимости. \Rightarrow создается эл ток.

Примесная проводимость:

Если в полупроводнике имеются примеси других веществ то дополнительно к собственной электропроводности появляется еще примесная электропроводность, которая в зав-ти от рода прим. может быть эл-ой или дырочной.

Полупроводники, провод. которых обусловлена избыточными эл-ми - наз-ся полупр-ми n-типа.

Полупроводники с преобл. ~~электронной~~ дырочной проводимостью наз-ся полупр. p-типа.

Если привести в контакт два полупроводника с различными типами электропроводности, то на границе возникает область, называемая р-n переходом, в которой происходят специфические явления.

15) Классическая теория Я-ой проводимости в металлах. Идеальный проводник и сверхпроводник. Основные свойства сверхпроводников. Эффект Мейсснера. Применение сверхпроводников.

Основные свойства сверхпроводников:

При температурах ниже критической ($T_{кр}$):

1. Активное сопротивление $R=0 \Rightarrow R_{дт}=0$.
2. Индукция магнитного поля внутри проводника $B=0$ (Эффект Мейсснера)
3. Если индукция магнитного поля больше критической (критическое поле), сверхпроводимость исчезает. ($R \neq 0, B \neq 0$)
4. Если сила тока больше критической то $R \neq 0, B \neq 0$.

Эффект Мейсснера:

При охлаждении сверхпроводника, находящегося во внешнем постоянном магнитном поле, в момент перехода в сверхпроводящее состояние магнитное поле полностью вытесняется из его объема. Этим сверхпр. отличается от нул. проводника, в нем при падении $B_{вн}$ до 0

В сохраняется. Явление вытеснения магнитного поля из объема проводника ил-ся эффектом Мейсснера.

Основное применение: получение сверхсильных магнитных полей.

Так же используются для удержания плазмы в реакторах управляемого термоядерного синтеза.