Вопросы к зачету по физике
Электричество

Электрическое поле в вакууме.

Глава 1. Электростатика.

1. Электрическое поле. Электрические заряды. Закон квантования электрического заряда. Закон сохранения электрического заряда.
2. Закон Кулона.
3. Напряженность электрического поля.
4. Принцип суперпозиции электрических полей.
5. Напряженность электрического поля, создаваемого электрическим диполем.
6. Напряженность поля непрерывно распределенного заряда. Плотность зарядов.
7. Графическое изображение электростатического поля с помощью силовых линий –силовая картина.
8. Поток вектора напряженности. Теорема Остроградского-Гаусса.
9. Понятие телесного угла. Доказательство теоремы Гаусса исходя из определения телесного угла.
10. Дифференциальная форма теоремы Гаусса.
11. Применение т. Гаусса к расчету полей (нити, сферы, шара, полого цилиндра, плоскости)
12. Работа сил электростатического поля при перемещении в нем электрического заряда.
13. Циркуляция вектора напряженности. Теорема о циркуляции (интегральная и дифференциальная форма)
14. Потенциальная энергия и потенциал электростатического поля.
15. Связь между двумя характеристиками электростатического поля.
16. Эквипотенциальная поверхность. Энергетическая картина поля.

Электрическое поле в веществе.

Глава 2. Электрическое поле в диэлектриках.

17. Диэлектрики. Полярные и неполярные диэлектрики.
18. Дипольные моменты молекул диэлектрика.
19. Вращательный момент диполя во внешнем электрическом поле.
20. Поляризация диэлектриков. Типы поляризации.
21. Поляризованность (или вектор поляризации). Диэлектрическая восприимчивость.
22. Поверхностная плотность поляризационных (связанных) зарядов. Объемная плотность поляризационных (связанных) зарядов.
23. Теорема Гаусса для диэлектриков (интегральная и дифференциальная форма).
24. .Вектор электрического смещения.
25. Условия на границе двух диэлектриков. Закон преломления.

Глава 3. Проводники в электрическом поле.

26. Проводники в электростатическом поле. Поверхностная плотность индуцированных зарядов. Принцип зеркального отображения.
27. Электроемкость уединенного проводника. Единица измерения.
28. Конденсаторы. Электроемкость конденсатора (плоского, сферического, цилиндрического). Параллельное и последовательное соединение конденсаторов.
29. Энергия электрического поля.

Электродинамика.

Глава 4. Постоянный электрический ток.

30. Постоянный электрический ток. Условия существования эл. тока. Плотность тока.
31. Уравнение непрерывности.
32. Электродвижущая сила.
33. Закон Ома для участка цепи (интегральная и дифференциальная форма). Закон Ома для замкнутой цепи. Обобщенный закон Ома.
34. Сопротивление проводника. Зависимость сопротивления проводника от температуры. Параллельное и последовательное соединение резисторов.
35. Мощность тока. Закон Джоуля – Ленца в интегральной и дифференциальной форме.

36. Правила Кирхгофа.

Магнетизм

Глава 5. Магнитное поле в вакууме.

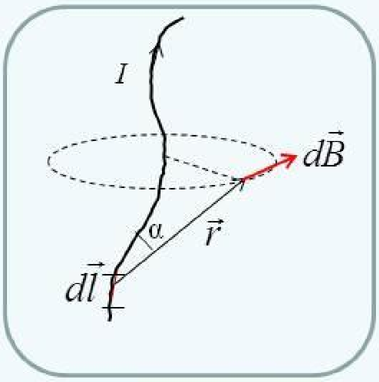
37. Взаимодействие токов. Магнитная индукция (три определения). Принцип суперпозиции магнитных полей.
38. Сила Лоренца.
39. Закон Ампера.
40. Контур с током в магнитном поле.
41. Магнитное поле движущегося заряда.

42. Закон Био-Савара-Лапласа. Магнитное поле контура с током и его магнитный момент, бесконечно длинного проводника с током.

Закон Био – Савара - Лапласа

Закон Био – Савара – Лапласа формулируется так:

Любой элемент dl проводника с током I создает в окружающем пространстве на расстоянии r под углом α магнитное поле индукцией dB



$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Idl\sin\alpha}{r^2}$$

$$\mu_0 = 4\pi\cdot10^{-7}\ Гн/м$$

Магнитная постоянная

Направление магнитной индукции определяется по правилу буравчика (правило правого винта)

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I\left[d\vec{l},\vec{r}\right]}{r^3}$$

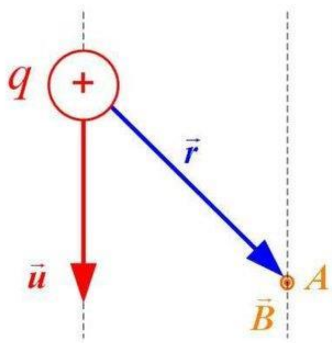
Вдоль проводника поле не возникает!

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^{n}\vec{B}_i$$

Принцип суперпозиции: *вектор магнитной индукции результирующего поля, создаваемого несколькими токами или движущимися зарядами, равен векторной сумме магнитных индукций складываемых полей, создаваемых каждым током в отдельности.*

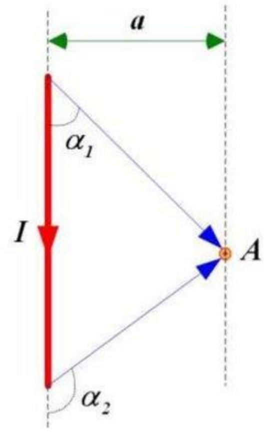
ЗАКОН БИО - САВАРА - ЛАПЛАСА

Магнитное поле движущегося заряда



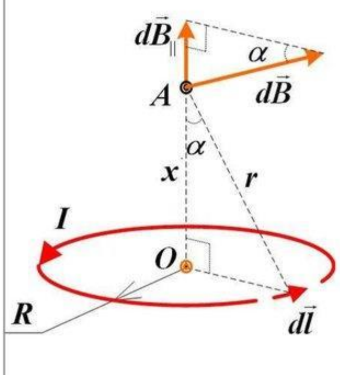
$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{q\left[\vec{u},\ \vec{r}\right]}{r^3}$$

Магнитное поле прямого тока



$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi a}\cdot\left(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2\right)$$

Магнитное поле кругового тока



$$B = \frac{\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{2\pi R^2 I}{\left(R^2+x^2\right)^{3/2}}$$

43. Теорема Остроградского-Гаусса для магнитного поля (интегральная и дифференциальная форма).

4) *И для магнитного поля, теорема Остроградского - Гаусса*

$$\boxed{\oint_S \vec{\mathbf{B}} d\vec{\mathbf{S}} = 0} \qquad (4)$$

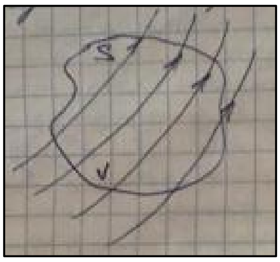
Это уравнение выражает, то свойство магнитного поля, что линии вектора магнитной индукции $\vec{\mathbf{B}}$ ***всегда замкнуты и что магнитных зарядов нет.***

В дифференциальной форме

$$\boxed{\mathrm{div}\vec{\mathbf{B}} = 0.} \qquad (4)$$

44. Циркуляция вектора магнитной индукции. Теорема о циркуляции (интегральная и дифференциальная форма).

Отсутствие в природе магнитных зарядов приводит к тому, что линии вектора ***B*** не имеют ни начала, ни конца. Каждая линия поля пересекая поверхность входит внутрь и выходит наружу одинаковое число раз. В итоге поток вектора ***B*** через эту поверхность оказывается равным нулю. Т. о.:



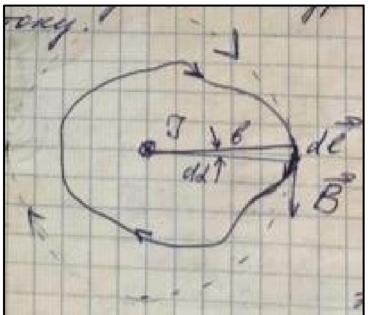
$$\Phi_B = \oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0.$$

Эта формула выражает Гаус... поток вектора ***B*** через *V* замкнутую поверхность равен нулю.

$$\oint \vec{B} d\vec{S} = \int div \vec{B}\, dV = 0 \Rightarrow \boxed{div \vec{B} = 0}$$

__Теорема о циркуляции *вектора B*(дифференциальная форма)__

Вычислим циркуляцию вектора ***B*** $(\oint \vec{B} d\vec{l})$
Пусть замкнутый контур лежит в плоскости, перпендикулярной к току.
В каждой точке контура вектор ***B*** направлен по касательной к окружности.



$\vec{B} d\vec{l} = B dl_B$,

где dl_B - проекция элемента контура на напраление вектора ***B***.

$dl_B = b\, d\alpha$,

$d\alpha$ - угол, на который поворачивается радиальная прямая при перемещении вдоль контура dl

$\vec{B}$ проводника $\quad B = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2I}{b}$

$$\vec{B} d\vec{l} = B dl_B = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2I}{b}\, b\, d\alpha = \frac{\mu_0 I}{2\pi} d\alpha$$

$$\oint_l \vec{B} d\vec{l} = \frac{\mu_0 I}{2\pi}\oint d\alpha, \quad \oint d\alpha = 2\pi$$

$$\oint_l \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 I^{охв}$$

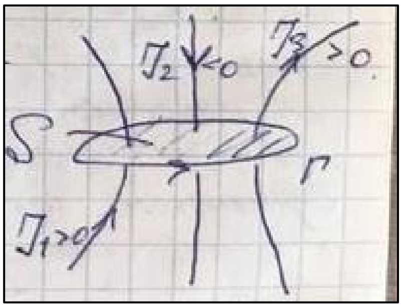
Ток считается положительным, если его направление связано с направлением обхода контура правилом правого винта
в противном случае - токи отрицательные.

Если контур охватывает несколько проводников с током, то в силу принципа супер позиции:

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \oint \Big(\sum_k \vec{B}_k\Big) d\vec{l} = \sum_k \oint \vec{B}_k d\vec{l}$$

Каждый интеграл равен $\mu_0 I_k$.
Т.о.

$$\oint_l \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_k I_k^{охв}$$



$$I = \sum_k I_k = \int_S \vec{j} d\vec{S} \Rightarrow \oint_l \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \int_S \vec{j} d\vec{S}$$

По т. Стокса:

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

$rot\vec{B} \neq 0$ => магнитиное поле непотенциально => нельзя ввести потенциал поля.

Поле, у которого ротор отличен от нуля называется вихревым или соленоидальным.

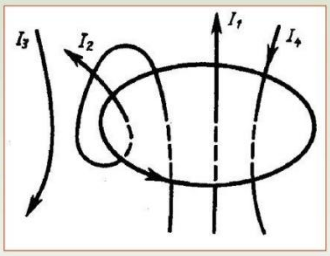
Закон полного тока для магнитного поля в вакууме (теорема о циркуляции вектора $\vec{B}$).

Циркуляция вектора $\vec{B}$ по произвольному замкнутому контуру равна произведению магнитной постоянной μ_0 на алгебраическую сумму токов, охватываемых этим контуром:

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \oint_L B_l dl = \mu_0 \sum_{k=1}^{N} I_k ,$$

где N — число проводников с токами, охватываемых контуром произвольной формы.

Каждый ток учитывается столько раз, сколько раз он охватывается контуром. Положительным считается ток, направление которого образует с направлением обхода по контуру правовинтовую систему; ток противоположного направления считается отрицательным.



Глава 6. Магнитное поле в веществе.

45. Магнитное поле в веществе. Намагниченность.

До этого мы считали, что поле находится в вакууме. Будет ли поле изменятся в какой-либо среде?
Это объясняется тем, что всякое вещество является магнетиком, т.е. способно под действием магнитного поля приобретать магнитный момент(намагничивается). В молекулах вещества циркулируют круговые токи. Каждый ток обладает магнитным моментом и создаёт в пространстве магнитное поле. В отсутствие внешнего поля молекулярные токи ориентированны беспорядочным образом, вследствие чего обусловленное ими результирующее поле = 0. Суммарный магнитный момент также = 0. Под дейтвием магнитного поля моменты молекул преобретают преимущественную ориентацию в одном направлении, в следтствие чего магнетик намагничивается - его сумарным магнитным моментом становится отличный от 0

и возникает поле $\boldsymbol{B'}$. Т.о. намагниченное вещество создаёт магнитное поле $\boldsymbol{B'}$, которое накладывается на внешнее магнитное поле $\boldsymbol{B_0}$, созданное макротоками. Принцип супер позиции для магнитного поля в веществе $\vec B = \vec B_0 + \vec B'$. Количественной характеристикой намагниченного состояния служит векторная величина - намагниченность вектора $\boldsymbol{I}$, которого равна отношению μ момента бесконечно малого объёма вещества к величине этого объёма: $\vec J = \frac{1}{\Delta V}\sum_{i=1}^{n} \vec p_{m_i}$

Дивергенция вектора $\boldsymbol{B}$ всюду равна нулю: $\mathrm{div}\,\vec B = \mathrm{div}\,\vec B_0 + \mathrm{div}\,\vec B' = 0$

$\mathrm{rot}\,\vec B = \mathrm{rot}\,\vec B_0 + \mathrm{rot}\,\vec B'$

Согласно теореме о циркуляции $\mathrm{rot}\,\vec B_0 = \mu_0 \vec j_{макро}$

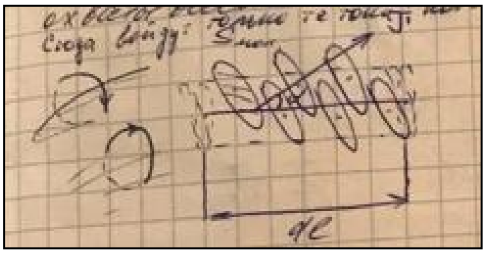
Согласно т. о циркуляции $\mathrm{rot}\,\vec B' = \mu_0 \vec j_{микро}$ $\quad \vec j_{микро} \equiv \vec j_{мол}$

Аналогично

=> $\mathrm{rot}\,\vec B = \mu_0 \left(\vec j_{макро} + \vec j_{микро}\right)$ $\quad \vec j_{микр}$ - ?

Вычислим алгебраическую сумму молекулярных токов охватываемых некоторым контуром l $\left(\int_S \vec j_{мол}\, d\vec S\right)$:

Сюда войдут только те токи которые на... на контур.



Рассмотренный элемент контура dl . Он образует с вектором I угол α и «нанизывает» на себя те молекулярные токи, центры которых попадают внутрь косого цилиндра с объёмом $S_{мол}\cos(\alpha dl)$. Пусть n- число таких молекул. Т.о. суммарный ток, охватывающий dl равен $I_{мол} n S_{мол}\cos(\alpha dl)$, $I_{мол}S_{мол} = p_{мол}$. $I_{мол} n S_{мол}$ - модуль вектора I. $I_{мол} n S_{мол}\cos(\alpha dl)$ - проекция вектора I на dl => суммарный молекулярный ток, охваченный элементом dl равен произведению векторов I и dl.

$$\int_S \vec j_{мол}\, d\vec S = \oint_l \vec J\, d\vec l$$

По т. Стокса: $\int_S \vec j_{мол}\, d\vec S = \int_S \mathrm{rot}\,\vec J\, d\vec S$

$\vec j_{макро} \equiv \vec j$

=> $\vec j_{мол} = \mathrm{rot}\,\vec J$

Т.о. $\mathrm{rot}\,\vec B = \mu_0 \vec j + \mu_0\, \mathrm{rot}\,\vec J$

Поделим на μ_0 и объединим rot:

$$\mathrm{rot}\left(\frac{\vec B}{\mu_0} - \vec J\right) = \vec j$$

46. Напряженность магнитного поля. Циркуляция вектора напряженности магнитного поля. Магнитная восприимчивость. Магнитная проницаемость.

Напряжённостью магнитного поля $\vec{H}$ будем называть векторную величину, равную

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_o} - \vec{I}$$

=> $\Rightarrow \operatorname{rot}\vec{H} = \vec{j}, \quad [\nabla, \vec{H}] = \vec{j}$

$$\int_S \operatorname{rot}\vec{H}\,d\vec{S} = \int_S \vec{j}\,d\vec{S}$$

По т. Стокса $\oint_l \vec{H}\,d\vec{l} = \int_S \vec{j}\,d\vec{S} = \sum_k I_k$

Теорема о циркуляции $\vec{H}$: циркуляция $\vec{H}$ по некоторому контуру равна алгебраической сумме макротоков, охваченых этим контуром.

Напряжённость магнитного поля является аналогом электрического смещения $\vec{D}$

Намагниченность связана с $\vec{H}$ следующим образом: $\vec{J} = \varkappa_m \vec{H}$,

где $\varkappa_m$ - магнитная восприимчивость

Т.о. $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \varkappa\vec{H}$

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0(1+\varkappa_m)}$$

Обозначим $\mu = 1 + \varkappa_m$ и назовём относительной магнитной проницаемостью

=> $\vec{H}$ направлен как и $\vec{B}$, но в $\mu_o\mu$ раз меньше по модулю

Магнитная проницаемость μ показывает, во сколько раз изменяться поле в магнетике:

$$\mu = \frac{|\vec{B}|}{|\vec{B_o}|},$$

где $\vec{B}$ - индукция магнитного поля в магнетике;

$\overrightarrow{B_o}$ - индукция магнитного поля в вакууме

В одних магнетиках поле усиливается в других - ослабляется. μ - безразмерная величина.

47. Классификация магнетиков: диамагнетики, парамагнетики и ферромагнетики.

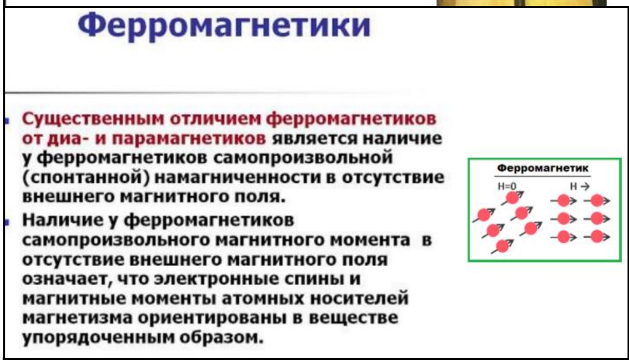
- **Все вещества в природе являются магнетиками в том понимании, что они обладают определенными магнитными свойствами и определенным образом взаимодействуют с внешним магнитным полем.**

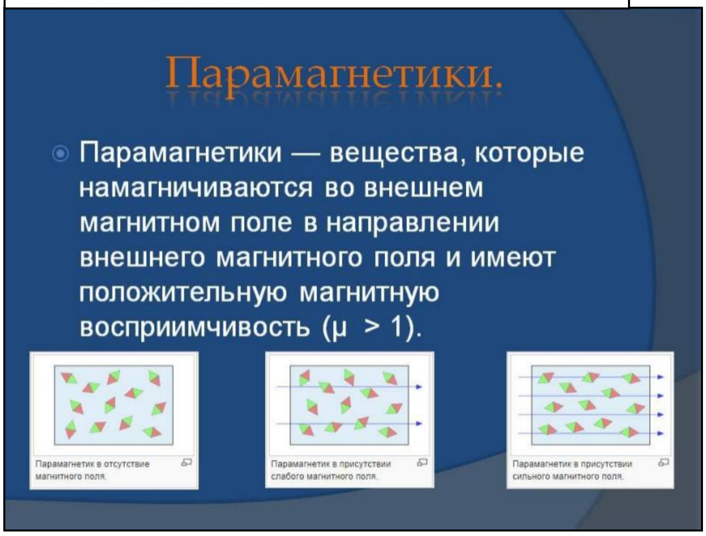
3.15 . Классификация магнетиков.

В то время как *диэлектрическая проницаемость* ε у всех веществ всегда *больше* единицы (диэлектрическая восприимчивость κ>0), *магнитная проницаемость* μ может быть как *больше* единицы, так и *меньше* единицы (соответственно магнитная восприимчивость χ >0 и χ<0). Поэтому ***магнитные свойства*** веществ отличаются гораздо *большим разнообразием*, чем *электрические свойства*.

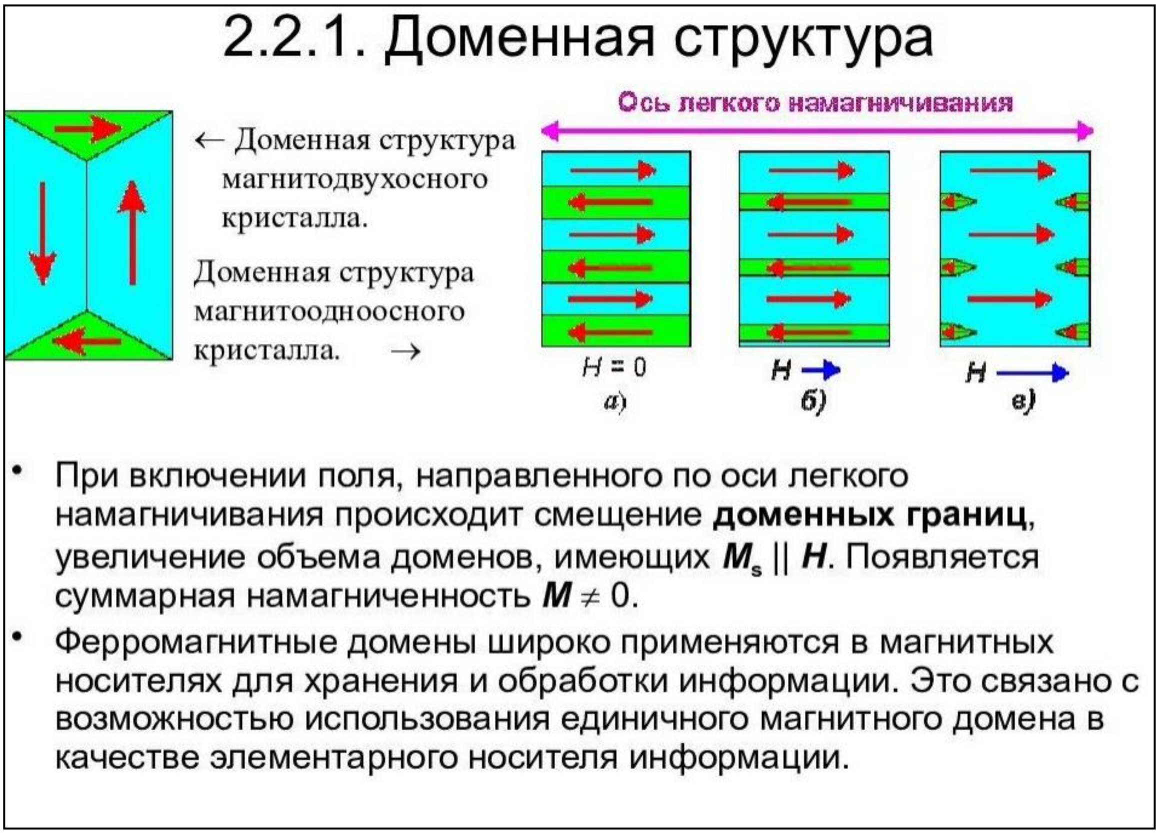
По классификации В.Л.Гинзбурга. можно выделить ***шесть типов*** магнетиков. Они перечислены в приводимой ниже таблице.

Тип магнетика	Магнитная восприимчивость, χ
Диамагнетик	$-(10^{-9}-10^{-4})$, $\mu < 1$
Парамагнетик	$10^{-6}-10^{-3}$, $\mu > 1$
Ферромагнетик	$10^{3}-10^{5}$, $\mu(H) >> 1$
Ферримагнетик	$10^{1}-10^{3}$, $\mu(H) >> 1$
Антиферромагнетик	$10^{-4}-10^{-6}$, $\mu > 1$
Сверхдиамагнетик	-1, $\mu = 0$





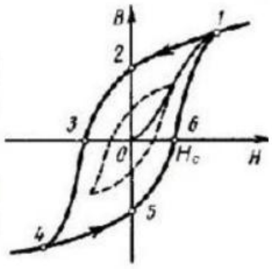
48. Доменная структура ферромагнетиков.



49. Гистерезис.

Свойства ферромагнетиков

2) Магнитный гистерезис (Эмиль Варбург, 1880 г.) - явление, которое состоит в том, что зависимость магнитной индукции ферромагнетика от напряженности магнитного поля не является однозначной, а определяется предысторией ферромагнетика.



Коэрцитивная сила – это такая напряженность магнитного поля, при которой ферромагнетик, первоначально намагниченный до насыщения, размагничивается.

По виду **петли гистерезиса** все ферромагнетики делятся на две большие группы: **магнитомягкие**, имеющие $H_c < 800$ А/м, и **магнитотвердые** с $H_c > 4$ кА/м.

50. Условия на границе двух магнетиков. Закон преломления.

В ЛЕКЦИЯХ НЕ НАШЁЛ

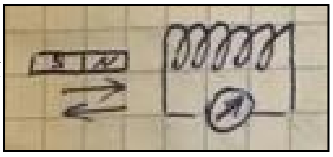
Глава 7. Электромагнитная индукция.

51. **Опыты Фарадея. Электродвижущая сила индукции.**

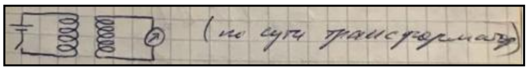
Если взять проводник и приложить $\Delta\varphi(\vec{E})$, то $\vec{E} \Rightarrow I \Rightarrow \vec{B}$. Но нельзя ли $\vec{B} \Rightarrow ? \Rightarrow \vec{E}$. Эта задача была решена Фарадеем, открывшим явление электромагнитной индукции, заключающейся в том, что в замкнутом проводящем контуре при изменении потока магнитной индукции, охватываемого этим контуром, возникает электрический ток, который называется индукционным.

Опыты Фарадея

1) В моменты вдвигания и выдвигания магнита наблюдается отклонение стрелки гальванометра(направление отклонений стрелки при вдвигании и выдвигании противоположны). Отклонение стрелки тем больше, чем больше скорость движения магнита.



2) Две катушки вставлены одна в другу. Одну подключают к гальванометру, другую к источнику питания. Отклоние стрелки наблюдается в моменты включения и выключения тока.

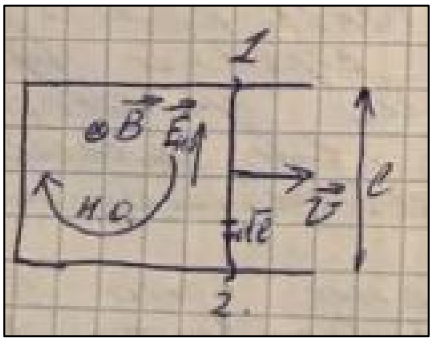


Фарадей пришёл к выводу, что индукционный ток возникает всегда, когда происходит изменение потока магнитной индукции через проводящий контур. Также установлено, что величина индукционного тока совершенно не зависит от способа изменения потока магнитной индукции, а определяется лишь скоростью его изменения. Возникновение индукционного тока указывает на наличие в цепи электродвижущей силы называемой *ЭДС* электромагнитной индукции. Т.о.:

$$I_i \sim \mathcal{E}_i \sim \frac{d\Phi}{dt}, \quad \Phi \text{ - поток } \vec{B}.$$

ЭДС индукции

Определим как $\mathcal{E}_i$ зависит от $\frac{d\Phi}{dt}$. Возьмём контур с подвижной перемычкой длины l. Поместим в однородное магнитное поле перпендикулярное плоскости контура, приведём перемычку в движение со скоростью $\vec{v}$. В результате на каждый электрон, находящийся на перемычке начнёт Действовать сила Лоренца:



$$\vec{F}_Л = -e[\vec{v}, \vec{B}]$$

Действивие этой силы эквивалентно действию на e^- электроны поля напряжённости $\vec{E}$

$$\vec{E}_{н.э} = [\vec{v}, \vec{B}],$$

где $\vec{E}_{н.э.}$ неэлектростатического происхождения

52. Закон электромагнитной индукции Фарадея. Правило Ленца.

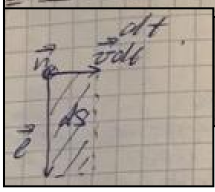
53. Дифференциальная форма закона электромагнитной индукции Фарадея.

По определению

$$\mathcal{E}_i = \oint \vec{E}_{н.э} d\vec{l} = \oint [\vec{v}, \vec{B}] d\vec{l} = \int_1^2 [\vec{v}, \vec{B}] d\vec{l} = [\vec{v}, \vec{B}]\vec{l}$$

Осуществим циклическую перестановку сомножителей и $\cdot \frac{dt}{dt}$

$$\mathcal{E}_i = [\vec{v}, \vec{B}]\vec{l} = \vec{l}[\vec{v}, \vec{B}] = \vec{B}[\vec{l}, \vec{v}] = \vec{B}[\vec{l}, \vec{v}dt]$$



$$|[\vec{l}, \vec{v}dt]| = dS$$
$$[\vec{l}, \vec{v}dt] = -\vec{n}dS$$

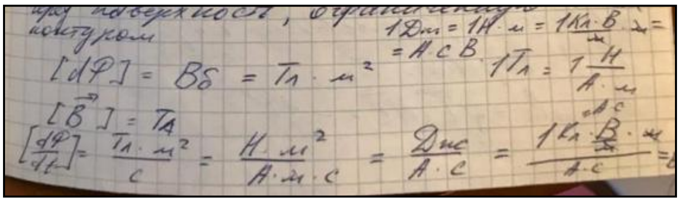
где $\vec{n}$ -нормаль к контуру

$$d\vec{S} = \vec{n}dS \qquad \vec{B}d\vec{S} = d\Phi$$

Т.о. $\mathcal{E}_i = -\frac{\vec{B}d\vec{S}}{dt}$

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}$$ - закон электромагнитной индукции Фарадея

Закон Фарадея: *ЭДС* индукции в контуре численно равна и противоположна по знаку скорости изменения магнитного потока через поверхность, ограниченную этим контуром



$[d\Phi] = Вб = Тл \cdot м^2$ $\quad 1Дж = 1Н \cdot м = 1Кл \cdot В = А\,с\,В$ $\quad 1Тл = 1\frac{Н}{А \cdot м}$

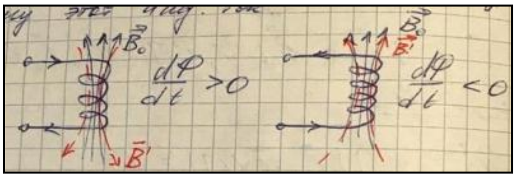
$[\vec{B}] = Тл$

$\left[\frac{d\Phi}{dt}\right] = \frac{Тл \cdot м^2}{с} = \frac{Н \cdot м^2}{А \cdot м \cdot с} = \frac{Дж}{А \cdot с} = \frac{1Кл \cdot В}{А \cdot с}$

Знак минус в законе Фарадея является математическим выражением правила Ленца(правило для нахождения направления индукционного тока)

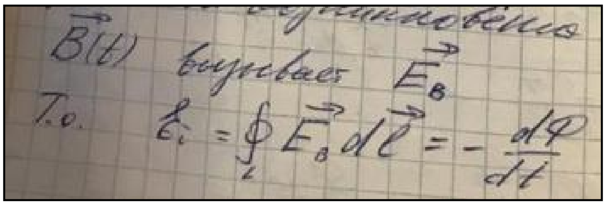
'''

Правило Ленца: индукционный ток в контуре имеет всегда такое направление, что создаваемое им магнитное поле препятствует изменению магнитного потока, вызывающему этот индукционный ток



'''

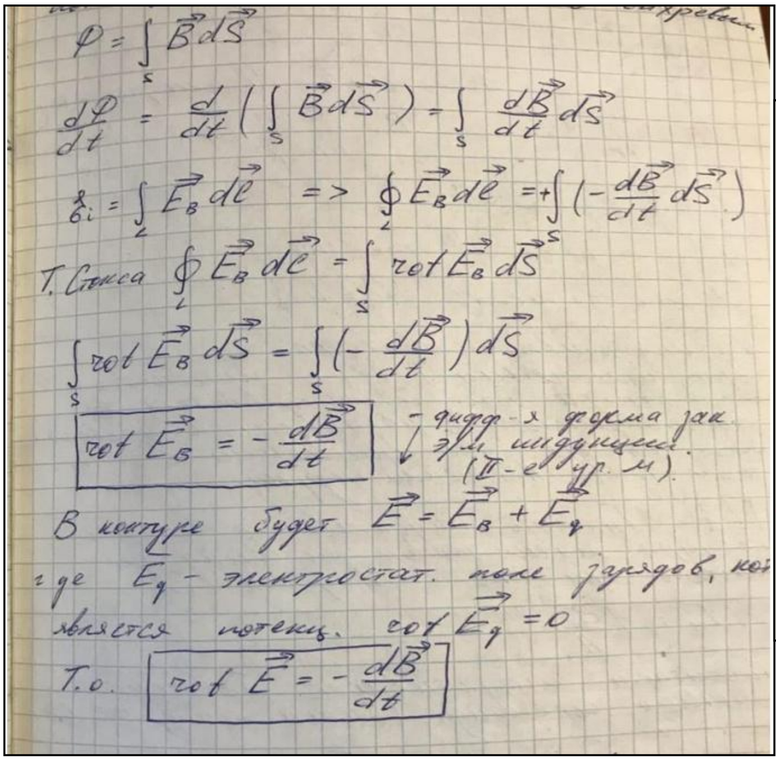
В выводе закона Фарадея мы считали, что возбуждение $\mathcal{E}_i$ при движении перемычки в постоянном магнитном поле объясняем действием силы Лоренца, возникающей при движении проводника. А как объяснить возникновение $\mathcal{E}_i$ в случае неподвижного контура находящегося в переменном магнитном поле? Сила Лоренца ведь на неподвижные заряжы не действует? Ответ на этот вопрос нашёл Максвел. Он объяснил $\mathcal{E}_i$ в неподвижных проводниках предположив, что всякое переменное магнитное поле возбуждает в окружающем пространстве электрическое поле, которое и является причиной возникновения индукционного тока.



$\vec{B}(t)$ вызывает $\vec{E}_B$

Т.о. $\mathcal{E}_i = \oint_L \vec{E}_B d\vec{l} = -\frac{d\Phi}{dt}$

Индукция ≠ 0 => E_B не является потенциальным. Оно является вихревым



$\Phi = \int_S \vec{B} d\vec{S}$

$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\int_S \vec{B} d\vec{S}\right) = \int_S \frac{d\vec{B}}{dt} d\vec{S}$

$\mathcal{E}_i = \int_L \vec{E}_B d\vec{l} \Rightarrow \oint_L \vec{E}_B d\vec{l} = +\int_S \left(-\frac{d\vec{B}}{dt} d\vec{S}\right)$

Т. Стокса $\oint_L \vec{E}_B d\vec{l} = \int_S rot\,\vec{E}_B d\vec{S}$

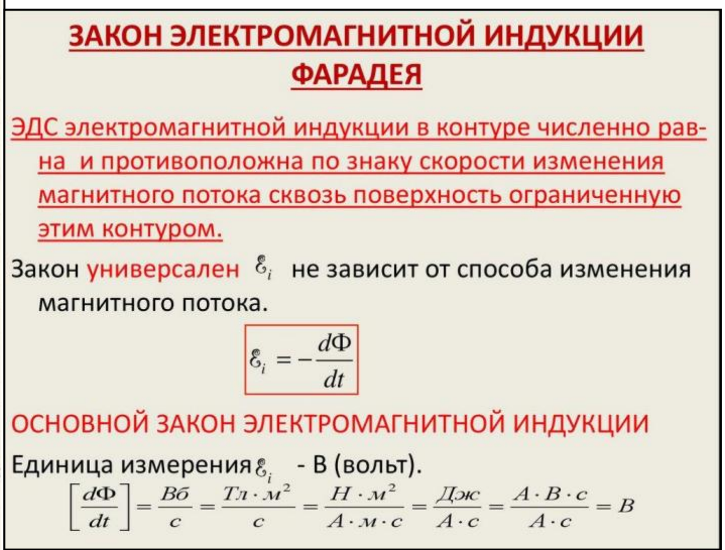
$\int_S rot\,\vec{E}_B d\vec{S} = \int_S \left(-\frac{d\vec{B}}{dt}\right) d\vec{S}$

$\boxed{rot\,\vec{E}_B = -\frac{d\vec{B}}{dt}}$ - дифф-я форма зак. э/м индукции (II-е ур. М).

В контуре будет $\vec{E} = \vec{E}_B + \vec{E}_q$

где E_q – электростат. поле зарядов, кот. является потенц. $rot\,\vec{E}_q = 0$

Т.о. $\boxed{rot\,\vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt}}$



ЗАКОН ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ ФАРАДЕЯ

ЭДС электромагнитной индукции в контуре численно равна и противоположна по знаку скорости изменения магнитного потока сквозь поверхность ограниченную этим контуром.

Закон универсален $\mathcal{E}_i$ не зависит от способа изменения магнитного потока.

$$\boxed{\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}}$$

ОСНОВНОЙ ЗАКОН ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ

Единица измерения $\mathcal{E}_i$ - В (вольт).

$$\left[\frac{d\Phi}{dt}\right] = \frac{Вб}{с} = \frac{Тл \cdot м^2}{с} = \frac{Н \cdot м^2}{А \cdot м \cdot с} = \frac{Дж}{А \cdot с} = \frac{А \cdot В \cdot с}{А \cdot с} = В$$

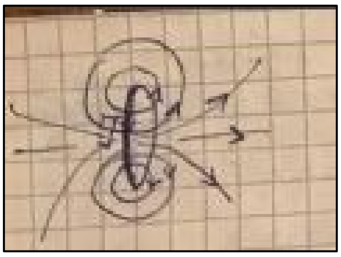
54. **Самоиндукция. Индуктивность контура. Индуктивность бесконечно длинного соленоида.**

Электрический ток текущий в замкнутом контуре создаёт вокруг себя магнитное поле.

Закон Био-Савара-Лапласа:

З. Б-С-Л

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I[d\vec{l}, \vec{r}]}{r^3}$$



Угол между $\overrightarrow{dl}$ и $\vec{r}$ (в центре) = 0

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I\,dl}{r^2}, \quad B = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I}{R^2}2\pi R = \frac{\mu_0 I}{2R}$$

$$r = R \qquad B \sim I$$

Т.о. магнитный поток Φ так же пропорционален I. Можно записать $\Phi = LI$, L - индуктивность контура.

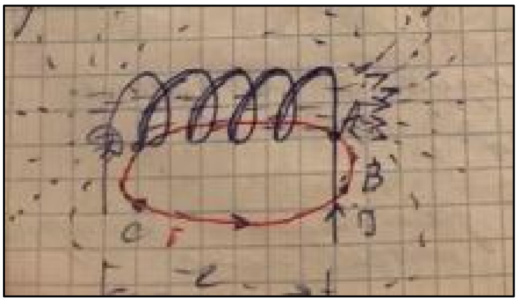
При изменении I будет изменяться и Φ => в контуре будет индукцироваться $\mathcal{E}_i$. Возникновение $\mathcal{E}$ индукции в проводящем контуре при изменении в нём силы тока называется самоиндукцией.

[L] = 1 Гн - это индуктивность такого контура, магнитный поток самоиндукции которого при токе в 1А равен 1Вб

$$1\,Гн = 1\,\frac{Вб}{А}$$

Расчитаем индуктивность бесконечно длинного соленоида(бесконечно означает что $l >> R$).

Т.о. магнитное поле у соленоида сосредоточится в середине, а вне соленоида - неоднородным и очень слабым(пренебрегаем)



Магнитное поле соленоида:

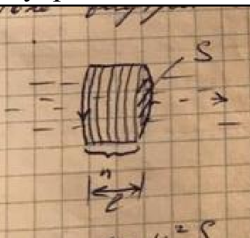
Воспользуемся теоремой о циркуляции, вычислим циркуляцию $\vec{B}$ по замкунутому контуру L совпадающем с одной из линий магнитной индукции

$$\oint_{ABCDA} B_l\,dl = \mu_0 n I$$, n — кол-во витков

$$\oint_{ABCDA} B_l\,dl = \int_{DA} B_l\,dl$$, т.к. поле сосредот. в центре соленоид.

$$\int_{DA} B_l\,dl = Bl = \mu_0 n I \Rightarrow B = \frac{\mu_0 n I}{l}$$

Поле внутри соленоида однородно



$$\Phi = \int \vec{B}\,d\vec{S} = B_n S = \frac{\mu_0 n^2 I}{l} S$$

$$\Phi = LI$$

$$= L = \frac{\mu_0 n^2 S}{l}$$

При наличии сердечника с магнитной проницаемостью $L = \frac{\mu_0 \mu n^2 S}{l}$ - зависит от среды, в которой находится, и от геометрической формы контуров.

Закон Фарадея:

нах. контур, и от геом. форм

Закон Фарадея: $\mathcal{E}_s = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt}(LJ) =$

$= -\left(\frac{dL}{dt}J + \frac{dJ}{dt}L\right) =$ (форма не меняется) $=$

$= -L\frac{dJ}{dt}$

Т.о. контур, обладая определённой индуктивностью, пробритает электрическую инертность, заключающуюся в том, что ∀ изменение тока тормозится и тем сильнее, чем больше индуктивноть контура.

$$\mathcal{E}_S = -L\frac{dI}{dt}$$

55. Взаимная индукция. Теорема взаимности. Трансформатор (принцип действия).

Рассмотрим два неподвижных контура расположенных достаточно близко:

Обозначим через $\Phi_{21} = L_{21}I_1$, ту часть потока, которая пронизывает контур 2. Аналогично часть потока магнитного поля второго контура, пронизывающего контур 1: $\Phi_{12} = L_{12}I_2$

При изменении I_2 => $\mathcal{E}_{i_1} = -\frac{d\Phi_{12}}{dt} = -L_{12}\frac{dI_2}{dt}$

Явление возникновения *ЭДС* в одном из контуров при изменении силы тока в другом называется взаимной индукцией.

L_{21} и L_{12} называется взаимной индуктивностью контуров. Теоритечски и эксперементально доказано, что $L_{21} = L_{12}$, докажем это. (теорема взаимности)

<u>Пример.</u> Рассчитаем взаимную индуктивность двух катушек, намотанных на общий сердечник

N_1 - число витков 1-й катушки

N_2 - число витков 2-й катушки

Магнитное поле первой $B_1 = \mu\mu_o\frac{N_1 I_1}{l}$

l - длина сердченика

Магнитный поток сквозь один виток второй катушки $\Phi_{21} = B_1 S = \mu\mu_o\frac{N_1 I_1}{l}S$

А их N_2 штук===> $\Psi_{21} = \Phi_{21} N_2 = \mu_0\mu\frac{N_1 N_2}{l}S$

Т.к. $\Phi_{21} = L_{21}I_1$ => $L_{21} = \frac{\Psi_{21}}{J_1} = \mu_0\mu\frac{N_1 N_2}{l}S$

Аналогично для потока 2-й катушки через N_1 витков первой катушки

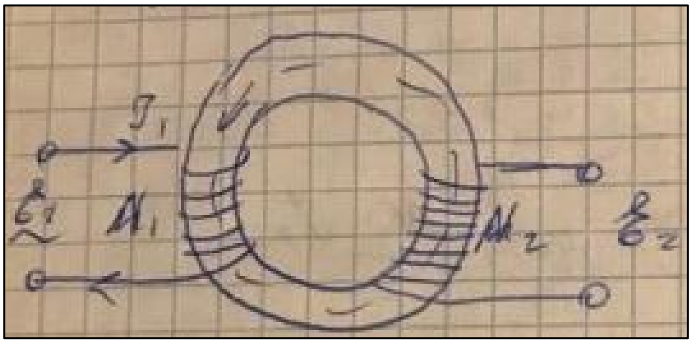
$\Phi_{12} = B_2 S = \mu_0\mu\frac{N_2 J_2}{l}S$, $\Psi_{12} = \Phi_{12}N_1$

$L_{12} = \frac{\Phi_{12}}{J_2} = \mu_0\mu\frac{N_1 N_2}{l}S$

$\Rightarrow L_{12} = L_{21}$.

Трансформатор

Принцип действия трансформатора основан на взаимной индукции. Трансформатор состоит из двух обмоток(n_1 - число витков 1-й катушки, n_2 - число витков 2-й катушки) имеющих общий железный сердечник.



Концы первой обмотки присоединены к источнику переменного $\mathcal{E}_1$ => возникает переменный I_1, который практически полностью находится в сердечнике.

Изменение потока во вторичной обмотке связывает появление *ЭДС* взаимной индукции, а в первой *ЭДС* самоиндукции.

Т.о. $\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 = I_1R_1$, R_1 - сопротивление первой обмотки.

$$\mathcal{E}_1 - \frac{d(N_1\Phi)}{dt} = I_1R_1 \quad ①$$

При большой частоте I_1R_1 - малО(обмотка из меди), т.о. $\mathcal{E}_2 = -N_2\frac{d\Phi}{dt}$ ②

Сравнивая ① и ②

$$\frac{\mathcal{E}_1}{n_1} = -\frac{\mathcal{E}_2}{n_2} \Rightarrow \mathcal{E}_2 = -\frac{n_2}{n_1}\mathcal{E}_1$$

«—» означает, что $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$ противоположны по фазе.

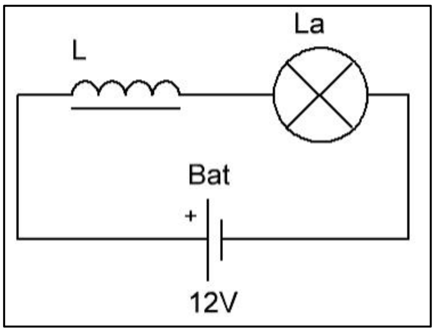
$\frac{n_2}{n_1}$ - показывает во сколько раз $\mathcal{E}_2$ больше (или меньше) $\mathcal{E}_1$, если >1, то транформатор повышающий, если <1, то трансформатор понижающий

56. Ток при замыкании и размыкании цепи, содержащей индуктивность.

Как уже было сказано, контур индуктивности обладает электрический инертностью, т.е. токи, возникающие в следствие самоиндукции всегда направлены так, чтобы противодействовать изменению тока в цепи. Это приводит к тому что изменение тока в цепи происходит не мгновенно, а постепенно.

Рассмотрим сначала характр тока при замыкании. Здесь помимо внешнего *ЭДС* возникает $\mathcal{E}_S$:

$\mathcal{E}_S = -L\frac{dI}{dt}$, которое препятствует, согласно правилу Ленца, нарастанию тока.



По закону Ома: $IR = \mathcal{E}$

$$IR = \mathcal{E} - L\frac{dI}{dt}, \quad \frac{dI}{dt} + \frac{R}{L}I = \frac{\mathcal{E}}{L}$$

Это линейное неоднородное дифференциальное уравнение. Его решение будет состоять из общего однородного уравнения ($\frac{\mathcal{E}}{L} = 0$) и плюс любое частное.

(*) Однородное уравнение:

$$\frac{dI}{dt} + \frac{R}{L}I = 0$$

$$\int_0 \frac{dI}{I} = -\int \frac{R}{L}dt$$

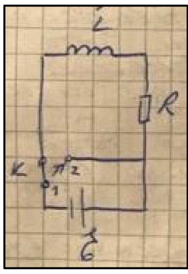
$\ln I = -\frac{R}{L} t + \ln const$

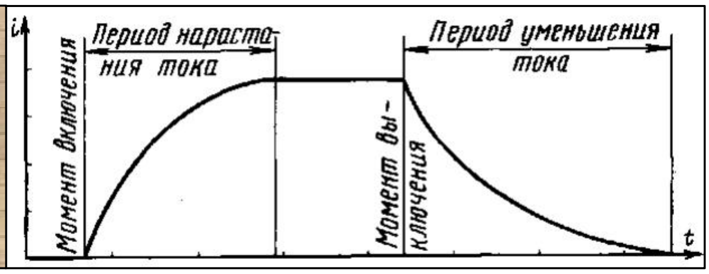
$\ln(I \cdot const) = -\frac{R}{L} t$

Потенцируем $I = const \cdot e^{-\frac{R}{L} t}$

Рассмотрим процесс выключения тока:

1) $I_0 = \frac{\mathcal{E}}{R}$





2) $t = 0$ $1 \rightarrow 2$, ток уменьшатся =>

=> $\mathcal{E}_S = -L\frac{dI}{dt}$

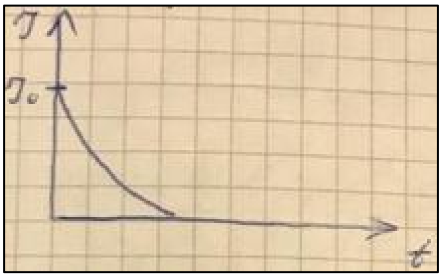
Закон Ома $I = \frac{\mathcal{E}_S}{R}$

$IR = -L\frac{dI}{dt}$, $\int_{I_0}^{I} \frac{dI}{I} = -\int_0^t \frac{R}{L} dt$

$\ln \frac{I}{I_0} = -\frac{R}{L} t$ => $I = I_0 e^{-\frac{R}{L} t}$

$\frac{R}{L} = \frac{1}{\tau}$ $\tau = \frac{L}{R}$ – время релаксации

$I = I_0 e^{-\frac{t}{L}}$ => сила тока убывает по exp. t - это время в течение которого сила тока уменьшиться в e раз.



При замыкании 2) → 1) помимо $\mathcal{E}$ возникает $\mathcal{E}_S$.

Т.о. $IR = \mathcal{E} + \mathcal{E}_S = \mathcal{E} - L\frac{dI}{dt}$

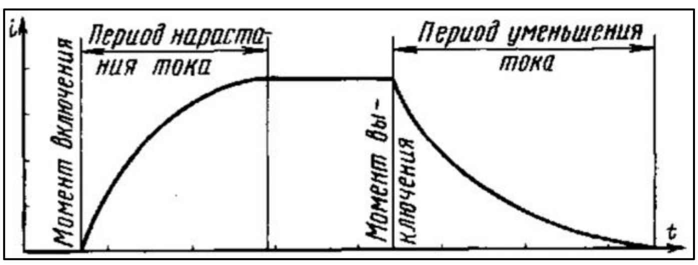
$\frac{dI}{dt} + \frac{R}{L} I = \frac{\mathcal{E}}{L}$

Это линейное неоднородное уравнение первого порядка. Его решением является сумма однородного общего решениям плюс неоднородного частного решения.

(*) - одно-общее решение однородного р....

Частное решение неоднородного уравнения обычно подбирают по виду правой части

(**) $I = \frac{\mathcal{E}}{R} = I_o$ - часть решения

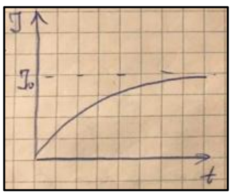


$I = I_0 + const \cdot e^{-\frac{R}{L}t}$

const - ? определим из начальных условий.

$t = 0$, $I_0 = 0$ => $const = -I_0$

Т.о. $I = I_0 (1 - e^{-\frac{R}{L}t})$



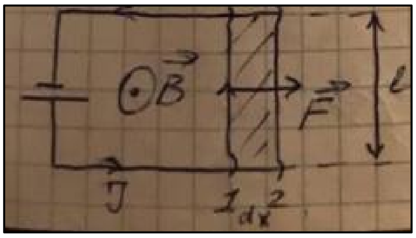
57. Энергия магнитного поля. Плотность энергии.

Магнитное поле, подобно электрическому, является носителем энергии. Проводник, по которому протекает ток, всегда окружён магнитным полем => естественно предположить, что энергия магнитного поля равна работе, которая затрачивается током на создание этого поля. Рассмотрим контур индуктивностью L, по которому течёт ток I. $\boldsymbol{\Phi = LI}$

При изменении тока на dI поток изменится на $\boldsymbol{d\Phi = LdI}$

По закону Ампера $\boldsymbol{F = IBL}$

Под действие силы Ампера проводник переместиться на расстояние dx.



$\boldsymbol{dA = Fdx = IBldx = IBdS = Id\Phi}$

Работа по перемещению проводника с током в магнитном поле равна произведению силы тока на магнитный поток пересеченный движущимся проводником $\boldsymbol{d\Phi = LdI}$, то $\boldsymbol{dA = Id\Phi = LIdI}$

Тогда полная работа по созданию потока Φ равна

$$A = \int_0^I LI\,dI = \frac{LI^2}{2} \Rightarrow W_m = \frac{LI^2}{2}.$$

Рассмотрим энергию магнитного поля соленоида

$$L = \frac{\mu_0\mu n^2 S}{l} \Rightarrow W_m = \frac{1}{2} I^2 \frac{\mu_0\mu n^2}{l} S$$

Магнитная индукция поля соленоида $B = \frac{\mu_o\mu_n I}{l}$ =>

$$\Rightarrow I = \frac{Bl}{\mu_0\mu n} \qquad W_m = \frac{1}{2}\frac{B^2 l^2}{\mu_0^2\mu^2 n^2}\frac{\mu_0\mu n^2 S}{l} = \frac{1}{2}\frac{B^2}{\mu_0\mu} lS = \frac{1}{2}\frac{B^2}{\mu_0\mu} V$$

$V = Sl$ - объём соленоида

$B = \mu_o\mu H$ => $H = \frac{B}{\mu_o\mu}$

$W_m = \frac{1}{2}BHV$

Объёмная плотность энергии магнитного поля

$w_m = \frac{W_m}{V} = \frac{1}{2}BH$

Это справедливо для сред, для которых зависимость B от H линейная, т.е. для пара- и диамагнетиков

$$\vec{B} = \mu_0(1+\chi)\vec{H}$$

Глава 8. Уравнения Максвелла.

58. Вихревое электрическое поле. Второе уравнение Максвелла.

По закону Фарадея $\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}$ мы предположим, что $\vec{B}(t)$ => $\mathcal{E}_i$

$$\mathcal{E}_i = \oint_L \vec{E}_B d\vec{l} = -\frac{d\Phi}{dt}$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\int \vec{B} d\vec{S}\right) = \int_S \frac{d\vec{B}}{dt} d\vec{S}$$

$$\text{Т.о.} \quad \mathcal{E}_i = \oint_L \vec{E}_B d\vec{l} = \int_S \frac{d\vec{B}}{dt} d\vec{S}$$

$$\int_S \mathrm{rot}\, \vec{E}_B d\vec{B} = -\int \frac{d\vec{B}}{dt} d\vec{S}$$

$$\mathrm{rot}\, E_B = -\frac{d\vec{B}}{dt}$$

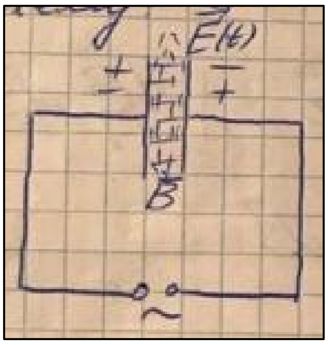
$$\vec{E} = \vec{E}_B + \vec{E}_q, \quad \mathrm{rot}\, \vec{E}_q = 0$$

$$\text{Т.о.} \quad \boxed{\mathrm{rot}\, \vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt}} \quad \text{— II-е УМ.}$$

Это уравнение устанавливает связь между $\vec{E}$ и $\vec{B}$ => раздельное рассмотрение электрических и магнитных полей носит относительный смысл. Электрическое поле создаётся системой неподвижных зарядов. Однако, если заряды неподвижны относительно некоторой ИСО, то относительно других ИСО заряды могут двигаться => порождают магнитное поле.
Т.о. электрическое поле в одной СО будет представлять совокупность электрического и магнитного, в другой СО, образующих единое электромагнитное поле.

59. Ток смещения. Первое уравнение Максвелла.
60. Система уравнений Максвелла (интегральная и дифференциальная форма). Следствия из уравнений Максвелла.

Согласно Максвеллу $\vec{B}(t)$ => $\vec{E}$, то должно и наоборот $\vec{E}(t)$ => $\vec{B}$. Как создать переменное электрическое поле? Рассмотрим схему:
Между обкладками заряжающегося и раз-
Ряжающегося контура имеется переменное E.
Переменное E порождает B, такое (*в лекции непонятно возможно «поле»*) если бы между обкладками существовал ток, равный току в проводящих средах. Максвел этот ток назвал током смещения.



По теореме о циркуляции вектора $\vec{H}$ знаем:

$$[\nabla \times \vec{H}] = \vec{j}(t), \quad \text{а} \quad \nabla \vec{j} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}$$

Электромагнитное поле может быть стационарным если ρ и $\vec{j}$ не зависят от времени. Здесь тогда $\nabla \vec{j}$=0 => линии тока не имеют источников и являются замкнутыми. А в случае меняющихся со временем полей при зарядке конденстора в цепи протекает ток, и в момент когда напряжение на контуре достигает значения U, ток прекратится и линии тока (линии $\vec{j}$) терпят разрыв между обкладками.

В случае нестационарных процессов $\rho = \rho(t)$ (это происходит с плотностью заряда на обкладка конденсатора)

В этом случае уравнение непр-ти:

$\nabla\vec{j} = -\frac{\partial\rho}{\partial t}$ $\quad \nabla\vec{j} \neq 0.$

(1) $[\nabla\times\vec{H}] = \vec{j}$ возьмем и умножим скалярно обе части на ∇

$\nabla[\nabla\times\vec{H}] = \nabla\vec{j}$

$\nabla[\nabla\times\vec{H}] = \vec{H}[\nabla\times\nabla] = 0 \Rightarrow \nabla\vec{j} = 0.$

Но мы только сформулировали, что $\nabla\vec{j} \neq 0$. => ур-е (1) $[\nabla\times\vec{H}] = \vec{j}$ не справедливо для данного случая

Чтобы исправить это противоречие Максвелл ввёл в правую часть дополнительное слагаемое, по размерности это слагаемое - плотность тока. Этот ток он условно назвал током смещения.

Т. е. $[\nabla\vec{H}] = \vec{j} + \vec{j}_{смещ}.$

$\vec{j}_{полн} = \vec{j} + \vec{j}_{смещ}.$

Пусть $\nabla\vec{j}_{смещ} = -\nabla\vec{j}$

Тогда $\nabla[\nabla\times\vec{H}] = \nabla(\vec{j} + \vec{j}_{смещ}) = \nabla\vec{j} + \nabla\vec{j}_{смещ}$

=> $\nabla\vec{j}_{смещ} = \frac{\partial\rho}{\partial t}$

По т. Гаусса для диэл-в: $\nabla\vec{D} = \rho$

Продиф-ем $\frac{\partial}{\partial t}\nabla\vec{D} = \frac{\partial\rho}{\partial t}$

$\nabla\frac{\partial\vec{D}}{\partial t} = \frac{\partial\rho}{\partial t} = \nabla\vec{j}_{смещ}$

=> $\vec{j}_{смещ} = \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}$

=> $\boxed{[\nabla\vec{H}] = \vec{j} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}}$ — I-е УМ.

Вывод: переменное электрическое поле создаёт магнитное поле

<u>Уравнения Максвела</u>

Максвелл создал единую теорию электомагнитных явлений. ∀ электромагнитное явление можно описать 4-мя электромагнитными векторами $\vec{E}$, $\vec{D}$ и $\vec{B}$, $\vec{H}$. Основу теории образуют 4 уравнения Максвелла

1) $\operatorname{rot}\vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}$

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

3) $\operatorname{div}\vec{B} = 0$

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

Это уравнения Максвелла в дифференциальной форме.

Эту систему дополняют материальные уравнения:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}$$

Связь $\vec{D}$ и $\vec{E}$, $\vec{H}$ и $\vec{B}$: $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}$, $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$

где $\varepsilon = 1 + \chi$, $\mu = 1 + \varkappa$, и $\vec{j} = \sigma \vec{E}$.

У.М. в инт. форме

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

2) $\oint\limits_L \vec{E} d\vec{l} = -\int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}$

3) $\oint\limits_S \vec{B} d\vec{S} = 0$

4) $\oint\limits_S \vec{D} d\vec{S} = \int\limits_V \rho dV$

61. Электромагнитные волны. Волновое уравнение.

Как уже говорилось, переменное электрическое поле порождает магнитное поле, которое тоже является переменным. Это переменное магнитное поле порождает переменное электрическое поле и тд. Т.о., если возбудить с помощью колеблющихся зарядом переменное электрическое поле, то в окружающем пространстве возникает последовательность взаимных превращений. Этот процесс будет периодическим во времени и пространстве и, в принципе, представлять собой волну. Так утверждал Максвелл, исходя из своих уравнений. Покажем это:

$\mathrm{rot}\, \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$

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

$\mathrm{div}\, \vec{B} = 0$

$\mathrm{div}\, \vec{D} = \rho$

С учетом мат. ур-й $\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0 \vec{E}$, $\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}$:

$[\nabla, \vec{H}] = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$

$[\nabla, \vec{E}] = -\mu\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$

$\nabla \vec{H} = 0$

$\nabla \vec{E} = 0$

В случае однородной нейтральной ($\rho = 0$) непроводящей ($\vec{j} = 0$) среды:

$[\nabla, \vec{H}] = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$

$[\nabla, \vec{E}] = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$

$\nabla \vec{B} = 0$

$\nabla \vec{D} = 0$

Возьмем ротор от обеих частей 2 ур-я:

$[\nabla, [\nabla \vec{E}]] = -\mu\mu_0 [\nabla, \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}]$.

$[\nabla, [\nabla \vec{E}]] = \nabla(\underbrace{\nabla \vec{E}}_{0}) - \vec{E}(\nabla\nabla) = -\nabla^2 \vec{E} = -\Delta \vec{E}$

$-\mu\mu_0 [\nabla, \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}] = -\mu\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} [\nabla, \vec{H}] = -\mu\mu_0 \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$

Приравниваем: $\Delta \vec{E} = \mu\mu_0 \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$

$\varepsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} = \frac{1}{(3 \cdot 10^8)^2} \frac{c^2}{м^2}$

$\varepsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2}$, c – скорость света

$\boxed{\Delta \vec{E} = \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}}$ – волновое ур-е.

$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$ в вакууме ($\varepsilon = 1$, $\mu = 1$) $v = c$

Взяв рото от 1-го уравнения максвела, проведя аналогичные преобразования можно получить волновое уравнение для напряжённости магнитного поля:

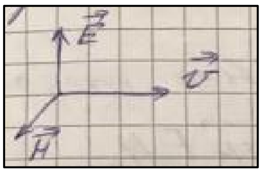
$$\Delta \vec{H} = \frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}$$

Всякая функция, удовлетворяющая такому уравнению описывает волну => электромагнитное поле существует в виде волны. Решение волнового уравнения имеет вид:

$$\vec{E}_y = \vec{E}_m \cos(\omega t - kx + \varphi)$$
$$\vec{H}_z = H_m \cos(\omega t - kx + \varphi)$$

Свойства электромагнитных волн:

1. Электромагнитные волны - поперечны
2. Вектора $\vec{E}$ и $\vec{H}$ взаимно перпендикулярны и образуют с направлением распространения волны правовинтовую систему

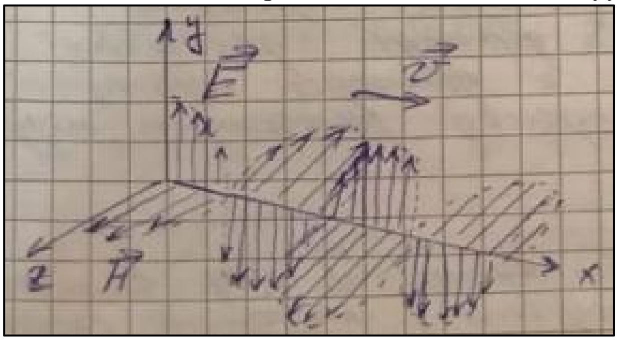


3. $\vec{E}$ и $\vec{H}$ колеблются в одной фазе (они одновременно обращаются в нуль и одновременно достигают max значений, а их амплитуды связаны соотношением)

$$\frac{E_m}{H_m} = \frac{\sqrt{\mu\mu_0}}{\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0}} \qquad \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0}\,E_m = \sqrt{\mu\mu_0}\,H_m$$

4. Фазовая скорость c и не зависит от частоты, т.е. электромагнитные волны в вакууме не диспергирующие волны

Монохроматическая волна - это электромагнитная волна определённой (одной) частоты, т.е. синусоидальная электромагнитная волна



Основная литература для подготовки

1) *Иродов И.Е.* Электромагнетизм. Основные законы. 7-е изд. — М.: 2009. - 319 с.

2) *Иродов И.Е.* Задачи по общей физике. 3-е изд. - М.: 1997, 1998, 2002 и др. - 448с.