

1

Составные электрзарядности в-ва и электрматржесность пр-ва. Эл заряд - квант хар-ка любого соот в-ва, источник электрмн поля. Закон сохранения заряда. Эл поле - материальн носитель электрмн взаимодействия.

При определении тела прибор Эл зар. Измерение Эл зар проявляется в том, что заряженное тело взаимодействует с другими заряженными телами.

Электрмн зар - скалярная физ величина, от величины и знака которой зависит взаимодействие тела с другими заряженными телами.

Существует 2 вида Эл зар: + и -. Заряды одного знака отталкиваются, разных - притягиваются.

Эл зар - квант св-во некоторых элементарных частиц. + у протонов, - у электронов. Заряд элементарной частицы одинаков по абсолютной величине - $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл. Это минимальная существующая в природе порция заряда.

Обычно частицы, несущие заряды разных знаков, присутствуют в равных количествах и распределены в теле с равной плотностью. \Rightarrow Алгебраическая сумма зарядов в любой элементарной частице равна 0, и во теле в целом будет нейтральным.

Если создать в теле избыток частиц 1-го знака, тело окажется заряженным. Этого можно добиться трением.

Зарядка по силе величина - часть q перейдет на поверхность (разные заряды частицы) и равномерно распределится по поверхности \oplus и \ominus частицы, вызывая их перераспределение в теле так, что в 1-ой части тела возникнет избыток зарядов 1-го знака, в другой - другого.

Приблизив к металлу тело другой тело. Заряд тела $q = eN_p + (-e)N_e$ - всегда кратен элементарному заряду, т.е. дискретен. Но он определяется с погрешностью $\Rightarrow e \Rightarrow$ можно считать его непрерывной величиной.

Единица измерения заряда - 1 Кл - заряд, проходящий через поперечное сечение проводника при силе тока 1 А.

В изолированной системе (заряды частицы не входят и не выходят) алгебраическая сумма зарядов всех частиц сохраняется - закон сохранения заряда.

Элементарные частицы могут превращаться др в др, рождаться и исчезать, но во всех случаях заряженные частицы рождаются только парами с одинаковыми по модулю и противоположными по знаку зарядами, и исчезают тоже парами, превращаясь в нейтральные.

Взаимодействие между зарядами осуществляется через электрмн поле. Каждый заряд изменяет свойства окружающего его пространства - создает электрмн поле. Это поле проявляется себя в том, что помещенный в какую-либо точку электрмн заряд оказывается под действием силы.

Чтобы вычислить, есть ли поле в данной точке, нужно поместить туда заряженное тело и установить, испытывает ли оно действие силы. По величине силы можно судить об интенсивности поля. Заряд должен быть точечным: мал размер (интерес сила в точке пр-ва), мал заряд -

составные пр-ва вокруг зарядов с некоторой симметрией. Зависит от симметрии.

Заряд - 1

сила поле самого пробного заряда вызовет притяжение зарядов на тех, созданы те.
 В фиксированной точке сила F действует вдоль определенной прямой (направление зависит от знака зар.) и по модулю пропорциональна величине пробного заряда q_0 .

$$\vec{F} = \vec{E} \cdot q_0$$

Сила - не хар-ка поля, т.к. зависит от велич проб зар q_0 . Вектор \vec{E} зависит только от с-в поля в рассматриваемой точке. Угловатость \vec{E} поля - отношение силы, действующей на пробный заряд, к величине этого заряда. Численно и по направлению совпадает с силой, действующей на единичный положительный заряд q .

Если заряженные тела неподвижны и в них отсутствуют э токи, (распределение в пр-ве не меняется со временем), то они порождают электростатич поле. Заряд релятивистски инвариантен - велич не завис от сд и от того, движ он / покоит.

② Электростатические взаимодействия. Принцип суперпозиции. Закон Кулона. Вектор напряженности - силовая характеристика электростатич поля. Линии поля.

Электростатическое взаимодействие - заряженные тела неподвижны и в них отсутствуют э токи (распр зарядов в пр-ве не меняется). Тогда все хар-теристики поля, порождаемого телами постоянны во времени.

Потенциальный заряд - заряд, радиусом кот можно пренебречь по сравнению с расст от этого тела до других тел, несущих э заряд.

Закон Кулона: сила взаимодействия 2х точечных зарядов пропорциональна величине каждого из зарядов и обратно пропорц квадрату расстояния между ними.

Направление силы совпад с проходящей через заряды прямой. Это есть силы между 2х точ зар q_1 и q_2 (вдоль пр-вед зар, равн по н, против по н).

$$F_{12} = F_{21} = k \frac{|q_1| |q_2|}{r_{12}^2}$$

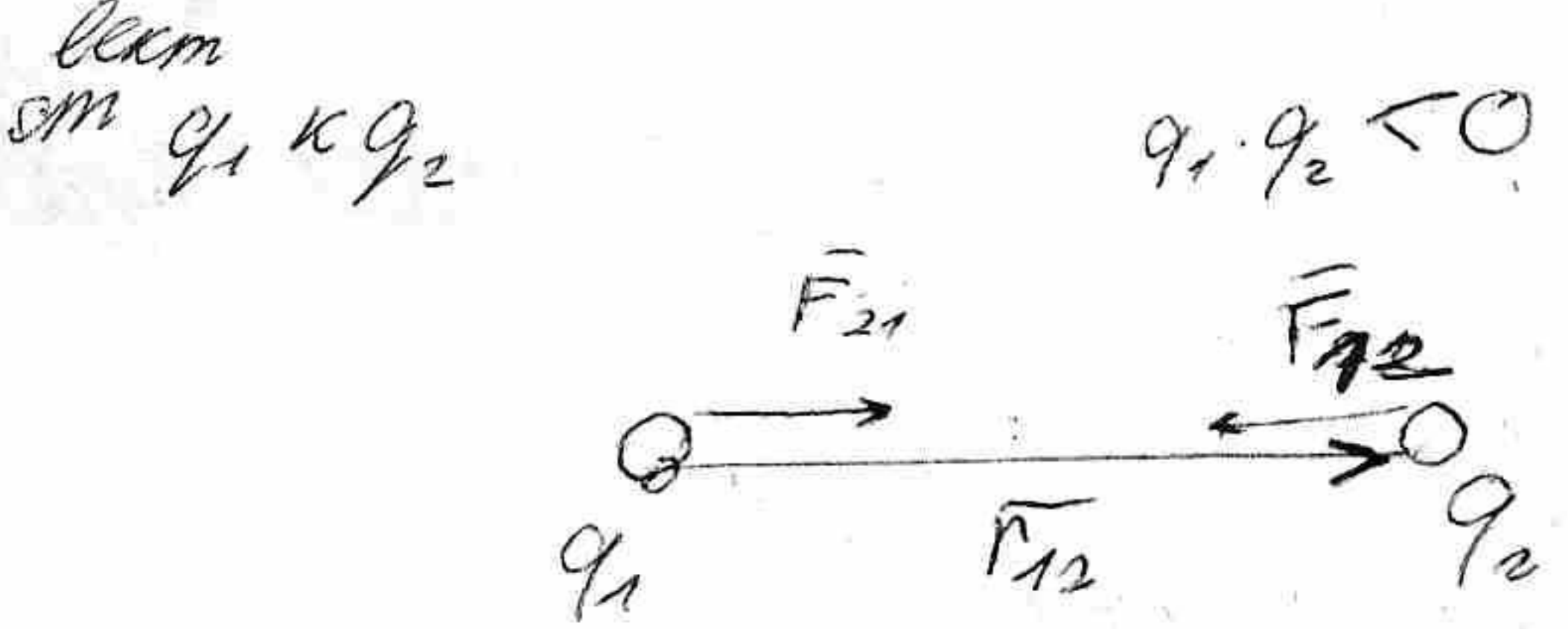
коэф-т пропорц

В СИ $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ - электростат. пост. $= 9 \cdot 10^9 \text{ Нм}^2/\text{Кл}^2$
 $0,89 \cdot 10^{-11} \text{ Кл}^2/\text{м}^2$

Векторная форма

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

сила со ст q_1 на q_2



Если $q_1 q_2 > 0$, то \vec{F}_{12} сонаправл с \vec{r}_{12} \Rightarrow зар отталки. $q_1 q_2 < 0$ - \vec{F}_{12} направ к q_1 - притяг. Зная силы между точеч зар, можно выч силу между зарядами на телах конеч размеров. Разбить кажд из зар на мал заряды dq , вычисл силу между dq , взятьми интеграл и произвести векторн сумм этих сил.

Поместим пробный заряд $q_{пр}$ в поле неподвижных точечных зарядов q . На пробный заряд будет действовать сила

$$\vec{F} = q_{пр} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^3} \vec{r} \right) \quad \text{радиус-вектор из заряда } q$$

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_{пр}}$$

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^3} \cdot \vec{r} \quad \text{— напряженность поля точечного заряда}$$

Вектор E направлен вдоль радиуса r , проходящего через заряд и данную точку поля. $\langle E \rangle \text{ В/м} = \text{Н/Кл}$

В поле \oplus точечного заряда направления силовых и радиус-векторов r — от заряда.

В поле \ominus — к заряду. Модуль напряженности обратно пропорционален r^2 .

E не зависит от $q_{пр}$, а только от св-в поля в рассматриваемой точке.

E численно равна силе, действующей на единицу точечного заряда в точке.

Сила, с которой система зарядов действует на некоторый не входящий в систему заряд, равна векторной сумме сил, с которыми действует на данный заряд каждый из зарядов системы в отдельности.

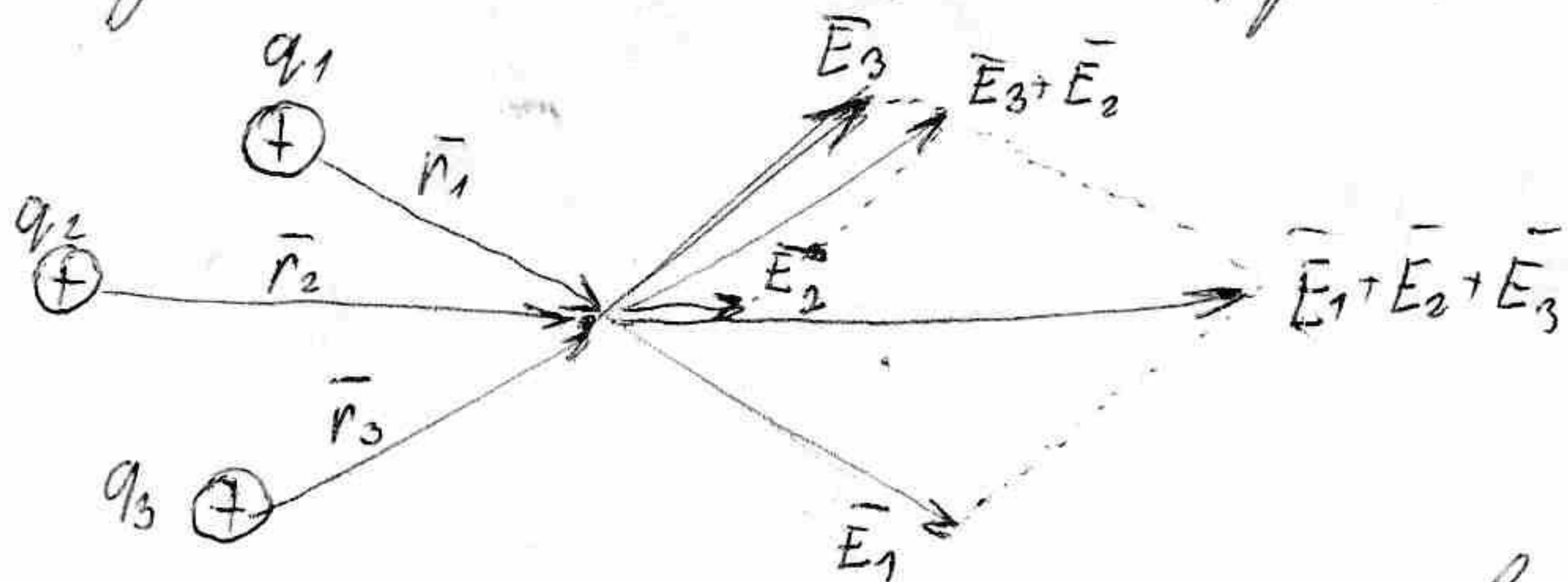


Суперпозиция: напряженность поля системы зарядов равна векторной сумме напряженностей полей, которые создавал бы каждый из зарядов системы в отдельности.

$$\vec{E} = \sum \vec{E}_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum \frac{q_i}{r_i^3} \vec{r}_i$$

напряженность поля, обусловленная i -м зарядом системы

Протяженные заряды можно разбить на малые доли dq — элементы V систем зарядов к совокупности точечных и вычислить напряженность поля V систем зарядов.



Этот поле можно задать указанием для каждой точки величины и направления вектора E . Совокупность этих векторов образует поле напряженности E — представляется так, что можно описать с помощью линий напряженности — представляется так, чтобы касательная к ним в каждой точке совпадала с направлением E .
Линии напряженности (силовые линии)

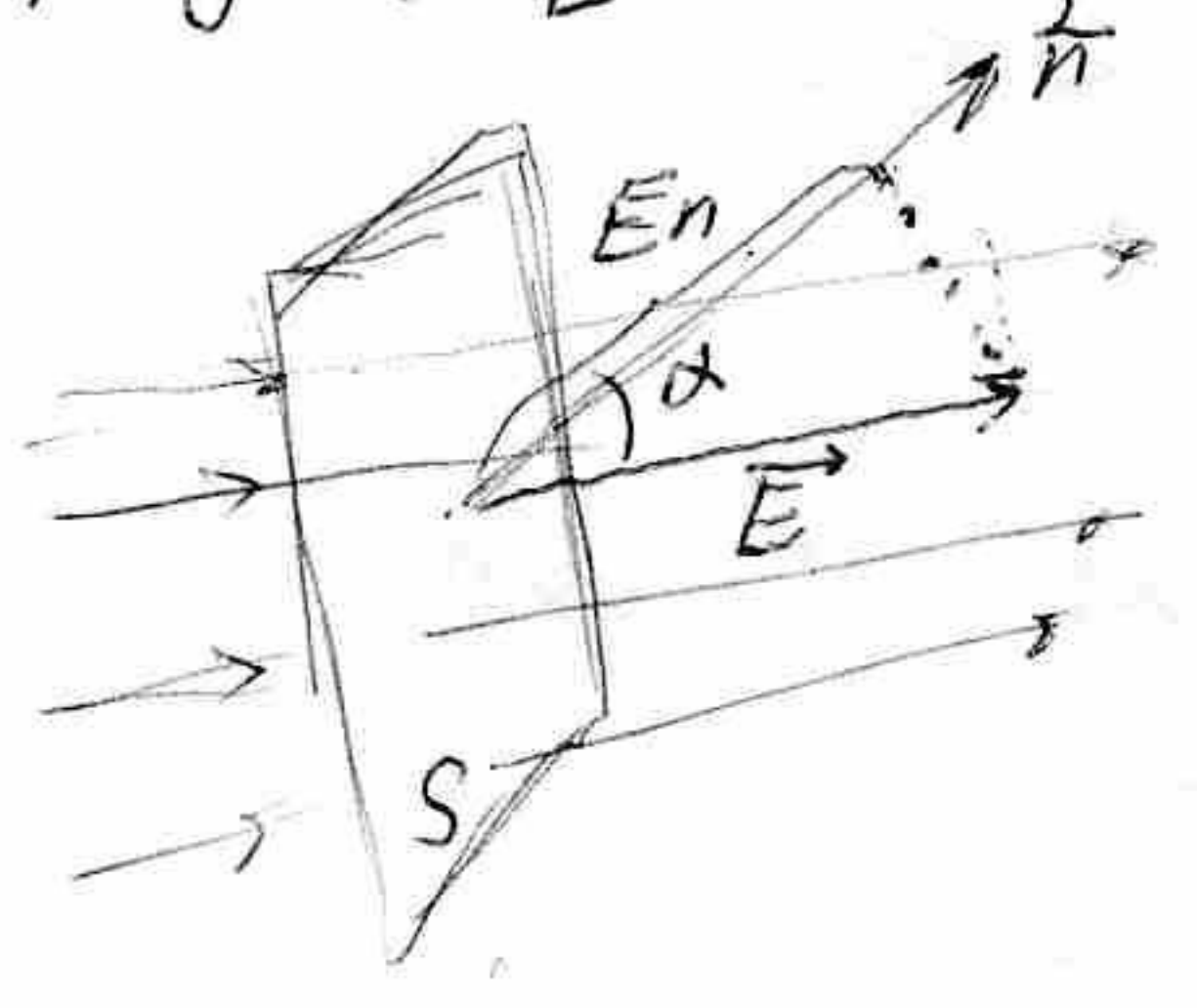
- проводятся с такой плотностью, чтобы плотность линий была пропорциональна модулю вектора E
 - вне заряженных тел идут непрерывно, прерываясь лишь там, где есть заряд
 - начинаются на \oplus и заканчиваются на \ominus в бесконечности
- Плотность = количество на поперечном сечении = $E \cdot 4\pi r^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0}$
 число линий на V пропорционально заряду q и тем же.
 Они никогда не пересекаются и не замыкаются.

т.е. Циркуляция систем неподвижных точечных зарядов, находящихся на конечном расстоянии друг от друга не может быть устойчивой, если на нее кроме кулоновских сил притяжения и отталкивания ничего не действует.

точечный заряд не имеет замкнутой поверхности, поэтому в ней не может быть циркуляции вектора напряженности поля. Для устойчивости равновесия, чтобы при малом равновесии возмущении его...

3) Поток вектора напряженности \vec{E} по Гауссу для напряженности электрического поля в Цилиндре

число линий, проходящих через площадку dS , перпендикулярную к вектору \vec{E} , будет числ. равна $E \cdot dS$ (исстатах площади) Если площадка dS ориентирована так, что нормаль к ней образует с \vec{E} угол α , то



$$N = E \cdot dS \cos \alpha = E_n dS$$

исставляющая \vec{E} по нормали к площадке (проекция напряженности на нормаль)

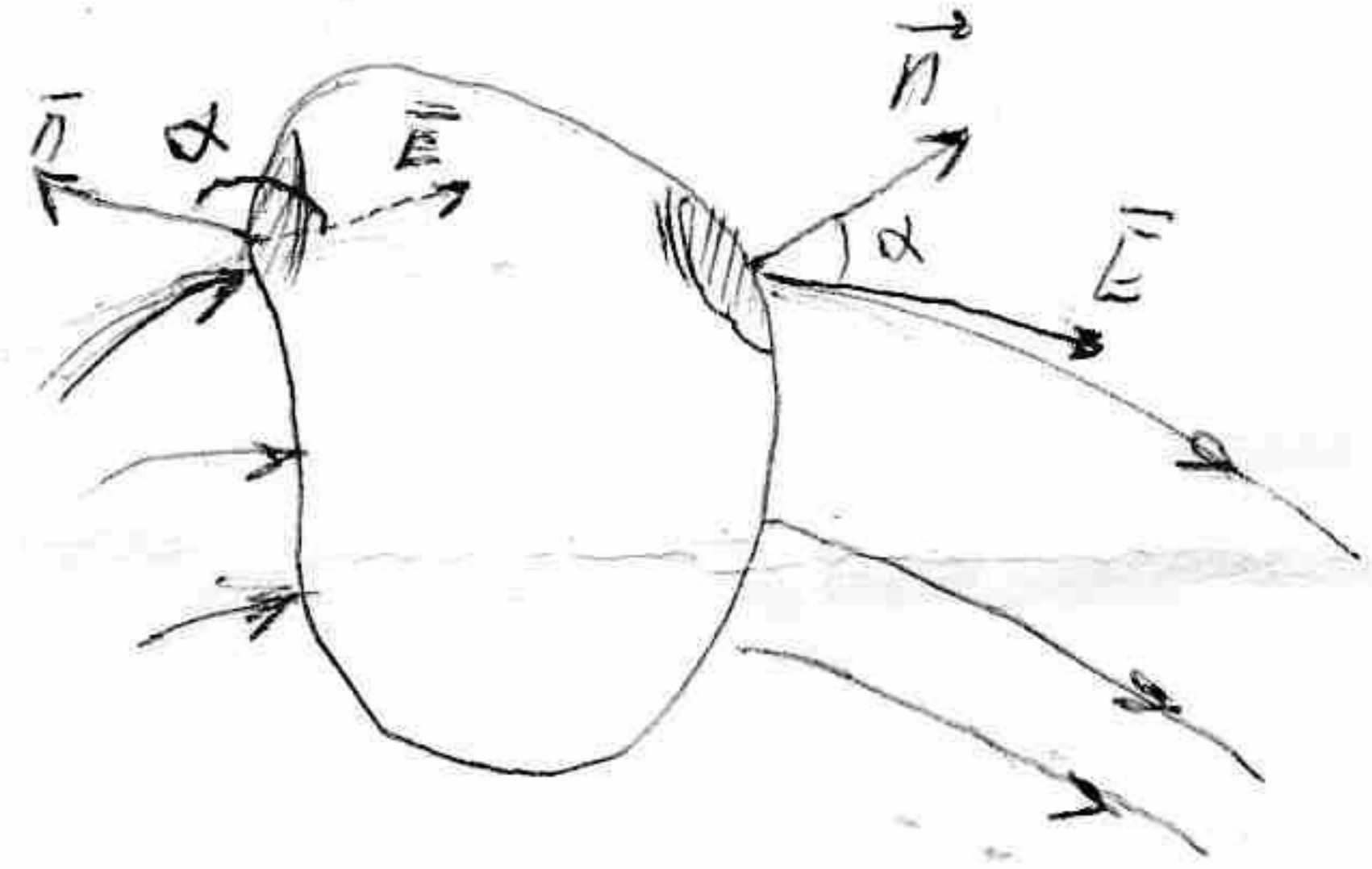
$$N_{\text{проекции напряженности по н-ти}} = \int_S E_n dS$$

$$\Phi = \int_S E_n dS - \text{поток } \vec{E}, \text{ равен как-бы числу } \vec{E}, \text{ проходящих по н-ти } S.$$

Поток - алгебраич. велич. и его знак зависит от выбора направления нормали к пов-ти. Если напр. \vec{n} , \rightarrow знак E_n изм. \rightarrow знак Φ изм.

Поток \vec{E} через пов-ть S > 0 , когда \vec{E} и \vec{n} образуют острый угол. В случае замкнутой пов-ти принято считать поток, выходящий наружу - положительным, \vec{n} образующий наружу - внешн. \vec{n} . \Rightarrow там, где линии напр. вых. из пов-ти, $\Phi > 0$, там, где входят $\Phi < 0$.

т. Гаусса



Поток вектора напряженности \vec{E} через замкнутую пов-ть равен алгебраической сумме зарядов, находящихся внутри этой пов-ти, деленной на ϵ_0 (в СИ) (в СГС)

$$\Phi_E = \oint_S E_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{i=1}^N q_i = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho dV$$

1) т. Г для поля точечн. заряда: Φ_E через произвольную замкнутую пов-ть = q/ϵ_0 или 0. $\rho = \frac{\Delta q}{\Delta V}$ $q = \int \rho dV$ (общий заряд)



\vec{E} направл. нормально к сфере и пов-ть по модулю во всех ее точк.

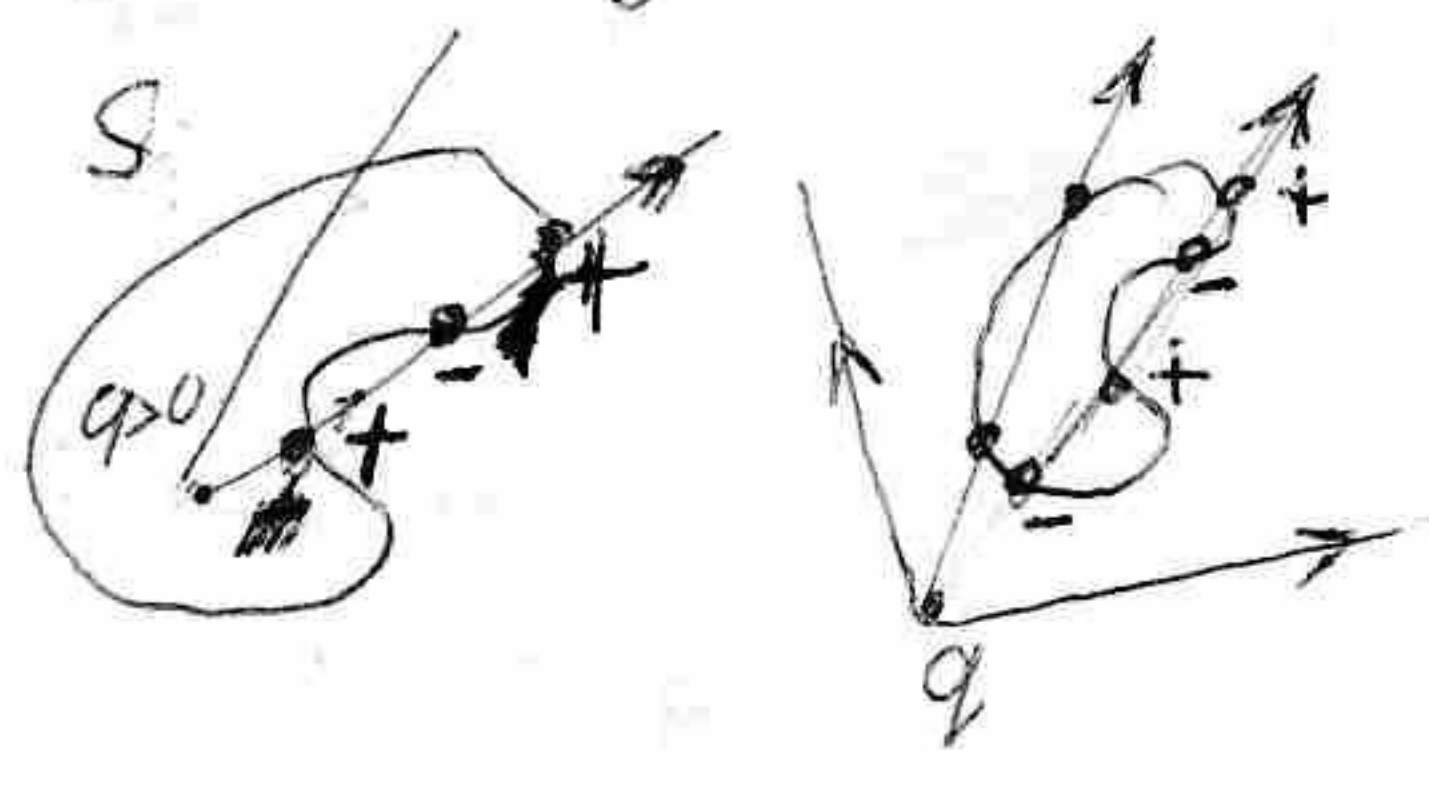
$$E_n = E_r = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} = \text{const}$$

$$\Phi = \oint_S E_n dS = E_n \oint_S dS = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0}$$

- поток не зав. от r сферы $\Rightarrow \forall$ сферич. сеч. пов-ти, пересек. q/ϵ_0 линией напр. \Rightarrow линией идут линии напряженности.

начинаясь или конч. только в т. где напр. q /сек. \Rightarrow если q/ϵ_0 пересекут замкнутую пов-ть n раз, то $\Phi = n \cdot q/\epsilon_0$. Если они пересекут n -ть многократно, то нечетное число раз и неограниченно возрастает Φ , как если бы она пересекала ураничу сферич. пов-ти.

Если q вне замкн. пов-ти, то они пересекут четное число раз, алгеб. сумма перес. = 0, $\Phi = 0$.



2) Если ток создается системой точ. зар. на произв. сферич. пов-ти

$$\Phi = \oint E dS = \oint (E_1 + E_2 + \dots) dS = \oint E_1 dS + \oint E_2 dS + \dots = \Phi_1 + \Phi_2 + \dots = \sum \Phi_i$$

Если q_i внутри пов-ти, то \forall Φ_i поток = q_i/ϵ_0 , снаружи - 0.

$$\oint E_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \sum q_i$$

т. е. линии напр. даются сферич. пов-тью S т. е. вектор напр. созд. систем. зар. в малой окр. этой точки даются \vec{E} и \vec{n} параллельны. Но \vec{E} это значит, что даются \vec{E} и \vec{n} , что не удовл. усл. Возмем возл. сис. по т. Гауссу, что вектор напр. внешн. сис. созд. $-\Phi$ через пов-ть S окружн. точку предл. равн. \vec{E} по т. Г. поток \vec{E} изм. \vec{E} через пов-ть = q если внутри нет зарядов. Противореч.

4) Применение теоремы Гаусса для расчета поля равномерно заряженных н-ти, цилиндра, сферы, шара.

теорема Гаусса в общем виде не дает возможности вычислить напряженность поля по заданному распределению зарядов - напряженность поля E . Исход: если с симметричным распределением зарядов, когда симметрия поля позволяет выбрать замкнутую поверхность, на которой напряженность всегда \perp к ней и одинакова по величине. (или $\varphi=0$) В этом случае $E_n = \text{const}$ выносим из-под интеграла.

Поле бесконечно однородно заряженного н-ти

Н-ть заряжена с $\sigma = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S}$ $q = \int \sigma dS$ $\sigma = \text{const}$ - заряжена однородно.
поверхностная плотность

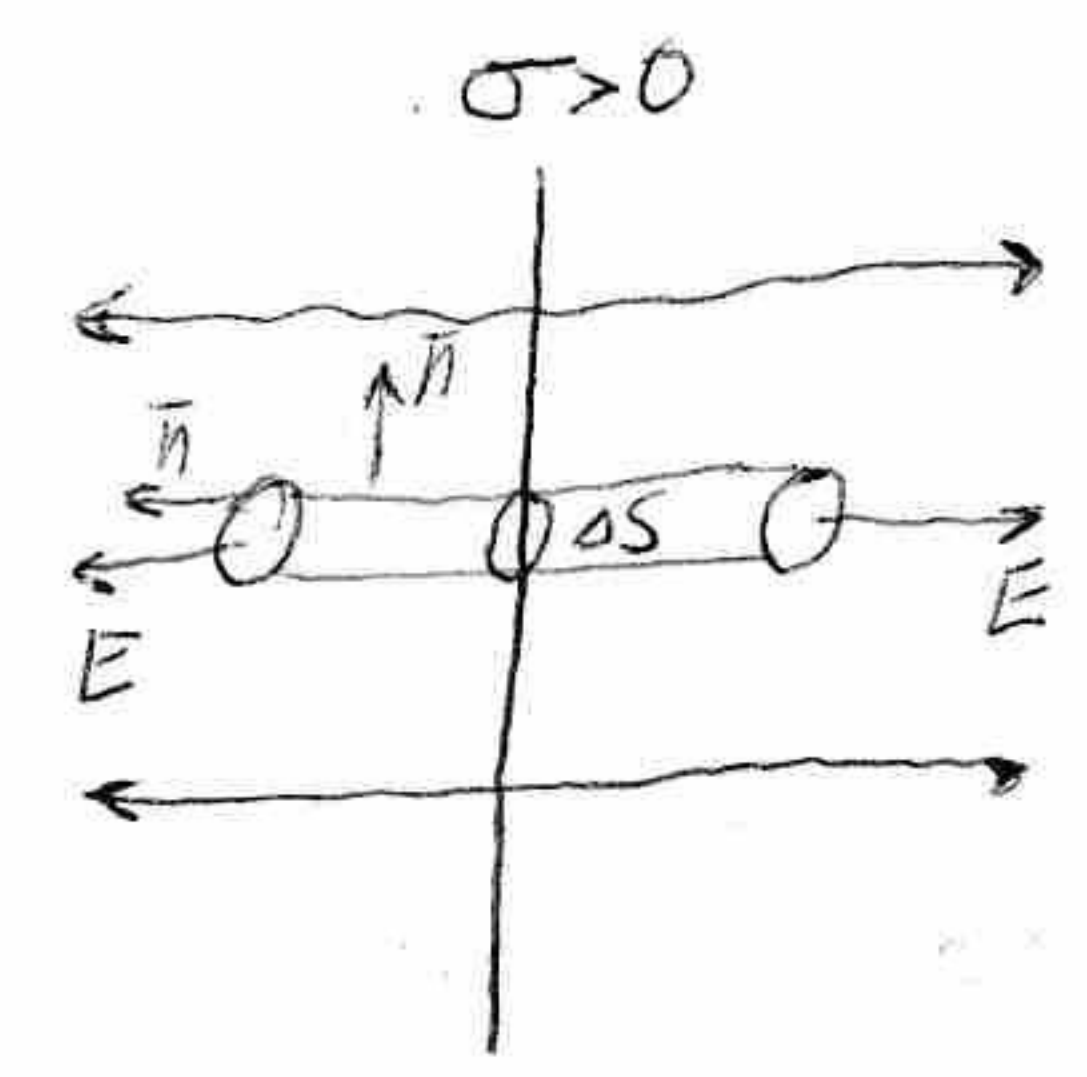
Из симметрии вытекает, что \vec{E} в \forall точке поля \perp к н-ти.
 Н-ть заряжена однородно \Rightarrow нет осн, чтобы сила, действующая на пробный заряд, отклонялась от нормали к н-ти.
 В симметричных с н-ти точках \vec{E} одинакова по величине и противоположна по направлению.

Представим цилиндрич. пов-ть с образующими \perp к н-ти и основаниями ΔS , расположено симметрично.

Поток через боковую пов-ть равен нулю, т.к. $E_n = 0$.

Для оснований $E_n = E \Rightarrow$ суммарный поток $= 2E\Delta S$

Внутри пов-ти заключен заряд $\sigma \Delta S$



по теореме Гаусса:

$$2E\Delta S = \frac{\sigma \Delta S}{\epsilon_0} \quad \left(\varphi_E = \int \frac{E_n dS}{\epsilon_0} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum q_i \right)$$

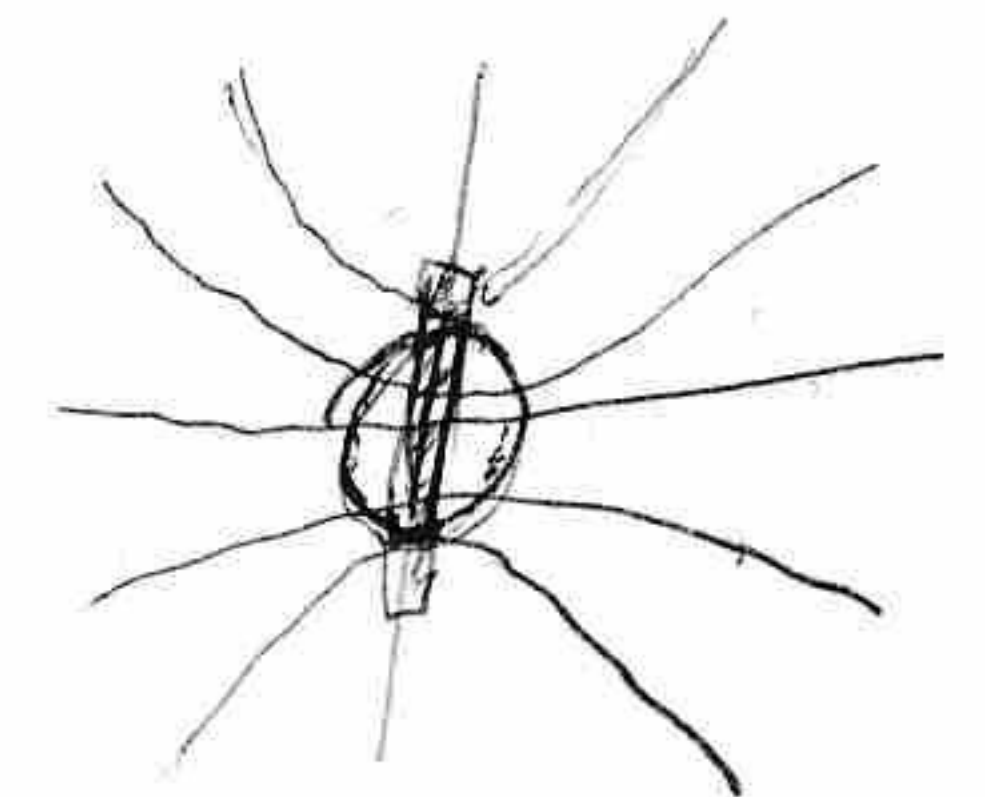
$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$ - модуль E не зависит от длины цилиндра \rightarrow поле однородно сверху и снизу, т.е. на \forall расстоянии от н-ти напряженность поля одинакова по величине.

Для \ominus н-ти \vec{E} изменен на противоположный напр.

Для тонких пластинок результат будет справедливым для точек, расположенных не слишком близко к краям пластинки \Rightarrow растет от самой пластинки. На большем расстоянии создаваемая поле можно считать полем точечного заряда.

Поле бесконечно заряженного цилиндра

радиус R , заряжен с σ . Из соображений симметрии \vec{E} в \forall т. направлено вдоль радиальной прямой, \perp оси цилиндра, а величина напряженности зависит от r от оси цилиндра. Представим коаксиальную с зарядной пов-тью замкнутый цилиндрич. пов-ть с r и высотой h .



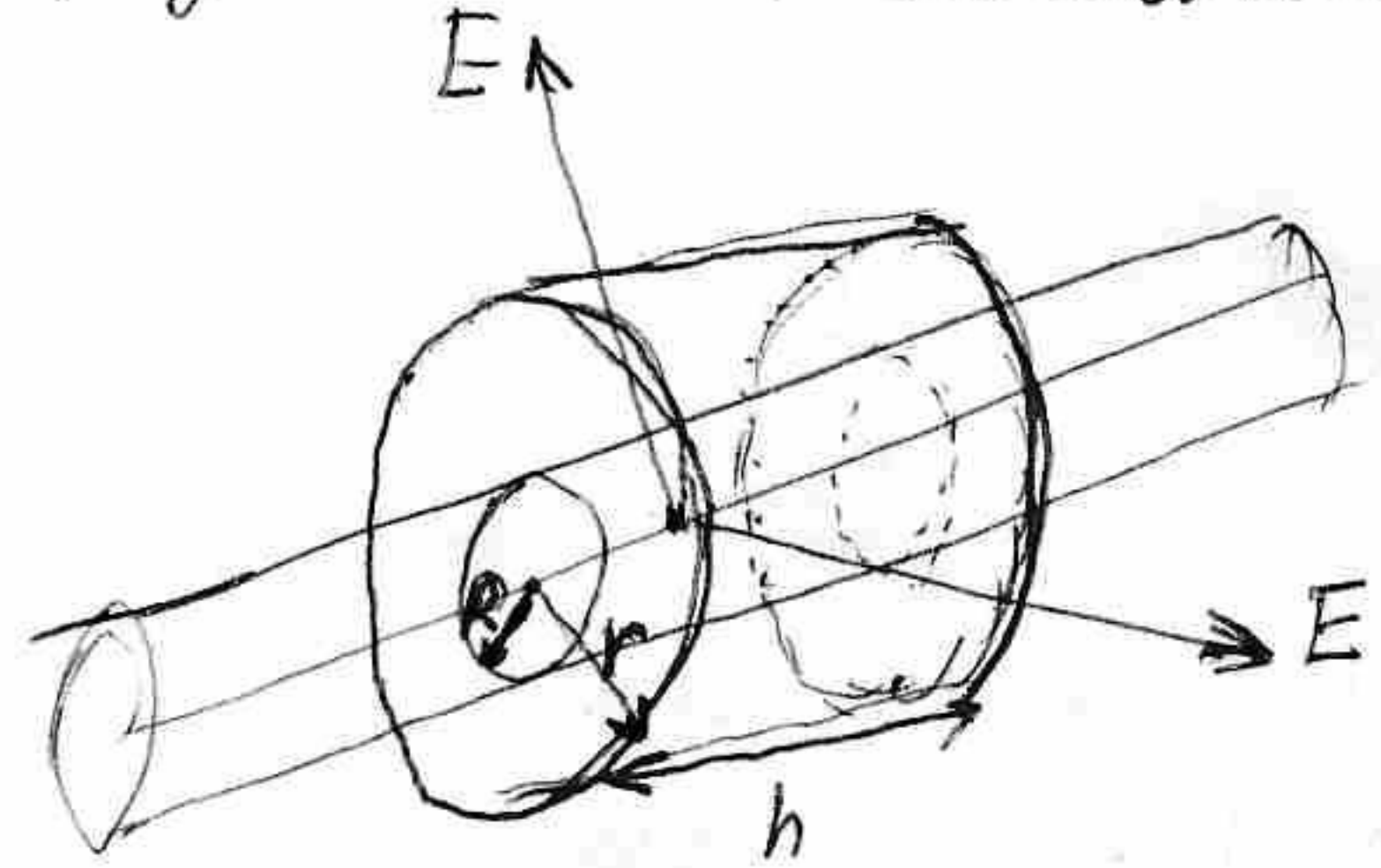
Для оснований $E_n = 0$, боковая пов-ть $E_n = E(r)$

$$\varphi_E = E(r) \cdot 2\pi r h$$

Если $r > R$, то внутри пов-ти находится заряд $q = \lambda h$

$$E(r) \cdot 2\pi r h = \frac{\lambda h}{\epsilon_0}$$

$$E(r) = \frac{\lambda}{2\pi \epsilon_0 r} \quad r > R, \text{ - отсюда видно, что поле зависит от } r \text{ от оси цилиндра}$$



$r < R$, если замкнутая пов-ть не содержит внутри зарядов $E(r) = 0$. Если \ominus цилиндр, тогда напряженность E направлена к оси.

Итак: Уменьшая R можно получить сильное напряженное поле вблизи пов-ти. $\lambda = 2\pi R \sigma$ для $E(R) = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$ $\textcircled{3}$

Плоск заряды сферич пов-ти с R и $\sigma = \text{const}$.

Отличается центральной силой - в $\forall m$. \vec{E} проходит через центр, а величина маг-ды раст r от центра сферы и одинакова по $\parallel \forall m$ радиусам от ζ .

Для $\forall m$ пов-ти $E_n = E_r = \text{const}$. При $r > R$ внутри пов-ти полаг весь зар q , создающий потенциал поле $E(r) \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0}$

$$E(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \quad (r > R)$$

Для $r < R$ $E(r) = 0$ - не содержит зарядов

Внутри сферы пов-ти с $\sigma = \text{const}$ поля нет. Также вне сферы такое же, как если точеч зар той же величины, помещу в ζ сферы.

При $q = 4\pi R^2 \sigma$ и $r = R$ $E(R) = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$ - вблизи зарядов сфер пов-ти

Плотность шара

Сфера радиуса R , заряд с $\rho = \text{const}$ $\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta V}$ - объемная плотность

Для поля вне сферы тот же результат

$$E(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \quad r > R$$

А внутри сферы $r < R$ заключен заряд $q = \rho \cdot \frac{4}{3}\pi r^3$

$$E(r) \cdot 4\pi r^2 = \frac{1}{\epsilon_0} \rho \cdot \frac{4}{3}\pi r^3$$

$$\rho = \frac{q}{\frac{4}{3}\pi R^3}$$

$$E(r) = \frac{q}{\epsilon_0 4\pi R^3} r \quad (r \leq R)$$

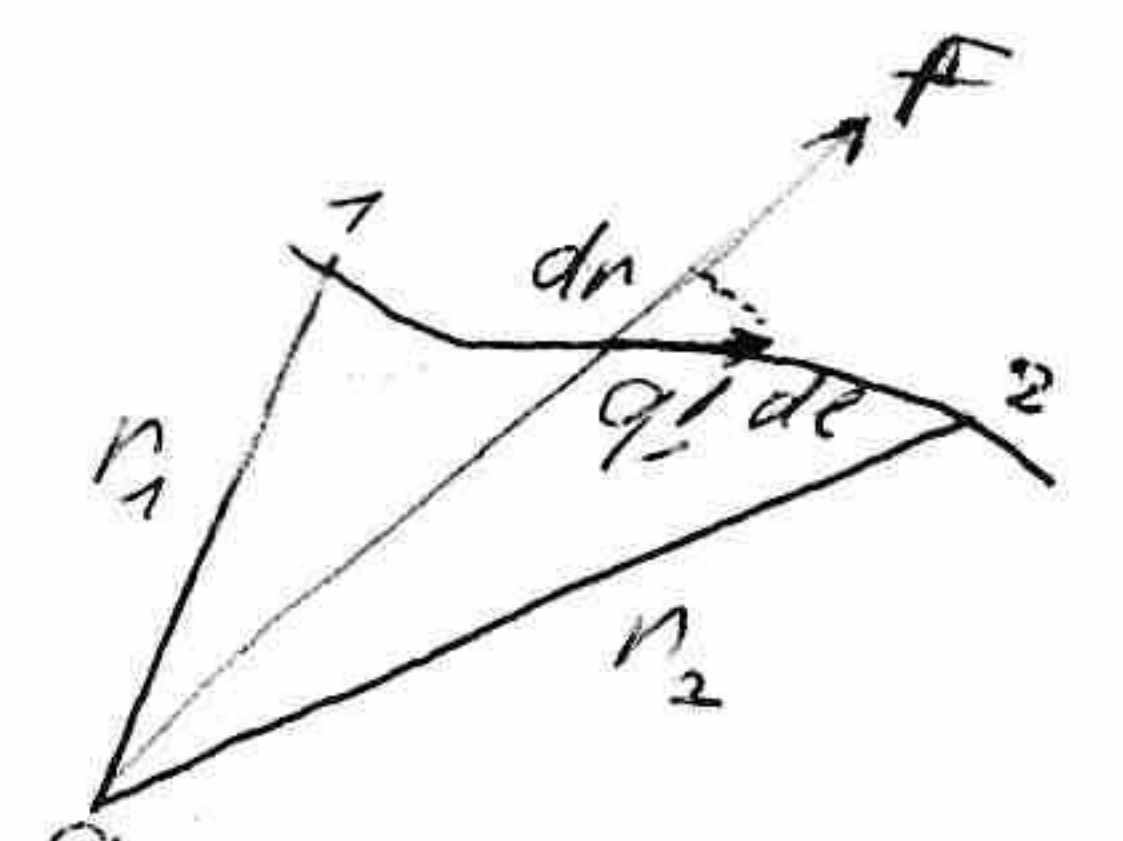
5) Работа сил электростатич поля над зарядами. Теорема о циркуляции напряженности электростат поля.

При перемещ q по \vec{E} в поле электростат силы соверш работу.

Работа на элементарн пути, равна $dA = F dl \cos \alpha$

Работа, кот совершается силами поля неподвижного точечного заряда q над перемещающимся в этом поле точечным зарядом q'

$$dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq'}{r^2} dl \cos \alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r^2} dr \quad (dl \cos \alpha = dr)$$



Если силы взаимно между мат точками удовн III и не зависят от скорости - они потенциалны. Электростат силы по зак Кул удовн этим усл \Rightarrow потенциалны (их работа в замкн сист завис от нач и конек конформ сист и не зав от того, по какому траектории перемещались из нач в конек сист отделимые тела системы)

А на конечной участке - сумма малых работ - $\int F dl \cos \alpha$

$$A_{12} = \int_r^{r_2} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r^2} dr = \frac{qq'}{4\pi\epsilon_0} \int_r^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{qq'}{r_1} - \frac{qq'}{r_2} \right)$$

— работа не зависит от пути, по которому перемещают заряд q' , а только от нач и конч точек.

\Rightarrow силы, действующие на q' в поле неподвижных q потенциальны.
Работает \forall систем неподвижных зарядов.

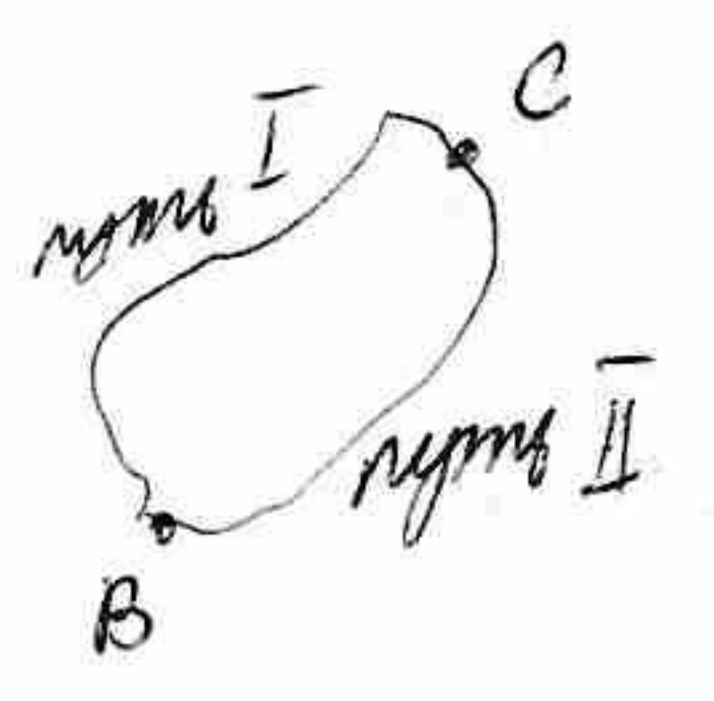
$$\vec{F} = \sum \vec{F}_i$$

— сила, обусловленная зарядами создающей поле системы.

$$A = \sum A_i$$

— работа, совершена отдельными силами, каждая не зависит от пути $\Rightarrow \sum$ тоже не зависит.

Работа потенциальных сил на замкнутом пути = 0.



$$A = A_{BC}^1 + A_{CB}^2 = A_{BC}^1 - A_{BC}^2 = 0$$

т.к. потенциалы.

$$dA = F dl \cos \alpha = F_e \cdot dl$$

$F \cdot \cos \alpha$ — проекция силы на направление перемещения

$$F_e = E_0 q_0$$

$$dA = E_0 q_0 dl$$

$$A = q_0 \int E_0 dl$$

Работа, совершаемая над зарядом q_0 при обходе его по замкнутой контуре

$$A = \oint q_0 E_0 dl = 0$$

$$A = \oint E_0 dl = 0$$

Для любого вектора $\oint E_0 dl$ — циркуляция вектора напряженности электростатического поля по любой контуре равна 0.

6) 7) Потенциал и разность потенциалов электростатического поля. Потенциал Бернса. φ поля точечного заряда, потенциал энергии системы точечных зарядов. Связь между напряжением и φ . Звездочка по пути. Возмущение. Поле электрического диполя.

Электростатические силы потенциальны \rightarrow q проб, находясь в электростатическом поле, обладают потенциальной энергией.

Потенциальная энергия $W_n(x, y, z)$ пробного заряда q_0 , находящегося в точке поля с координатами x, y, z , измеряется работой, совершаемой силами поля при перемещении q_0 из рассматриваемой точки в некую точку $pr-la$ — точку отсчета W_0 . Плотность энергии — Бернса.

$$W_n = A_{x,y,z; \infty} = q_0 \int_{x,y,z}^{\infty} E_0 dl$$

W_n пробного заряда — не характеристика поля, т.к. зависит от величины пробного заряда. Но $\frac{W_n}{q_0}$ — одно и то же для разных пробных зарядов.

Потенциал — отношение потенциальной энергии пробного заряда, находящегося в некоей точке поля к величине этого заряда.

$$\varphi = \frac{W_n}{q_0} = \int_{x,y,z}^{\infty} E_0 dl$$

φ — скалярная величина. $\langle B \rangle = \langle \text{Div} / \text{Kл} \rangle$. Это поле векторного поля напряженности. Есть еще скалярное поле потенциала.

Потенциал поля точечного заряда

$$W_n = A_{x,y,z; \infty} = q_0 \int_{x,y,z}^{\infty} E \, dl$$

$$W_n = A_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{qq'}{r_1} - \frac{qq'}{r_2} \right) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_0 q}{r}$$

∞
точка отс.
туда пришли.

$$\varphi = \frac{W_n}{q_0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} - \text{потенциал поля точечн. зар. } q \text{ на расст. } r \text{ от него.}$$

Потенциал системы точечн. зар.

Для φ выполнял принцип суперпозиции: потенциал в ∞ точке поля, создаваемого системой зарядов, равен сумме потенциалов полей φ_i , как создавал бы в этой точке каждый заряд в отдельности.

$$\varphi = \sum \varphi_i$$

$$\varphi = \int_{x,y,z}^{\infty} E \, dl = \int_{x,y,z}^{\infty} \left(\sum E_i \right) dl = \sum \left(\int E_i \, dl \right) = \sum \varphi_i$$

$$\varphi = \sum \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i}{r_i} - \text{потенциал поля, создаваемого системой точечн. зар. на расст. } r_i \text{ от него.}$$

расст. от точечн. зар. q_i системы до точки, в которой потенциал

$$A_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r_1} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r_2} = W_{n1} - W_{n2}$$

$$W_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r} + \text{const}$$

выбрав так, чтобы при удалении зар. на беск, $W_n = 0$.

$$W_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r}$$

$$\varphi = \frac{W_n}{q_0} - \text{числ. рав } W_n, \text{ как обич. в точке единичн. зар.}$$

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} - \text{потенциал поля точечн. зар.}$$

φ сист. точечн. зар.

$$A_{12} = \sum A_i - \text{работа сил, соверш. перем. зар.}$$

$$A_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{q_i q'}{r_{i1}} - \frac{q_i q'}{r_{i2}} \right)$$

расст. от q_i до расст. r_{i2}

$$A_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum \frac{q_i q'}{r_{i1}} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum \frac{q_i q'}{r_{i2}}$$

$$A_{12} = W_{n1} - W_{n2}$$

$$W_n = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum \frac{q_i q'}{r_i}$$

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum \frac{q_i}{r_i}$$

Работа A_{12} по перемещ. q_0 из 1 в 2 равна разности значений его W_n .

$$A_{12} = W_n(1) - W_n(2) \quad \varphi = \frac{W_n}{q_0}$$

$$A_{12} = \varphi_1 q_0 - \varphi_2 q_0 = q_0 (\varphi_1 - \varphi_2)$$

Разность потенциалов численно равна работе электростат. сил по перемещению единичного \oplus проб. зар. из 1 точки в 2.

~~$\varphi(1) - \varphi(2)$~~

$$A_{12} = q_0 \int E \, dl = q_0 (\varphi(1) - \varphi(2))$$

$$\varphi(1) - \varphi(2) = \int E \, dl$$

Связь между напряженностью и потенциалом.

Пусть \vec{E} и $\varphi(x,y,z)$ - напр. и потенц. в точке x,y,z . Окруж. перемещ. dl проб. зар. q_0 в бесконеч. близкую точку $x+dx, y+dy, z+dz$. Мал. работа соверш. при этом

$$dA = q_0 (\varphi_{xyz} - \varphi_{x+dx, y+dy, z+dz})$$

$$dA = q_0 E \, dl$$

$$E \, dl = \varphi_{xyz} - \varphi_{x+dx, y+dy, z+dz}$$

$$E \, dl = - \frac{d\varphi}{dl}$$

$E_c = - \left(\frac{d\varphi}{dl} \right)$ — производная потенциала по направлению всегда равна приращению потенциала при смещении на единицу длины в направлении dl .
 Ее модуль характеризует быстроту изменения потенциала в рассматриваемом направлении, а знак показывает, возрастает ($\frac{d\varphi}{dl} > 0$) или $\downarrow \varphi$ в этом направлении.

Быстрота изменения φ зависит от проекции E_c на это направление Γ_r : во всех направлениях $\perp E_c$, φ не измен $\frac{d\varphi}{dl} = 0$, т.к. $E_c = 0$. По мере приближения к направлению напряженности, $E_c \uparrow$ модуль $\frac{d\varphi}{dl} \uparrow$ быстрота измен потенциала \uparrow . В направлении вект \vec{E} — макс., т.к. E_c макс и равна модулю E .

$$\vec{E} = - \left(\frac{d\varphi}{dl} \right) \text{ в напр } \vec{E}$$

$\frac{d\varphi}{dl}$ в напр $\vec{E} < 0$ $d\varphi$ в напр $\vec{E} < 0$ — в направлении \vec{E} $\varphi \downarrow$

Напряженность направлена в сторону наиболее быстрого убывания потенциала и по модулю равна взятой с обратным знаком производной потенциала по этому направлению.

$$E_x = - \frac{d\varphi}{dx} \quad E_y = - \frac{d\varphi}{dy} \quad E_z = - \frac{d\varphi}{dz} \quad \text{— для напр осей координат}$$

Вектор, проекции которого на оси x, y, z декарт. сист координат равны $\frac{\partial \varphi}{\partial x}, \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \frac{\partial \varphi}{\partial z}$ где $\varphi(x, y, z)$ — скалярная ф-я, называют градиентом этой ф-и

$$\vec{E} = - \text{град } \varphi$$

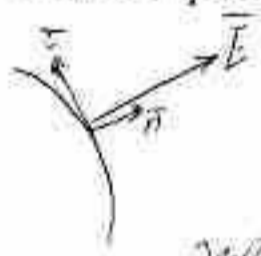
Эквипотенциальные пов-ти

— такая пов-ть, все точки которой имеют одинак потенциал

$$\varphi(x, y, z) = \text{const}$$

Линии напряженности и эквипотенциальные пов-ти \perp : ∇ линии напряженности пересекать эквипотенциальные пов-ти под прямым углом

Рассмотрим точку пересечения линий напр E и эквипотенциальной пов-ти.



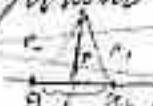
Проведем кас к эквипотенциальной пов-ти. При смещении dl в любом направлении φ не измен $-\frac{d\varphi}{dl} = 0 \Rightarrow$ проекция E на любое направление, касательное к пов-ти $= 0 \Rightarrow \vec{E}$ направлен по нормали к пов-ти.

Эквипотенциальную можно провести через любую т. поля \Rightarrow существует много пов-тей. Удобно проводить пов-ти так, чтобы φ_1, φ_2 для двух соседних пов-тей была одна и та же \Rightarrow по ширине эквипотенциальные пов-ти можно считать с одинаковой скоростью поля.

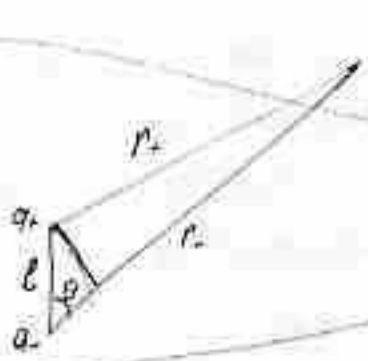
Вольтметр — прибор для измерения разности потенциалов. Для этого утаивают 1 элект. заряды прибора с зем. пов-тью (землей) чтобы заряд этого прибора растеялся по пов-ти земли и разность между приборами и землей такова же как разность потенциалов между приборами.

Потенциал электр. диполя

Электр. диполь — система 2-х зарядов с одинак. разноименных точечных зарядов: $+q, -q$, расст между которыми $l \ll r$ или расст до точки, в кот считаем потенциалы (точечный диполь)



Потенциал электр. диполя $\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{q}{r_1} - \frac{q}{r_2} \right) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{q(r_2 - r_1)}{r_1 r_2} \right)$ т.к. $r_1 \approx r_2 \approx r$



$$r_+ - r_- = l \cos \theta$$

$$r_+ r_- = r^2$$

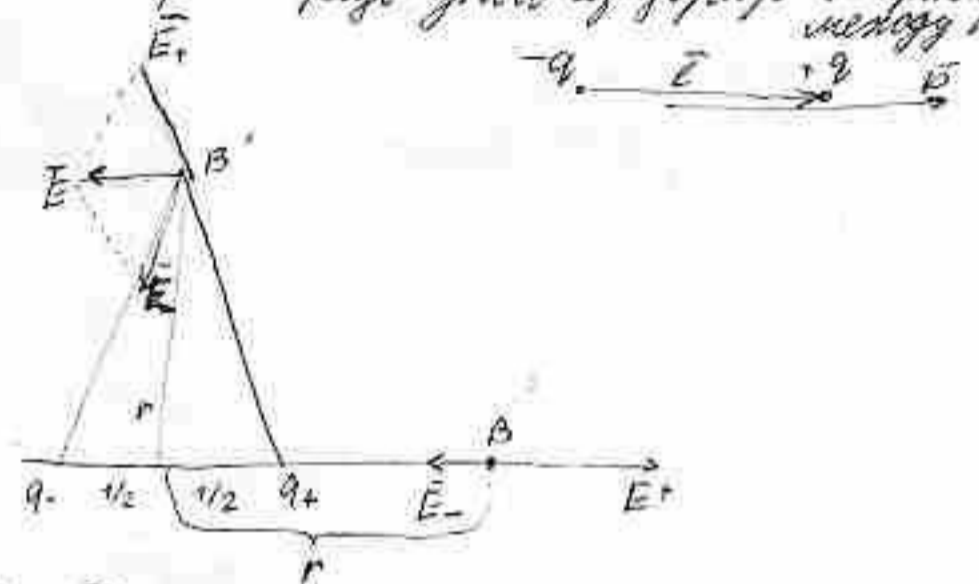
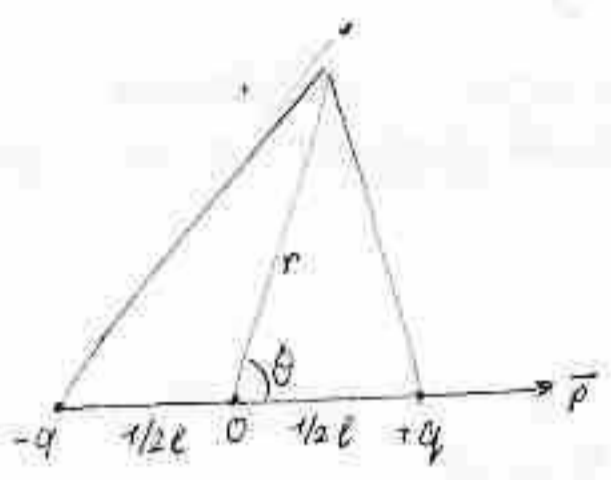
$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q \cos \theta}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p \cos \theta}{r^3}$$

где $\vec{p} = q\vec{l}$ - вектор дипольного момента (вектор, направленный по оси диполя от q_- к q_+)

Поле электрического диполя

Электрическое поле - состоит из 2-х точек зарядов, ориентированных по модулю и противоположно по знаку. \vec{E} - вектор от q_- к q_+ .

Электрический дипольный момент $\vec{p} = q\vec{l}$ - вектор, направленный от q_- к q_+ и по линии между зарядами на расстоянии l между ними.



Напряженность \vec{E} поля диполя по суперпозиции = $\vec{E}_+ + \vec{E}_-$ полей, создаваемых q_+ и q_- . В точках, лежащих на оси диполя (м.б.) векторы \vec{E}_- и \vec{E}_+ направлены в одну сторону.

$$E = E_+ - E_- = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{(r - \frac{l}{2})^2} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{(r + \frac{l}{2})^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(q \frac{(r + \frac{l}{2})^2 - (r - \frac{l}{2})^2}{(r + \frac{l}{2})^2 (r - \frac{l}{2})^2} \right) =$$

только диполь $r \gg l$ помет между зар. r помет от центра диполя. пренебр. $\frac{l}{2}$ в знаменателе

$$= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(q \frac{r^2 + rl + \frac{l^2}{4} - r^2 + rl - \frac{l^2}{4}}{r^4} \right) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q \cdot 2rl}{r^4} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2ql}{r^3} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2p}{r^3}$$

Для точек на оси диполя $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2p}{r^3}$

Для точек на линии через центр диполя перпендикулярно к его оси (м.б.)

$\Delta E E_+ B'$ по подоб. $\Delta q B' + q$

$$\frac{E}{E_+} = \frac{l}{\sqrt{r^2 + \frac{l^2}{4}}} \quad \frac{E}{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{(r^2 + \frac{l^2}{4})}} = \frac{l}{\sqrt{r^2 + \frac{l^2}{4}}} \quad \frac{E}{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2}} = \frac{l}{r} \quad E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q \cdot l}{r^3}$$

Для точек на линии через центр диполя $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p}{r^3}$

$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p \sqrt{1 + 3\cos^2 \theta}}{r^3}$ - обш. Напряженность поля диполя убывает с расстоянием как $1/r^3$ т.е. быстрее, чем в случае поля точечного заряда $1/r^2$.

8) Проводники в электростатическом поле. Электростатическая индукция. Кондиционеры проводников.

Электростатическое поле внутри расположенных зарядов в ср-ве. Оно зависит от d -в $\epsilon_{ст}$ -ла.

Проводники — в них под действием внешнего поля возникает электрический ток, т.к. в них есть свободные заряды — заряды частицы, которые под действием поля могут перемещаться в пределах проводника. (в ср-ве — замкнуты)

Если сообщить проводнику заряд / поместить во внешнее электростатическое поле, то через короткий промежуток времени в проводнике установится равновесное распределение зарядов, при котором направленное движение свободных зарядов (и ток) отсутствует.

В ср-ве равновесное распределение зарядов

- 1) Напряженность поля внутри проводника равна 0. $\vec{E} = 0$ — электростатическое поле внутри отсутствует.
- 2) Напряженность поля на поверхности проводника в каждой точке направлена по нормали $\vec{E} = E_n$.
- 3) поверхность проводника эквипотенциальна.
- 4) работа по перемещению зарядов внутри проводника = 0.
- 5) поток вектора напряженности электрического поля через поверхность = 0, алгебраическая сумма зарядов внутри поверхности = 0.

- 1) В установившемся равновесии в проводнике нет токов \rightarrow на свободные e^- не действует сила $\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} = 0 \rightarrow \vec{E}_{внутр} = 0$, электростатическое поле внутри нет.

Если проводник заряжен, то заряды распределяются так, чтобы создаваемый ими потенциал был одинаковым от 0 там же где проводник.

Если поместить нейтральный проводник в электростатическое поле, то в нем произойдет перераспределение зарядов — электростатическая индукция. Заряды скапливаются вблизи поверхности проводника. Проводник разбивается на две части: часть с положительными зарядами и часть с отрицательными зарядами.

Макроскопическое поле = 0, заряды по макроскопическому полю V , в истинном электростатическом поле меняется от точки к точке.



- 2) Поле внутри проводника отсутствует \rightarrow работа по перемещению зарядов внутри проводника = 0 независимо от начала и конца пути перемещения. $A_{12} = q_0 \int E_{внутр} dl = 0$

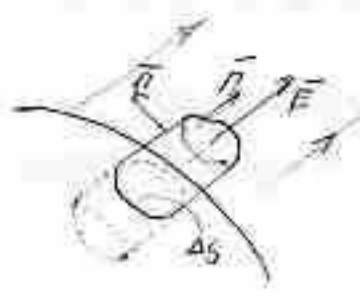
- 3) $A = 0 \rightarrow \varphi = const$. $A_{12} = q_0 (\varphi(1) - \varphi(2)) = 0 \Rightarrow$ поверхность проводника эквипотенциальна.

- 4) поверхность проводника эквипотенциальна $\Rightarrow E$ на поверхности проводника \perp этой поверхности. Условие: если сила линии не \perp поверхности проводника, то проекция E на поверхность $\neq 0 \rightarrow$ есть сила, действует на заряды, а это не так.

- 5) Поле внутри нет \rightarrow поток вектора напряженности через поверхность равен 0. $\Phi = \int E_n dS = 0 \Rightarrow$ по т.Гauss $\varphi = \frac{1}{\epsilon_0} \sum q_i = 0 \rightarrow \sum q_i = 0$ — заряд внутри любой поверхности = 0.

- 6) $\sum q_i = 0 \rightarrow \rho = \frac{\Delta \varphi}{\Delta V} = 0$ — плотность и т.п. заряды скапливаются на поверхности \rightarrow не может быть избыточных зарядов внутри проводника. Заряды в проводнике могут скапливаться только на его поверхности. В толще проводника избыток зарядов тоже распределен по поверхности.

Модуль напряженности на пов-ти проводящего цилиндрического конденсатора σ заряд Q



Модуль E на пов-ти цилиндра ΔS , на котором заряд $Q = \sigma \Delta S$
 Сформулируем теорему Гаусса для цилиндра, срезав концы и пов-ти
 цилиндра, сходясь к центру цилиндра $r = R$, обе стороны цилиндра ΔS
 имеют заряд $Q = \sigma \Delta S$ и обе пов-ти $= 0$. (Внутри $E = 0$
 и обе пов-ти $E_n = 0$)
 Поток через пов-ти $\Delta S = E \Delta S = \frac{Q}{\epsilon_0} = \frac{\sigma \Delta S}{\epsilon_0}$
 По теореме Гаусса $\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q}{\epsilon_0} = \frac{\sigma \Delta S}{\epsilon_0}$

$$E \sim \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

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

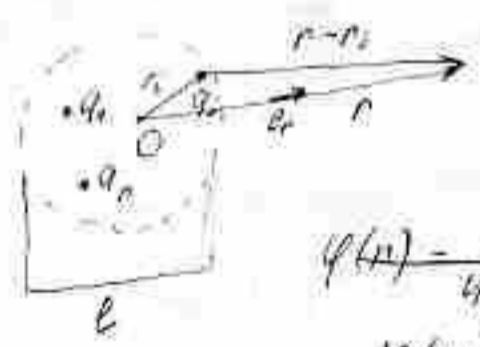
Однородный заряд выдвигает стержень стержня сосредоточен по пов-ти цилиндра
 При соединении 2-х проводников издает заряд Q на пов-ти большего цилиндра
 (разрядка проводника при замыкании)

Распределение заряда зависит от геометрии - σ больше на выступах с малым радиусом
 кривизны (острие) и меньше на вогнутых \Rightarrow поле сильнее у острия

9) Дипольные моменты дипольных систем зарядов. Вектор дипольного момента
 виды дипольных систем зарядов.

Дипольный момент электростатической системы зарядов

Пусть есть система N зарядов q_1, q_2, \dots, q_N расположенных в V с минимальными размерами
 порядка l . Исходное поле этой системы на расстоянии $r \gg l$ от макс. заряда



Потенциал в точке, определенной радиусом r от центра O

$$\varphi(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^N \frac{q_i}{|r-r_i|}$$

расстояние q_i и заряд q_i в исходной точке

$$r_i \ll r \rightarrow |r-r_i| = r - r_i \cos \theta_i = r \left(1 - \frac{r_i \cos \theta_i}{r}\right)$$

$$\varphi(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^N \frac{q_i}{r \left(1 - \frac{r_i \cos \theta_i}{r}\right)} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^N \frac{q_i}{r} \left(1 + \frac{r_i \cos \theta_i}{r} + \dots\right)$$

$$\varphi(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^N \frac{q_i}{r} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^N \frac{q_i r_i \cos \theta_i}{r^2} + \dots$$

$$\varphi(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\sum q_i}{r} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(\sum q_i r_i) \cos \theta}{r^2}$$

потенциал
 поля точечного
 заряда $q = \sum q_i$

потенциал поля диполя,
 при $p = \sum q_i r_i$ - дипольный момент
 системы зарядов

10. Теорема Гаусса для вектора поляризованности

Рассмотрим произвольный заряд

Поток вектора \vec{P} сквозь произвольную замкнутую пов-ть S равен заряду с обратным знаком изобъемной связанности заряда диэлектрика в объеме, ограниченной поверхностью S

$$\oint \vec{P} dS = -q'_{\text{внутр}}$$

При поляризации \oplus заряд имеет отношение \ominus , это имеет характер заряда векторами l_+ и l_- . Через элемент пов-ти dS наружу выйдут заряды $nq_+ l_+ dS \cos \alpha$, замкнувшись во внутренней части цилиндра, а выйдут внутрь $nq_- l_- dS \cos \alpha$ из внешней части цилиндра. Перенос \ominus заряд можно представить как перенос \oplus заряд в противоположную.



Заряд ком вышес: (с конц. n и P)

$$dq' = nq_+ l_+ dS \cos \alpha + |q_-| l_- dS \cos \alpha \quad |q_-| = q_+$$

$$dq' = nq_+ (l_+ + l_-) dS \cos \alpha = nq_+ l dS \cos \alpha$$

$l = l_+ + l_-$ - расстояние, на ком вышес \oplus и \ominus заряд

$$q_+ l = \vec{P} \cdot \vec{l}$$

$$q_+ l n_0 = p n_0 = \vec{P}$$

$$dq' = \vec{P} dS \cos \alpha = \vec{P}_n dS$$

$$\oint \vec{P}_n dS = q'_{\text{ком вышес}} = -q'_{\text{ком вышес}}$$

11) Вектор электрической индукции. Дивергент векторности и див. произвольного

теорема Гаусса для вектора \vec{E} индукции

теорема Гаусса произвольной замкнутой пов-ти S , внутри ком могут находиться как свободные заряды проводника, так и поляризованные и металлизированные заряды диэлектрика

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \left(\sum q_i + \sum q_i'' \right) \quad \begin{array}{l} \text{свободный заряд} \\ \text{связанный заряд} \end{array}$$

$$\sum q_i'' = - \oint_S \vec{P} \cdot d\vec{S}$$

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \left(\sum q_i - \oint_S \vec{P} \cdot d\vec{S} \right)$$

$$\epsilon_0 \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \sum q_i - \oint_S \vec{P} \cdot d\vec{S}$$

$$\oint_S (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) \cdot d\vec{S} = \sum q_i$$

$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ - вектор индукции (анализируем)

$$\oint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = \sum q_i = \int_V \rho dV$$

$\oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = q_{\text{внутр}}$ — поток электрической индукции через эту пов-ть замкн. пов-ть равен алгебраич. сумме стокровых зарядов, охватываемых замкнутой пов-тью.

Вектор поляризации для изотропных диэлектриков при \mathbf{E} .

$$\vec{P} = (\epsilon - \epsilon_0) \vec{E}$$

завис от св-в и соотв-ла и называется диэлектрической восприимчивостью. ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Вектор электрической индукции при \vec{E} .

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0 \vec{E} + (\epsilon - \epsilon_0) \vec{E} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}$$

$\epsilon = 1 + \epsilon_r$ — относительная диэлектрическая проницаемость.

в вакууме $\vec{P} = 0$ и $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$

У газов ϵ_r мала по сравнению с 1, $\epsilon \approx 1$

У жидк и тверд ϵ_r и ϵ имеют величину порядка десятков единиц или десятков.

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}$$

12) Электричество, конденсаторы. Энергия заряженного конденсатора. Плотность энергии электростатического поля.

В случае электростатического поля зарядов потенциал одинаков во всех точках проводника, то можно говорить о потенциале проводника.

$$\varphi = \frac{1}{C} q$$

— $q \uparrow \rightarrow E \uparrow \rightarrow A \uparrow \rightarrow \varphi \uparrow$
проводника.

окр-ть
потенциал
на пов-ти

$C = \frac{q}{\varphi} = \text{const}$ для дан. проводника — емкость проводника.

Завис от геометрии св-в проводника не зависит от материала, т.к. во всех проводниках с одинаковой геометрией заряд в равновесии равномерно распределен по поверхности.

На C могут оказывать влияние окр-тия, т.к. индуцированные на них заряды изменяют поле в пр-ле $\rightarrow \varphi$ расн. проводника меняется.

$C = \frac{\Delta q}{\Delta \varphi}$ — численно равна заряду, который необходимо сообщить проводнику, чтобы изменить его потенциал на 1. $\langle \text{емкость} \rangle = 1 \text{ Кл} / 1 \text{ В}$.

Емкость единичного проводящего шара.

Вне шара поле соотв. точечн. зар: $E(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \rightarrow \varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R}$

$$C = \frac{q}{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R}} = 4\pi\epsilon_0 R$$

радиус ш. / характерн. размер проводника

Конденсатор — система, состоящая из 2-х проводников, которые сообщены зарядами одинаковой абсолютной величины, но противоположных знаков.

Проводники — обкладки, между ними — диэлектрик. Расст. между обкладками \ll размер обкладок

С проводника ↑ при приближе к нему других тел. Под действием поля, создаваемого зарядом проводника, на подвешенном к нему теле возник индуцируемые заряды q, притянут. по знаку заряду проводника оказ большее влияние на φ, т.к. ближе к проводу.

→ φ ↓ по обе вел → C ↑

Обкладки делают так, чтобы поле, создаваемое накапливаемыми зар было сосредоточено внутри: плоск, цилиндр, сферич конденсаторы.

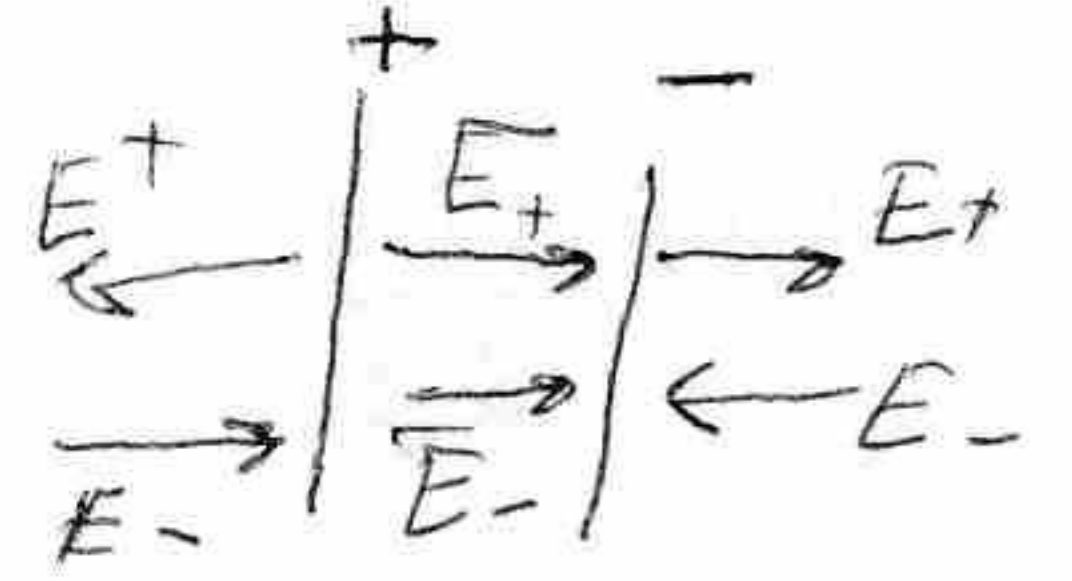
Плоск плоского конденсатора

Обкладки - 2 плоск парал плоскости

Напряж $\vec{E}_+ = \vec{E}_- = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$

от пласт C+ | к пласт C-

Вне конденсатора $\vec{E}_+ + \vec{E}_- = 0$
 между обкл $\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_- = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$



Разность φ между обкладками (напряжение)

$U = \varphi_1 - \varphi_2 = E \cdot d = \frac{\sigma}{\epsilon_0} d$

согласн полю расот между обкл.

Для любого конденсатора величина заряда 1-ой из обкладок ~ напряж между обкл.

$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q}{U}$ - емкость конденсатора.

Емкость плоского конденс:

$q = \sigma S$
 $U = \frac{\sigma}{\epsilon_0} d$

$C = \frac{q}{U} = \frac{\sigma S}{\frac{\sigma}{\epsilon_0} d} = \frac{\epsilon_0 S}{d}$

длина пластины

Если между обкладками диэлектрик, то напряженность ↓ в ε раз при тех же q.
 → U ↓ в ε раз → C ↑ в ε раз

$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}$

Конденсаторы можно соедин в батареи

Паралл: $q = \sum q_k = \sum C_k (\varphi_1 - \varphi_2) = \varphi_1 - \varphi_2 \sum C_k \quad | : U$

$C = \sum C_k$

$U_{max} (\text{выше } U_{max} - \text{пробой}) = U_{max} \text{ min в цепи}$

Послед: $\varphi_1 - \varphi_2 = \sum U_k = \sum \frac{q}{C_k} = q \sum \frac{1}{C_k} \quad | : q$

$\frac{1}{C} = \sum \frac{1}{C_k}$

Заряженный конденс обладает энергией. Если разрядить его, соединив обкладки проводом, то по провод пойдет эл ток, а эл работа будет совершена работа над перемеще зарядов.

В нач разряде напря = 0 $q_{максимальная} = C U$ За бесконеч мал прираще φ $\Delta q = C \Delta U$ $A_{12} = q_0 (\varphi_1 - \varphi_2) = 0$ $\Delta A = U \Delta q = -U C \Delta U$ (-малю что +A соверш при ↓ U)

$A = \int_0^U -C U dU = -C \int_0^U U dU = -\frac{C U^2}{2} = \frac{q^2}{2C} = \frac{C \frac{q^2}{C^2}}{2} = \frac{q^2}{2C}$

$U = \frac{q}{C}$

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d} \quad \varphi_1 - \varphi_2 = Ed$$

$$A = \frac{Q^2}{2C} = \frac{C U^2}{2} = \frac{\epsilon_0 \epsilon S \cdot E^2 d^2}{2} = \frac{E^2 \epsilon \epsilon_0 (Sd)}{2} = \frac{E^2 \epsilon \epsilon_0 V}{2}$$

По закону сохранения энергии, совершаемая при разрядке конденсатора энергия, которой он обладает

$$W = \frac{C U^2}{2} = \frac{Q^2}{2C} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2 V}{2} \quad \text{— энергия заряда конденсатора, энергия его электрического поля}$$

~~W = \frac{A}{Sd}~~

— плотность энергии поля

энергия поля, заключенная в этом объеме

$$w = \frac{\Delta W}{\Delta V}$$

объем малой доли ΔV вблизи каждой точки

Этот поле конденсатора сосредоточено между обкладками и однородно $\Rightarrow w$ одинаков во всех точках между обкладками и равна отношению W к V .

$$w = \frac{W}{V} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2}$$

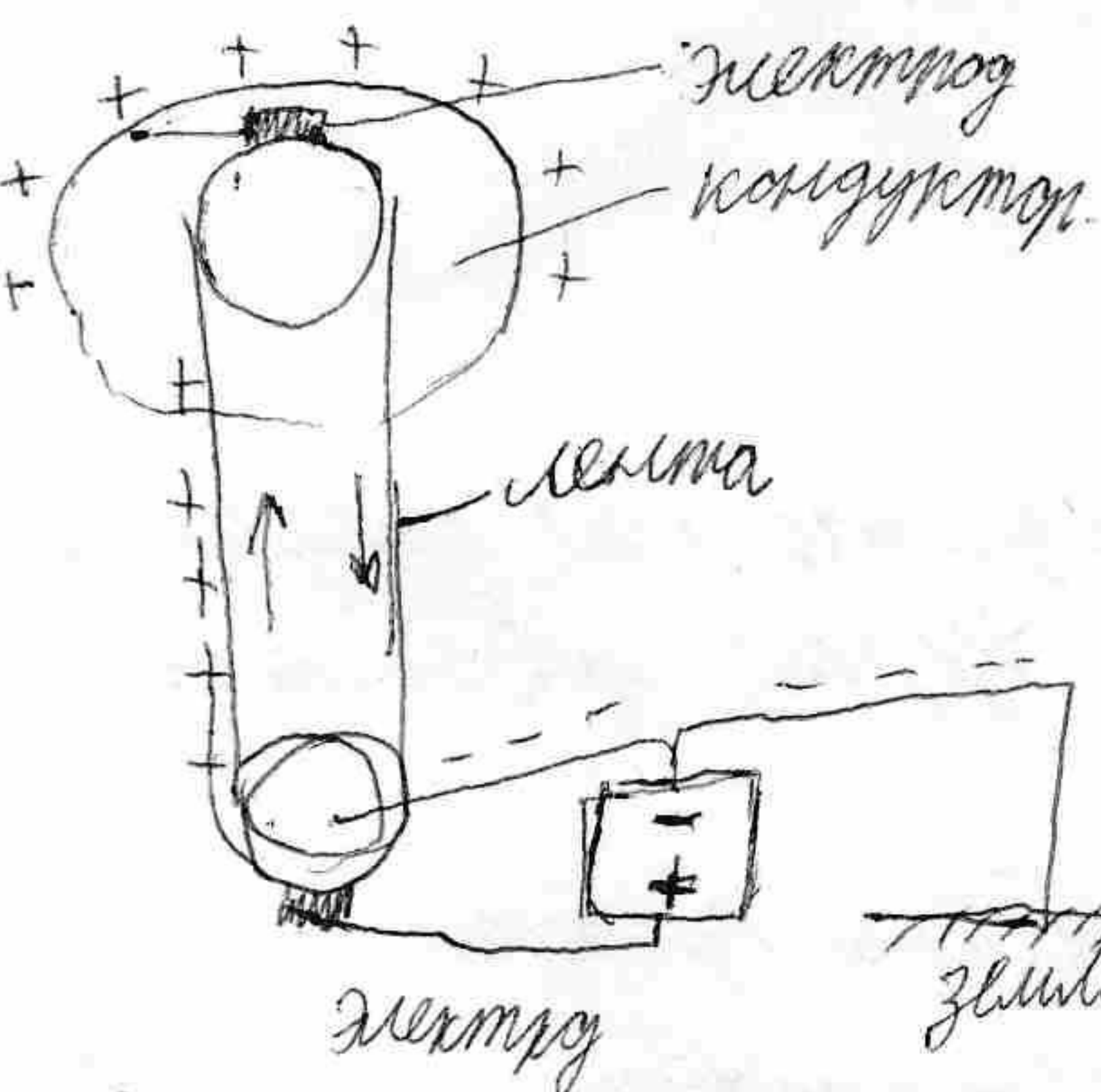
13) Тесная электрическая связь. Электростатический генератор Ван де Граафа.

Тесная электрическая связь — это возникновение э. поля при трении 2-х тел (диэлектриков, диэлектрика и проводника). При этом одно тело приобретает \oplus , другое \ominus . Все тела можно расположить в ряд, в котором при трении предыдущее тело заряжается \oplus , а следующее \ominus . Объясняется переходом свободных зарядов от 1-го тела к 2-му.

ряд Фарадея: + мех., шелк, дерево, мех., сера —

При трении диэлектрик \oplus заряд паучи более твердого и/или тонкого слоя больше для притяжения

Франклин, теория электричества: — свободные электроны, представляющие собой отрицательные заряды, и притягиваются к положительным ионам. Она есть во всех телах в виде электризации и не обнаруживается, но ее недостаток / избыток проявляется в виде электризации (недостаток — \ominus , избыток — \oplus). Состоит из свободных отрицательных зарядов, поэтому проходит особенно легко через проводники.



Шелк / резина лента вращается на 2-х роликах, верхний — диэлектрик, нижний — мех. и соединен с землей. 2 электрода соединены с лентой сверху и снизу. Верхний электрод еще с помощью мех. шарика — кондуктором.

У основания — зарядка из стержней, которые на ленту стекает заряд, возбуждаемый генератором напряжения.

Внутри кондуктора — вторая зарядка, но острота кондуктора заряд с ленты, а с нее — на внешнюю поверхность кондуктора. По мере накопления зарядов φ кондуктор, пока у него не будет равной

потенциальной энергии (утечка за счет ионизации газа вблизи поверхности кондуктора — и прохождение тока через газ — коронный разряд, E у выступов $>$) для паучи больших разрядов φ — большой R шарика (чтобы не было разряда) электростатический генератор (напряжения газа, при котором начинаются разряды) \uparrow с увеличением \rightarrow генератор паучи в стержнях. Между $\varphi_1 - \varphi_2 = 10^7$ В. Цепочка для учета зарядов

частицы в ионизации от ядра. От источника тока воздух ионизируется, \oplus частицы оседают на ленту, образуя вращающийся шарик, соединенный с лентой и скользящий по кондуктору.

14) Электрический ток. Сила и плотность тока. Ур-е непрерывности

Электрический ток - всякое упорядоченное движение зар. Каждый отдельный носитель зар движется хаотич. в отсутствие поля. Когда по проводнику течет ток, носитель зар тоже движется хаотич, но при этом действует в сторону действующей на него силы. Теня движ пренебречь (не приводит к статич. переносу) и рассматрив только упорядоченное движение со скоростью \vec{u} вдоль паралл. торий, называемых линиями тока.

За малый промежуток Δt через пов-ть S внутри проводника пройдет Δq . Сила тока численно равна заряду, прошедшему чз пов-ть за единицу вр.

$$I(t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta t}$$

$$I = \frac{dq}{dt}$$

$dq = I(t) dt$ - заряд, протекающий за бесконеч мал интер dt .

$$q = \int_{t_1}^{t_2} I(t) dt - \text{за конечное вр } t = t_2 - t_1$$

Для постоя ток I не завис от вр $I = \frac{q}{t}$ < Ампер >
 I - скалярная велич. Положит, если поток зар $+q$ движ в выбранном напр. магн. (или $\ominus q$ в противополож). и I отриц если $\ominus q$ движ в напр.

Вектор \vec{j} плотности тока - направлен по скорости упорядоч. движения носителя тока и численно равен силе тока чз единичную площадку, перпендикулярную линиям тока

$$j = \frac{\Delta I}{\Delta S_{\perp}}$$

чз малую площадку ΔS за Δt пройдут те носители тока, которые в момент t находятся в объ параллелепипеда с попу основания ΔS_{\perp} и высотой $u \Delta t$.

$n_0 u \Delta t \Delta S$ - число носителей, кот пройдут чз ΔS

$\Delta q = q n_0 u \Delta t \Delta S$ заряд, прошедший чз ΔS_{\perp} за Δt .

$$\Delta I = \frac{\Delta q}{\Delta t} = q n_0 u \Delta S \quad | : \Delta S_{\perp}$$

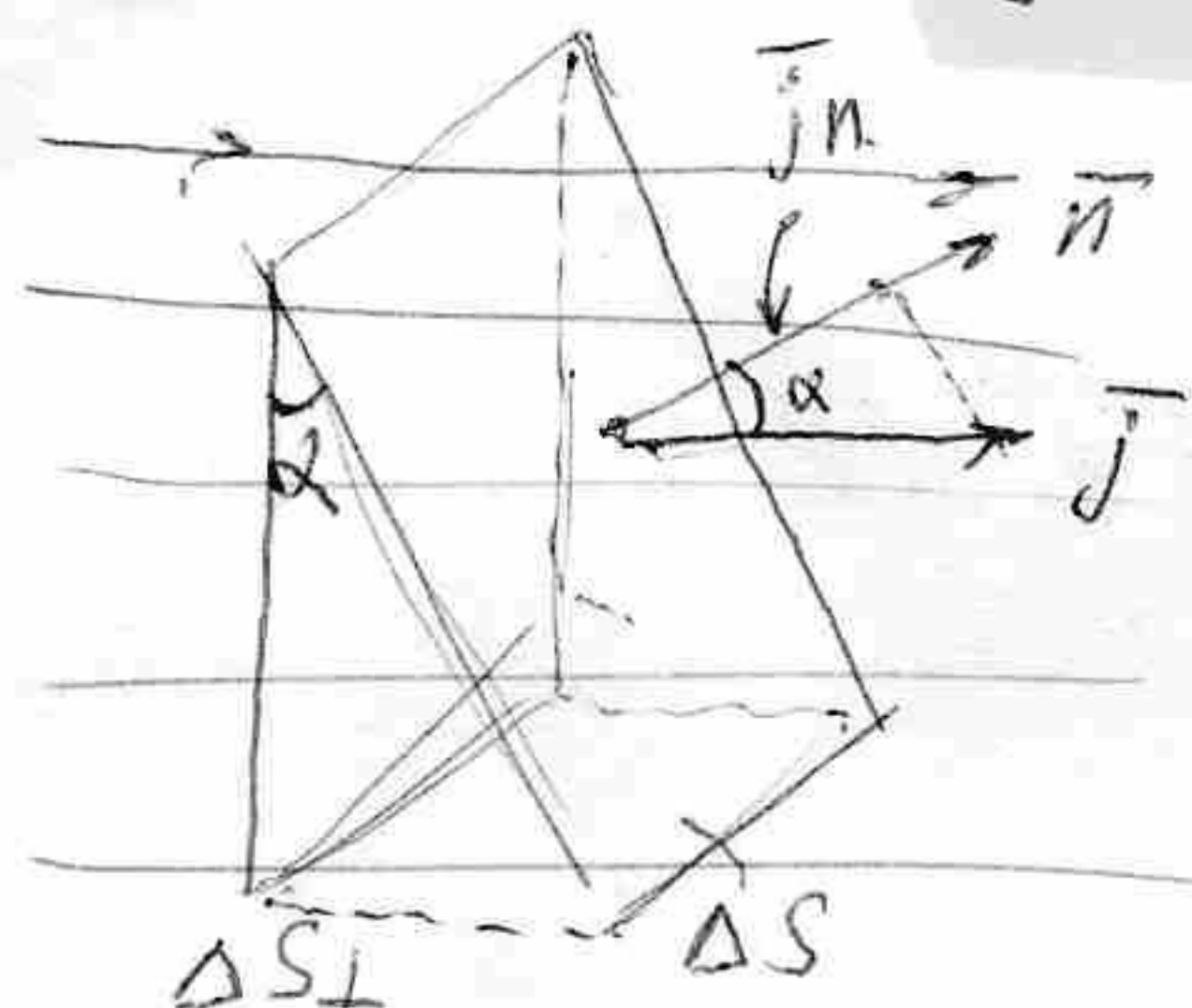
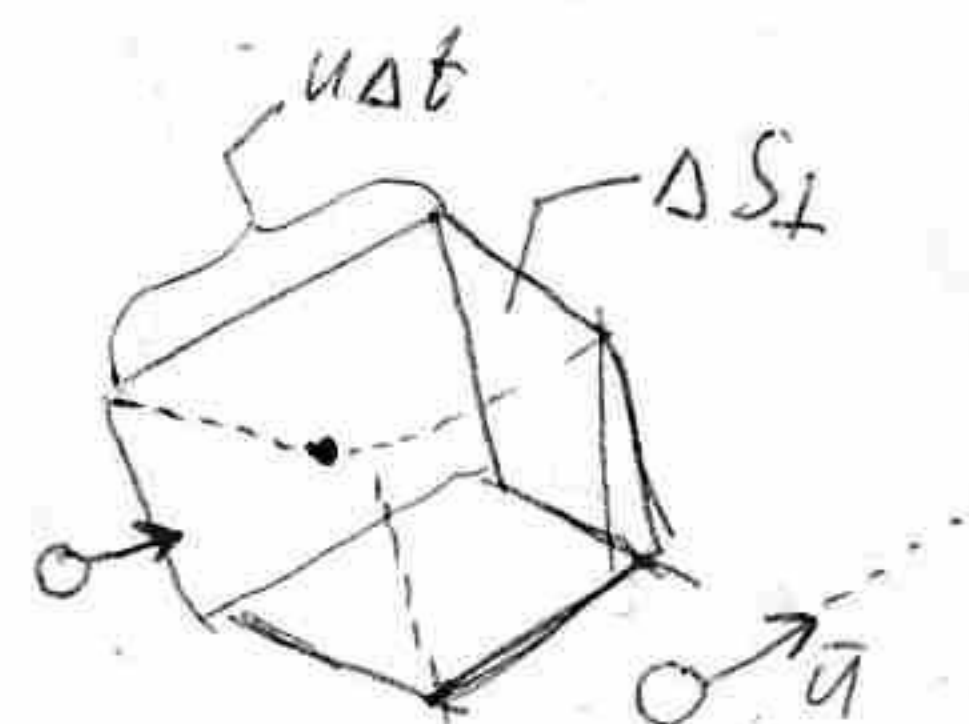
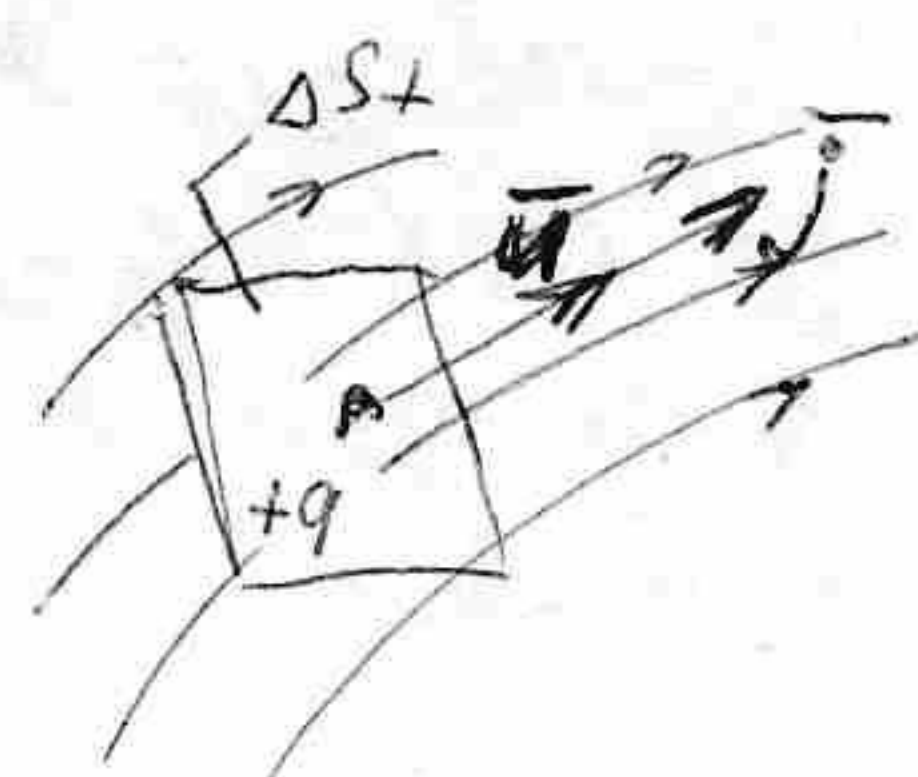
$$\vec{j} = \frac{\Delta I}{\Delta S_{\perp}} = q n_0 u$$

Для поток носителей тока \vec{j} и \vec{u} совпадают

$$\vec{j} = q n_0 \vec{u}$$

Если в образцах тока примим заряд \oplus и $\ominus q$, то соответствующие им плотности тока \vec{j}_+ и \vec{j}_- складываются

$$\vec{j} = \vec{j}_+ + \vec{j}_- = q_+ n_{0+} \vec{u}_+ + q_- n_{0-} \vec{u}_-$$



Сила тока ΔI чз $\Delta S_{\perp} \perp \vec{j}$: $\Delta I = \vec{j} \Delta S_{\perp}$ ΔS распадаем так, что проекция к ней составляет $\angle \alpha$ с вектором \vec{j} . Сила тока чз ΔS = сила тока чз ее проекцию $\Delta S_{\perp} = \Delta S \cos \alpha$ на пов-ть $\perp \vec{j}$.

$$\Delta I = \vec{j} \Delta S_{\perp} = \vec{j} \Delta S \cos \alpha = (\vec{j} \cdot \vec{n}) \Delta S$$

$$\Delta I = j_n \Delta S$$

проект j на \vec{n} к пов-ти

$$I = \int_S j_n dS - \text{сумма по пов-ти} \quad (10)$$

Плотность тока \vec{j} — вектор нормали по \vec{u} упрощенно равно потоку носителей тока и числу равный силе поверхностного тока, приходящему на элемент площади, + минус ток

Пусть в некоторой произвольной среде, где течет ток, есть замкнутая пов-ть S , тогда

$\oint \vec{j} dS$ — заряд, выходящий в единицу времени из объема V , ограниченного поверхностью S . Равен убыли заряда в единицу времени внутри объема V .

$\oint \vec{j} dS = -\frac{dq}{dt}$ — упр-е непрерывности (выраж закона сохранения зр.)

Для постоянного тока разности зарядов в нр-ве неизменны.

$\oint \vec{j} dS = 0$

Линии \vec{j} нигде не начинаются и нигде не кончатся.

15) Постоянный ток. Законы Ома и Джоуля-Ленца в цепи с источником тока. ЭДС источника.

15) 16) Упр-е существов пост тока. Сторонние силы, ЭДС источника. Ом, Джоуль-Ленц. Ам для полн цепи.

Постоянный ток — движение носителей тока стационарно, т.е. скорость илс направленного движения в каждой точке проводника не меняется со временем.

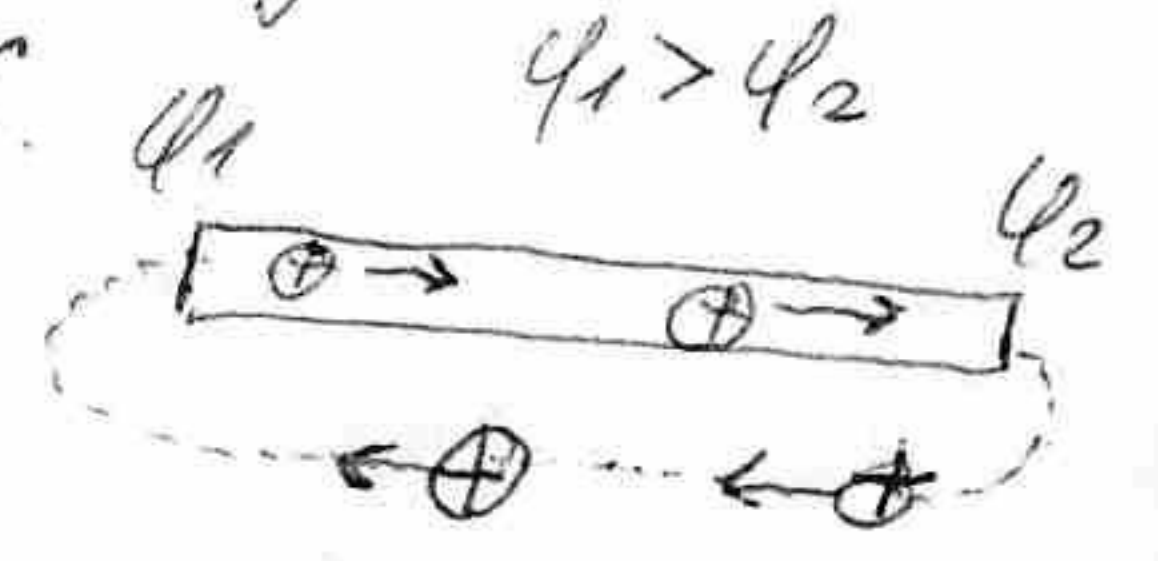
Для возникновения и поддержания тока необходимы: Сила тока через любое сеч сона и та же, если в цепи нет разветвл.

1) Свободные заряженные частицы

2) Сторонние силы

Ток в проводнике можно вызвать, создав в нем электр поле, которое действуя на носители тока, приведет их в направл двлж. Но если не принять мер для поддержания то перепад носителей зр → поле исчез → ток прекратится. Нужно от конца проводника с меньшей потенциалом отводить носители тока к концу с большим ϕ — проводник. Т.е. нужен круговорот зр, при котором они бы двигались по замкн пути.

$A = \oint \vec{E} edl = 0$ — циркуляция вектора электр поля = 0, в замкн цепи наряду с электр полем, где \oplus длит в сторону $\downarrow \phi$ должны быть участки, на кот перенос \oplus проис в направл $\uparrow \phi$, т.е. против сил электр поля. Перепад носителей на этих участках возможен лишь с помощью сил электростатич происхождения — сторонних сил и.б. из-за сил притяж, где эл (не электростатич) полями, порождаемыми меняющимися магнит полями.



3) Цепь должна быть замкн, иначе на концах разлчкн цепи накопится зр. При разлчкн цепи сторонние силы так перемещают заряды, что создаваемое ими эл поле компенсирует действие электростатич сил внутри источ. В замкн — заряды распр и вдоль проводников внеш цепи, создавая внутри проводя зр, кот действуя на носители тока, вызывает их направл двлж.

Сторонние силы, действ на носители тока при заряде

$\vec{E}_{em} = \frac{\vec{E}_{cm}}{q}$, тогда работа тор сил по перемещ зр $A_{12} = q \int \vec{E}_{em} dl$

Φ_{DC} , действующая на 12 — численно равна работе сторонних сил по перемещению единичного положительного заряда.

$$\mathcal{E}_{12} = \frac{A_{12}^{cm}}{q} = \int_1^2 \vec{E} e^{cm} dl \quad \langle B \rangle$$

Напряжение U_{12} на участке 12 — это сумма работ сил равно работе электростатических сил по перемещению единичного \oplus зар из нач в конеч точку.

$$U_{12} = \frac{A_{12}^{пот} + A_{12}^{cm}}{q} = \frac{A_{12}^{э-с}}{q} + \frac{A_{12}^{cm}}{q} = \varphi(1) - \varphi(2) + \mathcal{E}_{12} \quad \langle B \rangle$$

Если стороны сил нет (конденсатор, нет источника) то

$$U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$$

- 1) Ток может течь в замкнутом участке, иная конфигурация зарядов \rightarrow при со временем эти пары в проводниках
- 2) I через N сеч провод $= const$, если в цепи нет разветвл. Условно на участке проводника между сеч скрем зар, что приложено бы к участку эти пары и наружние пары зар-р пар. тока.

Ом:

На участке цепи постоянного тока, состоящий из проводки I рода (св-ва не изм при протекании по ним э тока), при отсутствии на нем ЭДС сила тока пропорц направлению судителю - не дейст сил сил

$$I = \frac{U}{R}$$

сопротивление — коэф проп, завис от св-в проводника. Для однородных цилиндрич.

$$R = \rho \frac{l}{S} \quad \langle \text{см} \rangle \quad \rho = \frac{l}{S \sigma}$$

ρ — удельное сопротивление, числ равн сопротивл единицы $(l/S = 1 \text{ м}^{-1})$ цилиндрич проводн. прямо прот течения.

$\sigma = \frac{1}{\rho}$ — удельная электропроводность.

Сверхпроводимость — у нек в-в при охлажд до $T_{кр}$ R обрну в 0 скачки. (H_g, Al, Pb)

Джоуль — Лены:

На участке цепи пот тока, состоящ из проводки I рода, непрерывно выдвг теплота, пропорциснальн сопротивлению участка, квадрату силы тока и t .

$$Q = I^2 R t$$

Если сила I измен со временем

$$Q = \int_0^t R I^2 dt$$

Рассмотрим однородный проводник, к которому приложено U . За dt через попер сеч проводн проходит $dq = i dt$. Представим, что $dq = i dt$ перенос из одного конца проводника в другой. Сила тока I при силе тока I за dt через попер сечение выдвгет заряд $dq = I dt$. Такой заряд выдвгет через сечение 1 и выдвгет через сеч 2. Часть зар останется неизмен (ток $const$) — весь процесс эквивалентен переносу dq от сеч 1 к сеч 2, потенциалом φ_1 и φ_2 .

При этом совершается работа

$$\delta A = dq(\varphi_1 - \varphi_2) = I(\varphi_1 - \varphi_2)dt$$

Предположим, что в цепи не идет ток i \rightarrow эквивалент работе тока выделяется в виде тепла:

$$\delta A = \dot{Q}dt$$

теплота выделяется Q

$$\dot{Q} = I(\varphi_1 - \varphi_2)$$

$$\dot{Q} = RI^2$$

$$Q = RI^2t$$

$$U = RI$$

Закон Ома-Л. изложен выше закон Ома как следствие закон сохранения энергии

$$I = \frac{Q}{t}$$

$$Q = I^2 R t = \frac{Q}{t} \cdot I R t = Q I R \quad | : Q$$

~~$$Q = I^2 R t$$~~

$\frac{Q}{Q} = I R$ - закон Ома, выделен при протекании единичного тока $= I R$.

По закону сохранения энергии Q = работе всех элементов цепи по переносу единичного заряда, т.е. напряжению

$$U = \frac{Q}{q} = I R$$

$$I R = \varphi(1) - \varphi(2) + \mathcal{E}_{12}$$

Закон Ома для полной цепи (замкнутая неразветвленная)

$$I R = \varphi(1) - \varphi(2) + \mathcal{E}_{12}$$

$\varphi(1) - \varphi(2)$ - электродвижущая сила, при обходе цепи volta в источнике тока

$$I R = \mathcal{E}_{12}$$

30

общая сопротивление

$$= R' + r$$

сопротивление внешней цепи

сопротивление

внутр.

источника

$$I(R+r) = \mathcal{E}$$

суммарный ЭДС, как при последовательном соединении источников = сумма их ЭДС

При последовательном соединении сопротивлений

$$R_{\text{полн}} = \sum R_i$$

$$\frac{1}{R_{\text{пар}}} = \sum \frac{1}{R_i}$$

Знаки:

$\mathcal{E} +$, если $\vec{E}_{\text{отр}}$ сов с направлением обхода ($\vec{E}_{\text{отр}}$ внутри источника от $-$ к $+$). $I +$, если направление тока по обходу цепи.

17) Цепи постоянного тока. Правила Кирхгофа для разветвленной цепи.

Эта цепь состоит из источника тока, устройств, потребляющих его, соединенных проводом и выключателем для размыкания цепи.

Последствие: эта цепь не имеет разветвления, все проводники включены в цепь последовательно.

$$I_1 = I_2 = I$$



Заряд в цепи по течению тока не накапливается и через все сечение цепи и тот же заряд

$$U = U_1 + U_2$$

$$q_1 - q_3 = q_1 - q_2 + q_2 - q_3$$

$$R = R_1 + R_2$$

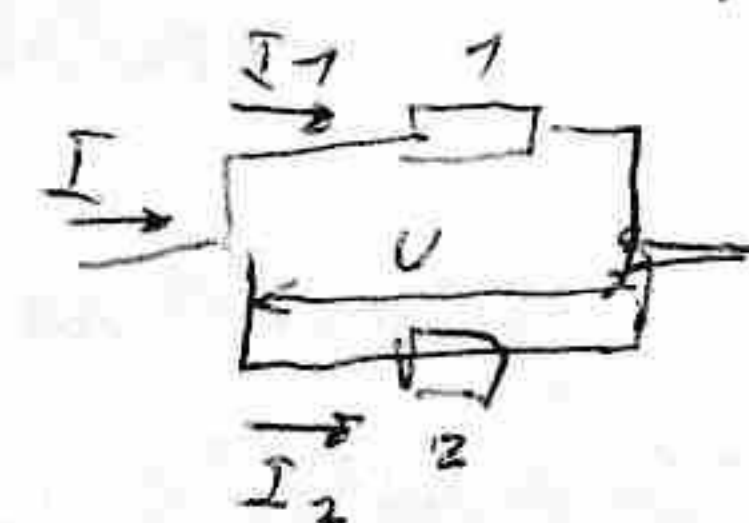
$$\frac{U}{I} = \frac{U_1}{I} + \frac{U_2}{I} \quad IR = IR_1 + IR_2$$

$$\frac{U_1}{R_1} = \frac{U_2}{R_2} \Rightarrow \frac{U_1}{U_2} = \frac{R_1}{R_2}$$

Параллельно: сила тока в 1 и 2 разветвления I разделена на 2 части. Заряд, поступающий в узел Φ_1 в узле равен заряду, уходящему из узла за то же время.

$$I = I_1 + I_2$$

$$U_1 = U_2 = U$$

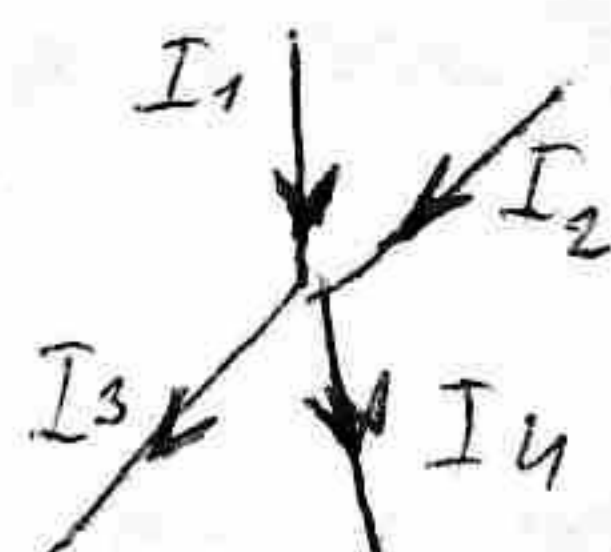


Напряжения на концах проводников одинаковы, т.к. они присоединены к одним и тем же точкам.

$$\frac{U}{R} = \frac{U_1}{R_1} + \frac{U_2}{R_2} \rightarrow \frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad I_1 R_1 = I_2 R_2 \quad \frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1}$$

Разветвленная цепь - совокупность неразветвленных участков, концы которых соединены в узлах. Во всех одинаковых проводниках в пределах 1-го участка, сила тока, в разных участках - разная.

Сумма сил токов, входящих в узел = сумме сил токов, выходящих из узла. Иначе заряд скапливается в узле \rightarrow цепи не поля \rightarrow ток непостоянен во времени.



$$I_1 + I_2 = I_3 + I_4$$

$$I_1 + I_2 - I_3 - I_4 = 0$$

1-е правило Кирхгофа: Алгебраическая сумма токов, сходившихся в узле, равна 0, причем входящие и выходящие токи принимаются разными знаками.

$$\sum_k I_k = 0$$

Рассмотрим произвольные замкнутые контуры в разветвленной цепи 1 2 3 4 1

Выберем направление обхода \rightarrow

Запишем Ома для каждого участка.

$$I_1 R_1 = \Phi_1 - \Phi_2 + \mathcal{E}_1$$

$$I_2 R_2 = \Phi_2 - \Phi_3 + \mathcal{E}_2$$

$$I_3 R_3 = \Phi_3 - \Phi_4 + \mathcal{E}_3$$

$$I_4 R_4 = \Phi_4 - \Phi_1 + \mathcal{E}_4$$

Сложим:

$$\sum I_k R_k = \sum \mathcal{E}_k$$

2-е правило Кирхгофа: сумма напряжений вдоль \forall замкнутой контуры равна сумме ЭДС, действующих в этой контуре.

это ур-е и б составлено для всех замкн конт, которые можно мысленно выделить в разветвлен цепи. Но независимыми будут только ур-я для тех контуров, кот невозм получить наименьшим числом контуров др на др.

Направл тока выбир произвольно, если $I_k R_k$ совп с напр обх, то +. ЭДС берут с +, если направл напрете сторонних сил (от - к +) совп с напр обх. Затем находят I , если напрет, то ток течет в напр обхода, нет - против.

18) **Электродинамика и магнетизм.** Магнит явления. Магнит поле. Магнит момент рамки с током - магнит диполь. Магнит поле Земли (англ. поле) поле 20

Электродин - изуч электростат поле и его взаимод с телами, имеющими э заряд (электростат взаимодств). Любое электр и магнит взаимодств между заряж телами осущ чз электростат поле \Rightarrow тоже предмет электродин.

Магнетизм - форма взаимод движущихся э зар, осущ на расст посредством магнит поля. Связь из правилей электростат взаимодств.

Электростат поле - вид материи, проявляющийся при взаимод с заряж телами.

Электр поле - создается любым заряженным телом / переменным магн полем, оказ воздейств на любое заряж тело.

Магнитное поле - создается движущимися зар телами и переменным электрическим полем; оказ воздейств на движ заряж тела.

Магнитные явления: молн, магн бури, постои магниты, молн и иск, сила Ампера, сила Лоренца.

Взаимодствие токов осущ через ~~поле~~ магнитное поле. Движущиеся заряды и ток об-ца окружающего их пр-ва - создают магн поле. Это поле проявляется в том, что на движущиеся в нем заряды действуют силы.

Магн поле Земли - поле, создающееся внутренним источн. На удалении от пов-ти $3 \cdot 10^3$ км силовые магн линии имеют дипольное положение - плоскостер 3 Травма, протоз через магн полюсы - магн ось Земли. Возникт связано с протеканием токов в ядре ~~Земли~~.

Для исслуд э поля брали дроб, для иссл магн поля бери пробн ток, циркуир в плоск замкн контуре от малых размеров. Сила тока контура в пр-в характеризу направл нормали к контуру, связ с направл тока пр буравч.

Внеся контур в магн поле - магн поле оказ ориентирующее воздейств, утончившая его нормалью в сред магн. Примени это напрде магн поле. Если контур поверн так, что напрал нормали и поля не совпадают, то возник вращат момент, стремящу вернуть контур в равновес полож. M_{max} при $\alpha = \frac{\pi}{2}$, $\alpha = 0 \Rightarrow M = 0$.
Завис от об-в поля и св-в контура.

$\vec{p}_m = I S \vec{n}$ - магнитный момент контура - действие магн поля на плоск контур с током (как диполь магн $p = ql$)
вектор, направл кот совп с направл нормали.

На проб контур с ради r_m действ ради вращат моменты M_{max} , но $\frac{M_{max}}{p_m} = const$.

$B \sim \frac{M_{max}}{p_m}$ - магнитная индукция вектор, направл кот определяется равновесным положением контура. Вращат момент: $M = p_m B \sin \alpha$.

19) Опыт Эрстеда. Вектор маг индукции. Силы маг индукции и вихревое поле с ток м-ла.

От Эрстеда: маг магнитной стрелкой можно установить направление магнитного поля. Пропускаем ток через проводник - стрелка отклоняется почти перпендикулярно ему. Изменение направления тока - стрелка разворачивается на 180°.

Доказывает, что вокруг проводника, по которому идет ток, существует магнитное поле. Электрический ток воздействует на магниты.

Взаимодействие токов описывается магнитным полем. Оно имеет направление по правилу правой руки. Векторной величиной B , аналогом магнитной индукции H поля - магнитной индукцией.

Элементарный источник тока - бесконечно малый элемент проводника, направленный вектором $\vec{j} dV$. Для тонкого провода малый элемент - просто отрезок длины dl . $\vec{j} dV = \vec{j} dS dl = I d\vec{l}$

Тонкий проводник с током и его вектор $I d\vec{l}$ - элемент тока. I - ток, направленный по проводу.

Есть магнитное поле, известным в него элемент тока $I d\vec{l}$.

Сила dF , действующая на элемент тока $I d\vec{l}$ пропорциональна элементу тока и зависит от его ориентации. Сила векторно направлена так, что dF перпендикулярна $I d\vec{l}$ и направлению тока и этому полю.

Направление dF определяется правилом Бюссольта, где пальцы указывают на направление элемента тока $I d\vec{l}$ к ладони X по правилу правой руки.

$$dF = B I d\vec{l} \sin \alpha$$

\vec{B} - вектор магнитной индукции, его модуль = константа B , а направление совпадает с направлением X .

$$dF = [I d\vec{l} \times \vec{B}]$$
 - вектор произв \vec{B} и $I d\vec{l}$, закон Ампера.

\vec{B} не зависит от модуля / направления элемента тока \rightarrow характеристика поля.

При ориентации элемента тока $\perp \vec{B}$, сила \max по модулю и равна $dF_{\max} = I d\vec{l} B$.

$B = \frac{dF_{\max}}{I d\vec{l}}$ - модуль маг индукции равна максимальной силе, действующей на единицу элемента тока $I d\vec{l}$.

$$\langle T \rangle = \frac{1 \text{ Н}}{1 \text{ А} \cdot 1 \text{ м}}$$

$B \sim \frac{M_{\max}}{P_m}$ - макс. сила маг $M = p_m B \sin \alpha$
 - магнитное поле

Максимальная индукция создается в доменной точке при $\mu_{\text{max}} / \text{объем}$ материала, складывается симметрично.

Можно проследить магнитными линиями индукции - касательные к ним направлены так же как вектор \vec{B} в данной точке m -ла. Их источник - ток I .

НО линии напряж-э-с поля начинаются и кончатся на зарядах, а линии магн индукции не имеют конца и начала - замкнуты, охватывают ток.

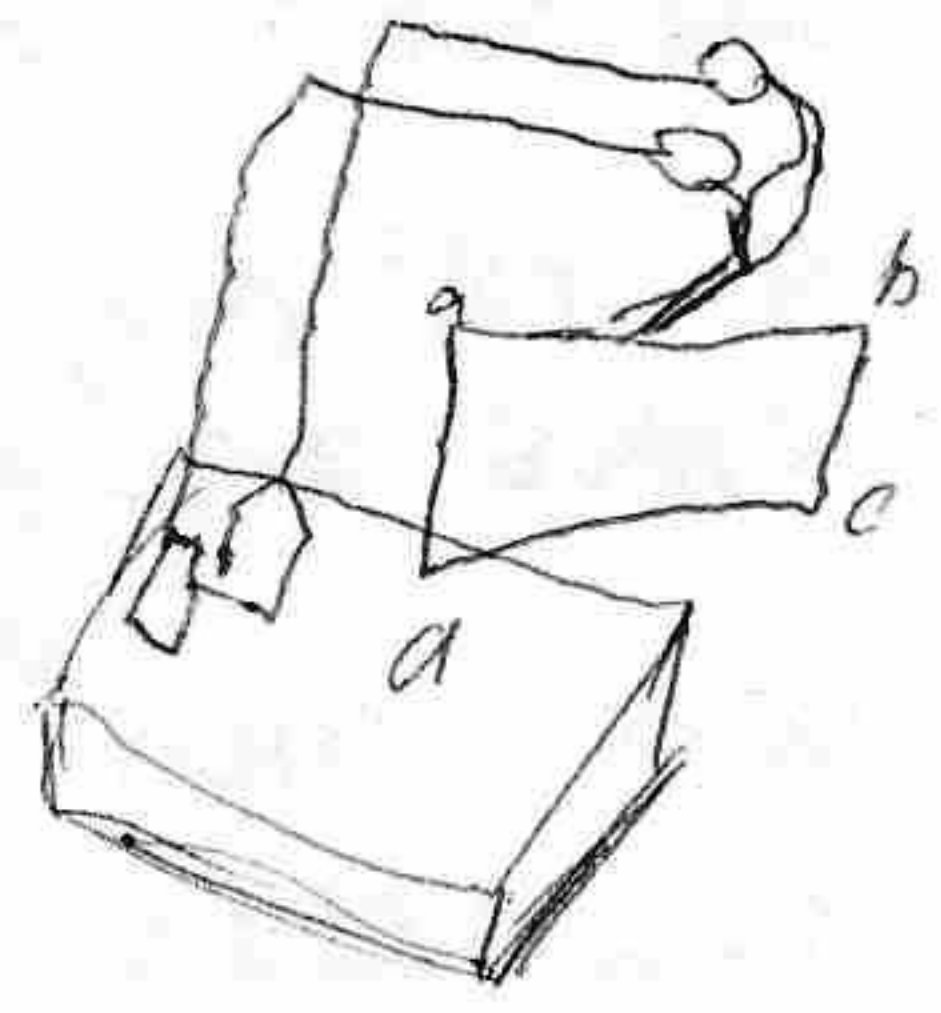
Пояса с замкнутыми силовыми линиями - вихревые магн поле вихревое э-с-поле. Маг поле не имеет источников, нет зарядов магнитных. Маг поле не имеет потенциалов.

20) Взаимодействие токов - стемы Ампера. Сила Ампера. Сила Лоренца. Движение заряда частицы в маг поле.

Цель: определить силу взаимодействия между 2 н-теми проводников с током.

Полож контур проводника, может быть.

- 1) Взаимодействие только при замыкании цепи - когда по обоим контурам идет ток
- 2) параллельные проводники притягиваются, если токи в них текут в одну сторону и отталкиваются, если в противоположные
- 3) сила между 2х длинными проводниками параллельными стокана, при силе тока в них и обратно пропорциональна.
- 4) сила маг взаимодействия в воздухе и вакууме в 10 раз больше.



Сила Ампера - сила, кот дейст на н-т тока $I_0 d\vec{l}$, помещенный в маг поле, создаваемое системой проводников с токами.

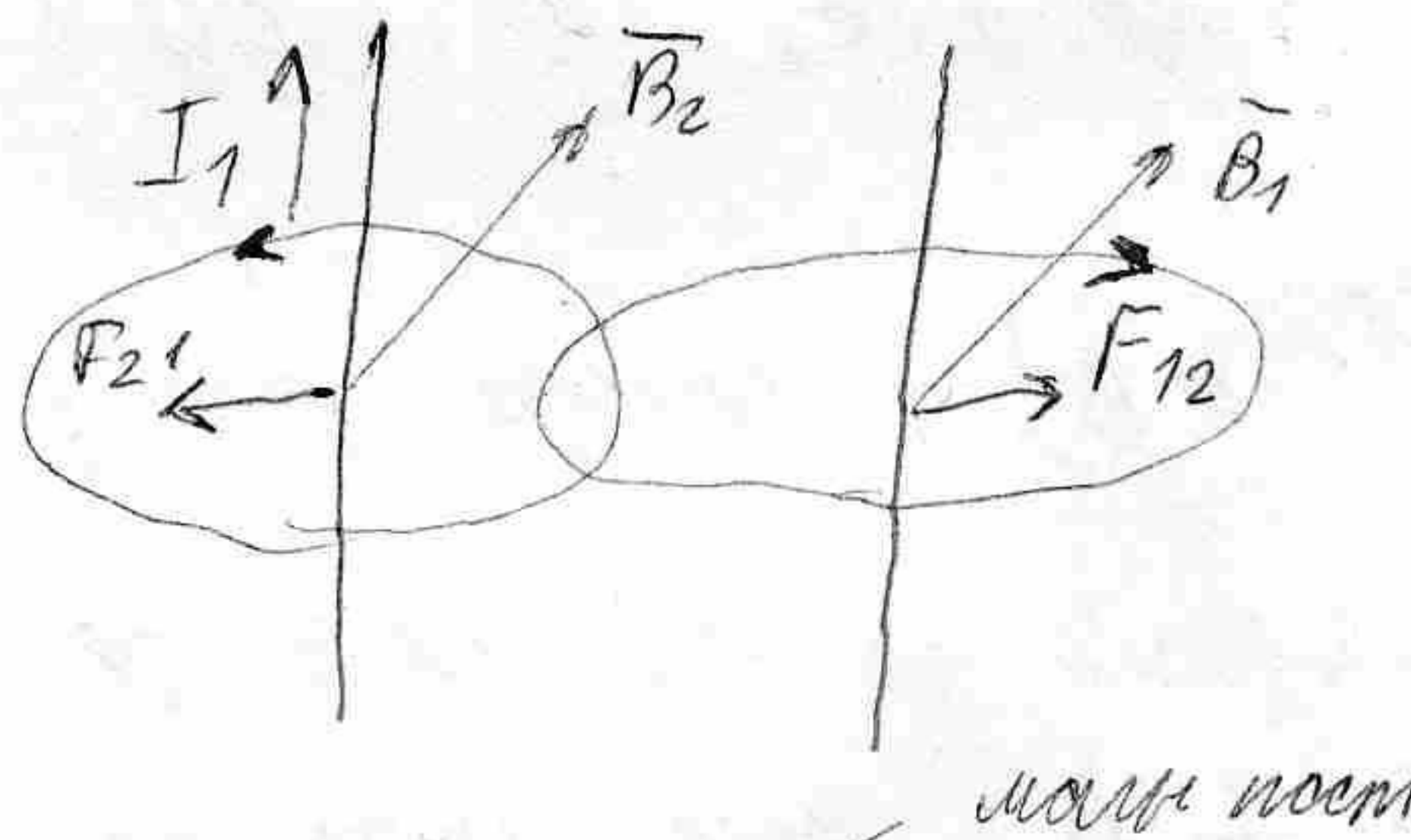
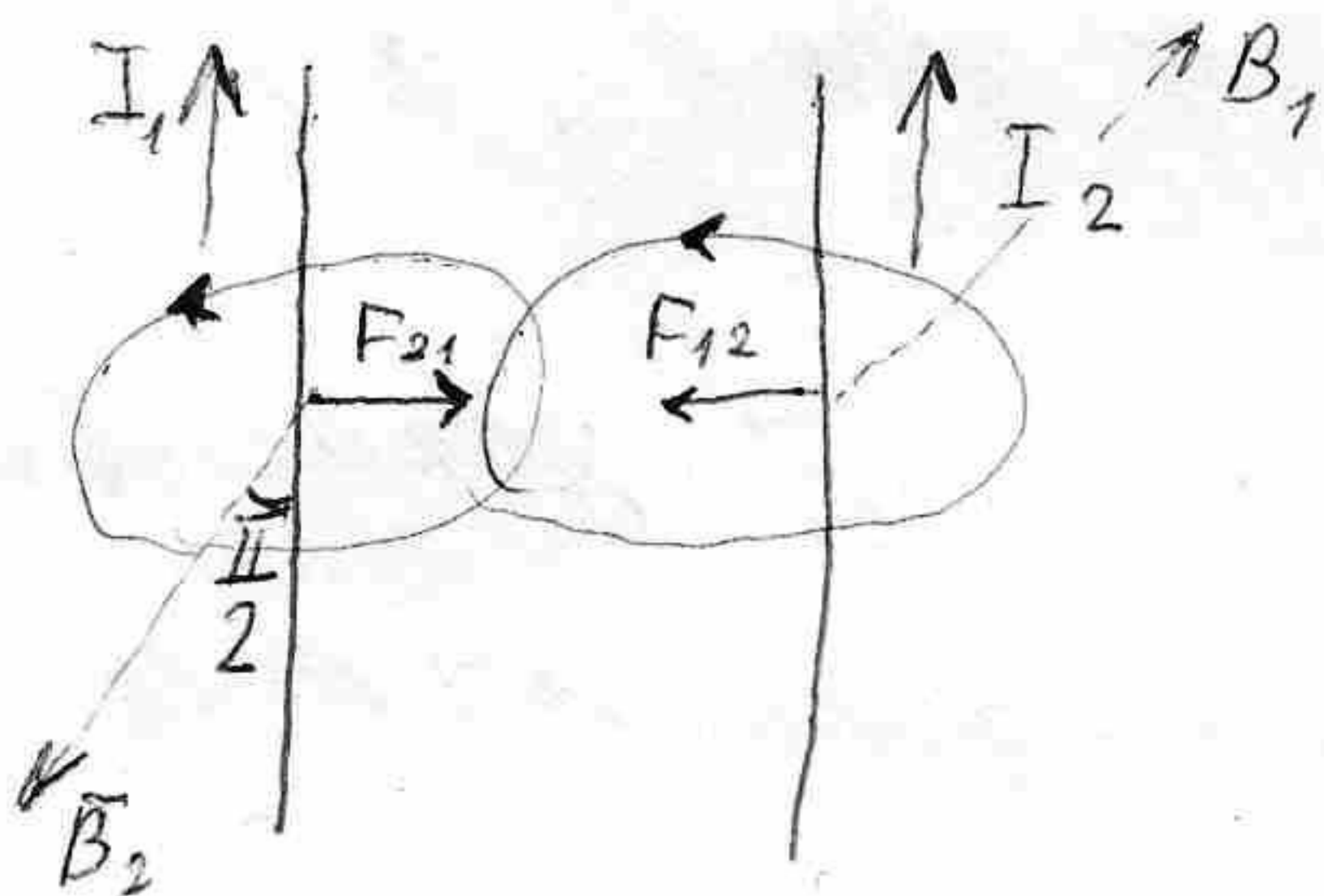
$$d\vec{F} = k I [d\vec{l} \times \vec{B}]$$

от СИ
коэф проп.
 $k = 10^{-7}$

$$d\vec{F} = \mu_0 I B dl \sin \alpha$$

угол между $d\vec{l}$ и \vec{B} .
Направление сила \perp к н-те, где $d\vec{l}$ и \vec{B} .
лев рук: \vec{B} в лад, пальцы по \vec{l} , \vec{F} - большой палец.

т.е. $\vec{F} \perp \vec{l}$ и \vec{B}



Индукция 1-го проводника в поле 2-го

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1}{R}$$

расст между пр.

$$F_{12} = I_2 B l = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1 I_2 l}{R}$$

Ампер - сила такого тока, кот протекает по длине метра проводника вызывая силу, действующую на его длину 10^{-7} Н/м.

Сила Лоренца

Маг поле дейст с нек силой на любой элемент в поле заряд. Сила, дейст на проводник - результирующая сил, дейст на движущиеся в нем носители тока.

На н-т тока дейст сила Ампера

$$d\vec{F} = [I d\vec{l} \times \vec{B}]$$

$$j = \frac{\Delta I}{\Delta S} \quad \vec{j} = q n_0 \vec{u}$$

$$\Delta I = j \cdot \Delta S = q n_0 u \Delta S$$

$$\Delta I d\vec{l} = q n_0 u S d\vec{l}$$

$$I d\vec{l} = (q n_0 S d\vec{l}) \vec{u}$$

зар носим тока n_0 u S d\vec{l} вект перемет

$d\vec{l}$ перпендикуляр \vec{u} .

$$d\vec{F} = q n_0 S d\vec{l} [\vec{u} \times \vec{B}] \quad | : n_0 S d\vec{l}$$

число носителей тока в рассматриваемом н-те проводника

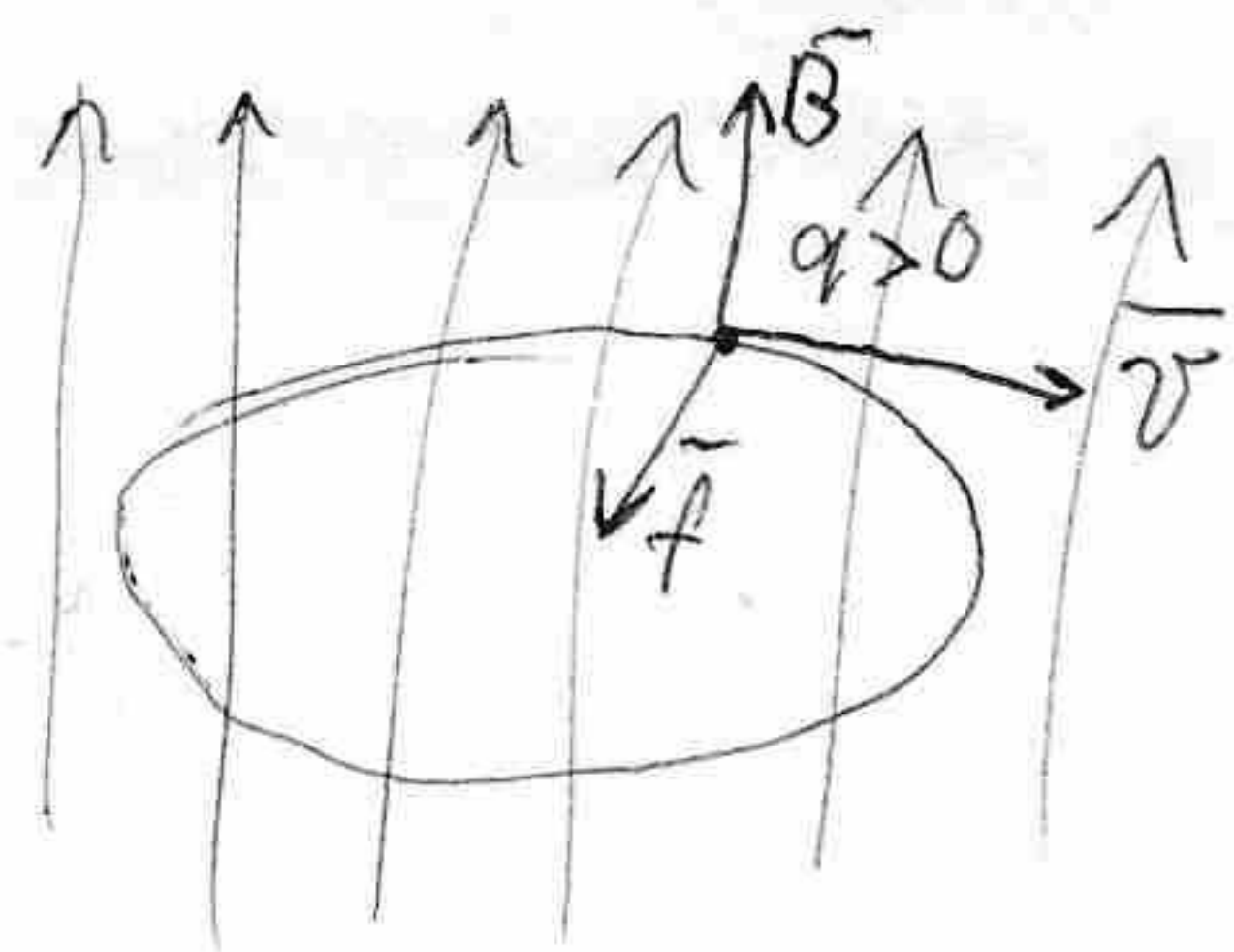
$\vec{F} = \frac{d\vec{F}}{n_0 S d\vec{l}} = q [\vec{u} \times \vec{B}]$ - сила Лоренца, дейст на всякий заряд, движущийся в магн поле.

$\vec{F} = q [\vec{v} \vec{B}]$ - сила Лоренца.

перпендикулярна скорости и силе Лоренца \Rightarrow Сила направлена по нормали к \vec{v} \rightarrow искривление траектории \rightarrow сила Лоренца не изменяет модуль скорости, только направление \rightarrow при движении заряда в магнитном поле его кинетическая энергия = const.

Работа Лоренца \perp малому перемещению $d\vec{l} = \vec{v} dt \rightarrow$ А сила Лоренца $= 0 \rightarrow$ кинетическая энергия = const
 Левая часть, правая - скорость, B в магн. / проб. поле

Движение заряда в магнитном поле



Малая точка с m и q движется в однородном магнитном поле $\vec{F}_{Лор}$

Пусть $\vec{v} \perp \vec{B}$ Приравняв силу к центростремительной $\vec{F}_{Лор} \rightarrow \perp \vec{B} \rightarrow$ траектория лежит в $\perp \vec{B}$

Сила Лоренца $\perp \vec{v}$ вызывает нормальное ускорение $a_n = v^2/R$
 $m a_n = F$ радиус кривизны

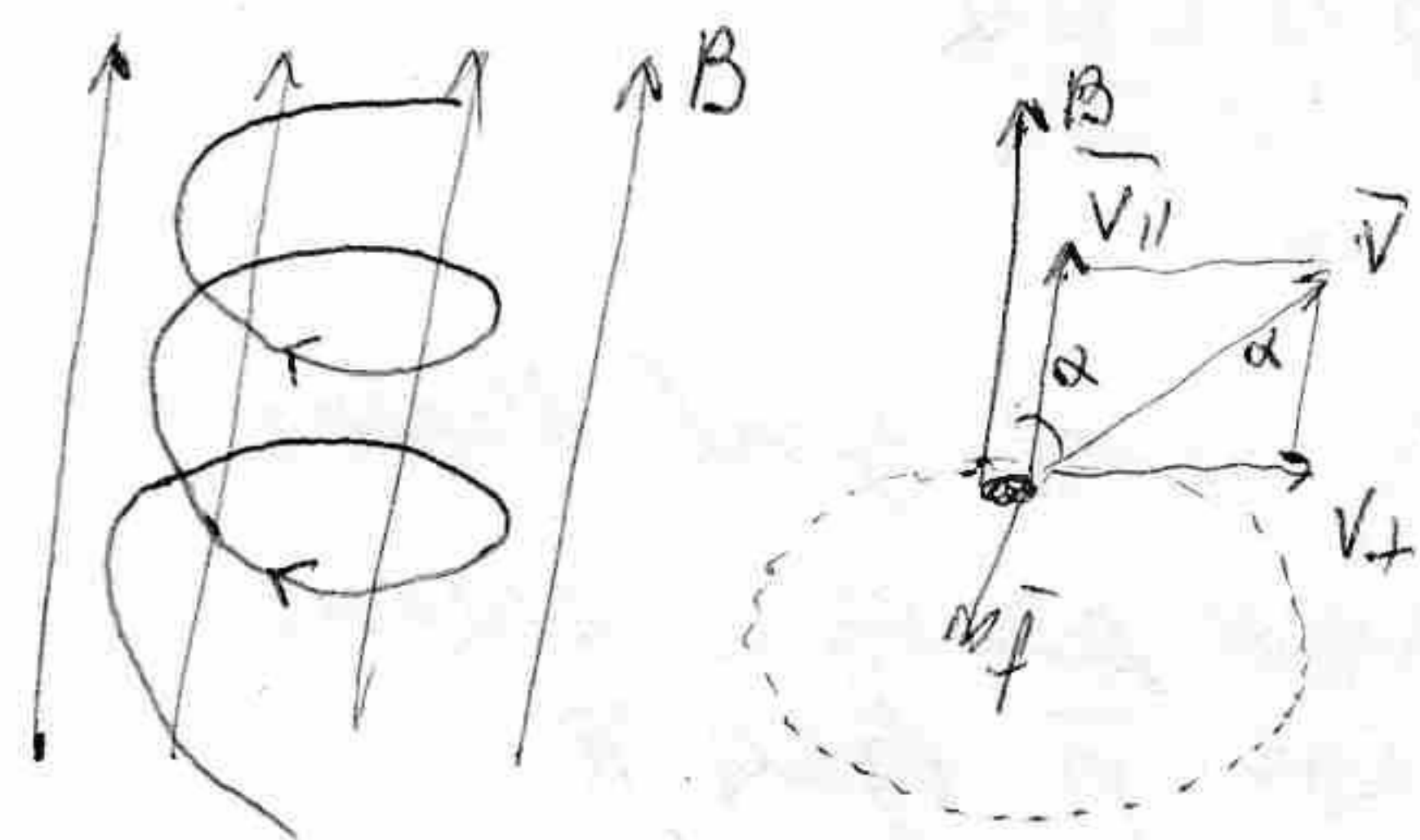
$m \cdot \frac{v^2}{R} = q v B$

$R = \frac{m v}{q B} = \text{const}$ при данном магнитном поле
 $\Rightarrow \text{const, m.k. поле однородное}$

$R = \text{const}$ - радиус кривизны орбиты \rightarrow траектория - окружность

Для зарядов разных знаков направление силы Лоренца противоположно \rightarrow направление траектории.
 Когда \vec{v} образует с \vec{B} угол α

Движение можно разложить на движение вдоль оси $\parallel B$ и движение \perp ей по окружности.



$\vec{F} = q v B \sin \alpha$

$B \perp v_{\perp} = v \sin \alpha$

$a_{n \perp} = \frac{v^2 \sin^2 \alpha}{R}$

$m \frac{v^2 \sin^2 \alpha}{R} = q v B \sin \alpha$

$R = \frac{m v \sin \alpha}{q B}$ - траектория лежит в $\perp B$ - окружности

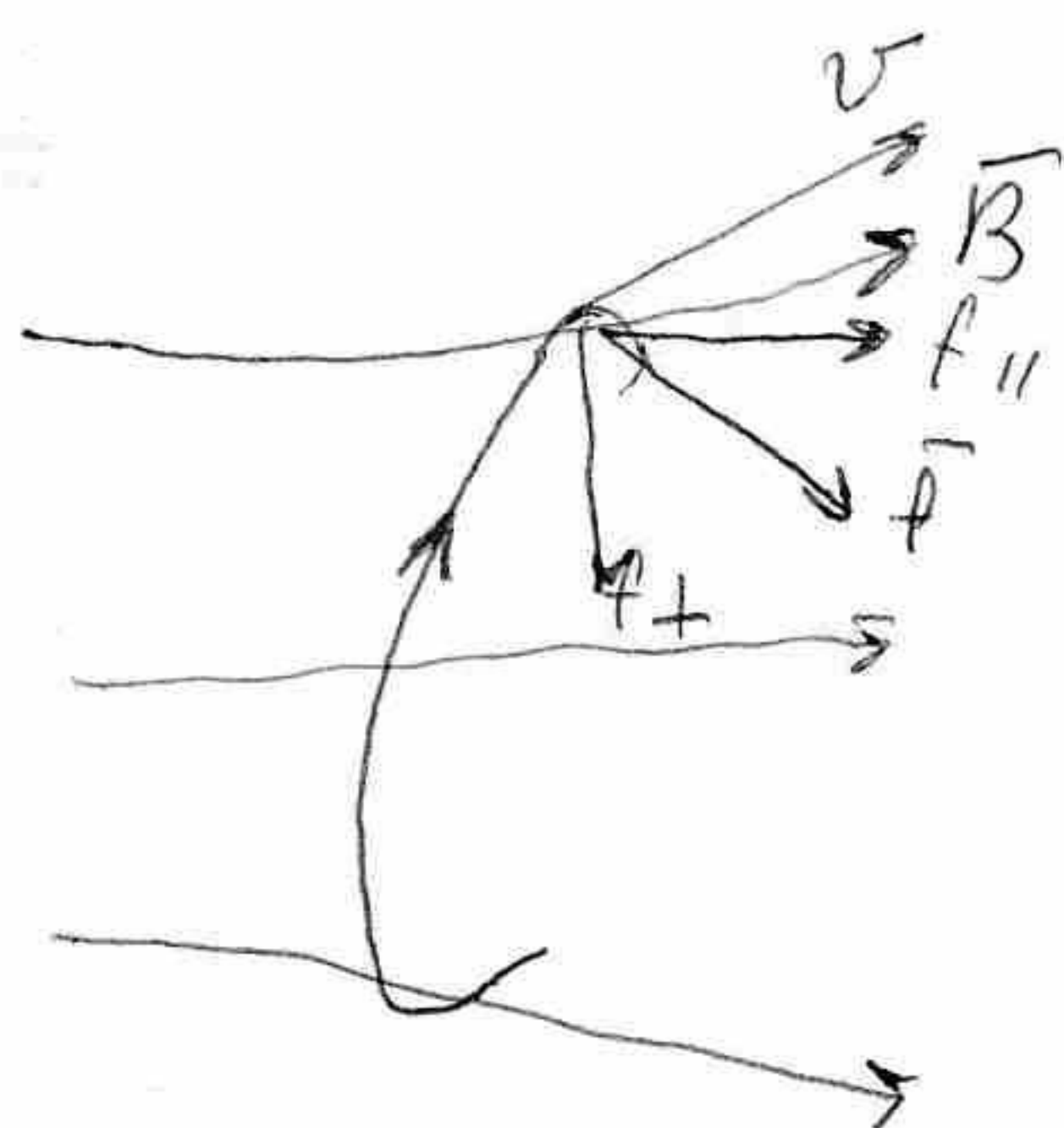
Движение вдоль B

$v_{\parallel} = v \cos \alpha$ - постоянная, поскольку сила Лоренца на это направление = 0

\rightarrow траектория результирующая движение винтовая

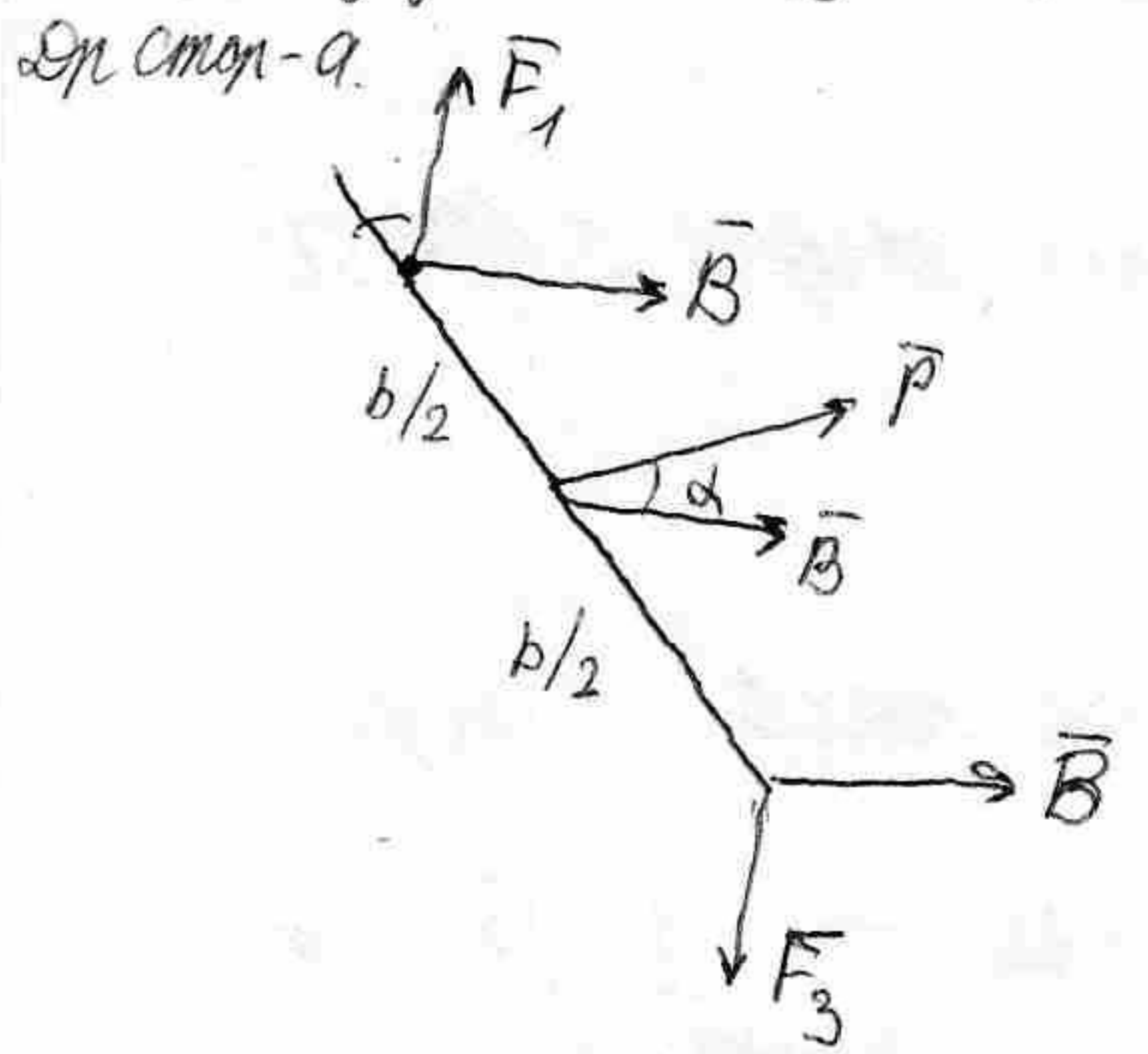
В неоднородном магнитном поле

Заряд имеет составляющую F_{\parallel} направленную в сторону убывания магнитного поля. Заряд будет выталкиваться в область более слабого поля.



Палка с током 2.

Для палки в маг. поле \vec{B} с углом α к оси \vec{B} , а маг. индукция \vec{B} образует с \vec{B} угол α .



$\vec{F} = [I \vec{l} \vec{B}]$ - сила Ампера $\neq I B dl \sin \alpha$ - модуль

$F_1 = F_3 = B I a \sin \frac{\pi}{2}$

$F_2 = B b I \sin(\frac{\pi}{2} - \alpha) = F_4 = B b I \sin(\frac{\pi}{2} + \alpha) = I b B \cos \alpha$

$\vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3 + \vec{F}_4 = 0$ (попарно параллельно) \rightarrow у. масс. равновесие.

Моменты сил от ос. z.

$\vec{M}_z = [\vec{r}_1; \vec{F}_1] + [\vec{r}_4; \vec{F}_4]$ сумм. сил, дейст. в n-ти + ос.

попарно-параллельно, протв. ос. в противоположных направлениях

M_{F_2} и $M_{F_4} = 0$, т.к. их $F_{2\perp} = F_{4\perp} = 0$ (лине. вдоль ос.)

$M_{F_1} = M_{F_3} = [r_{1\perp}; F_{1\perp}]$

Суммар. момент сил, дейст. на палку

$\vec{M} = 2 [r_{1\perp}; \vec{F}_1]$

$r_{1\perp} = \frac{b}{2}$

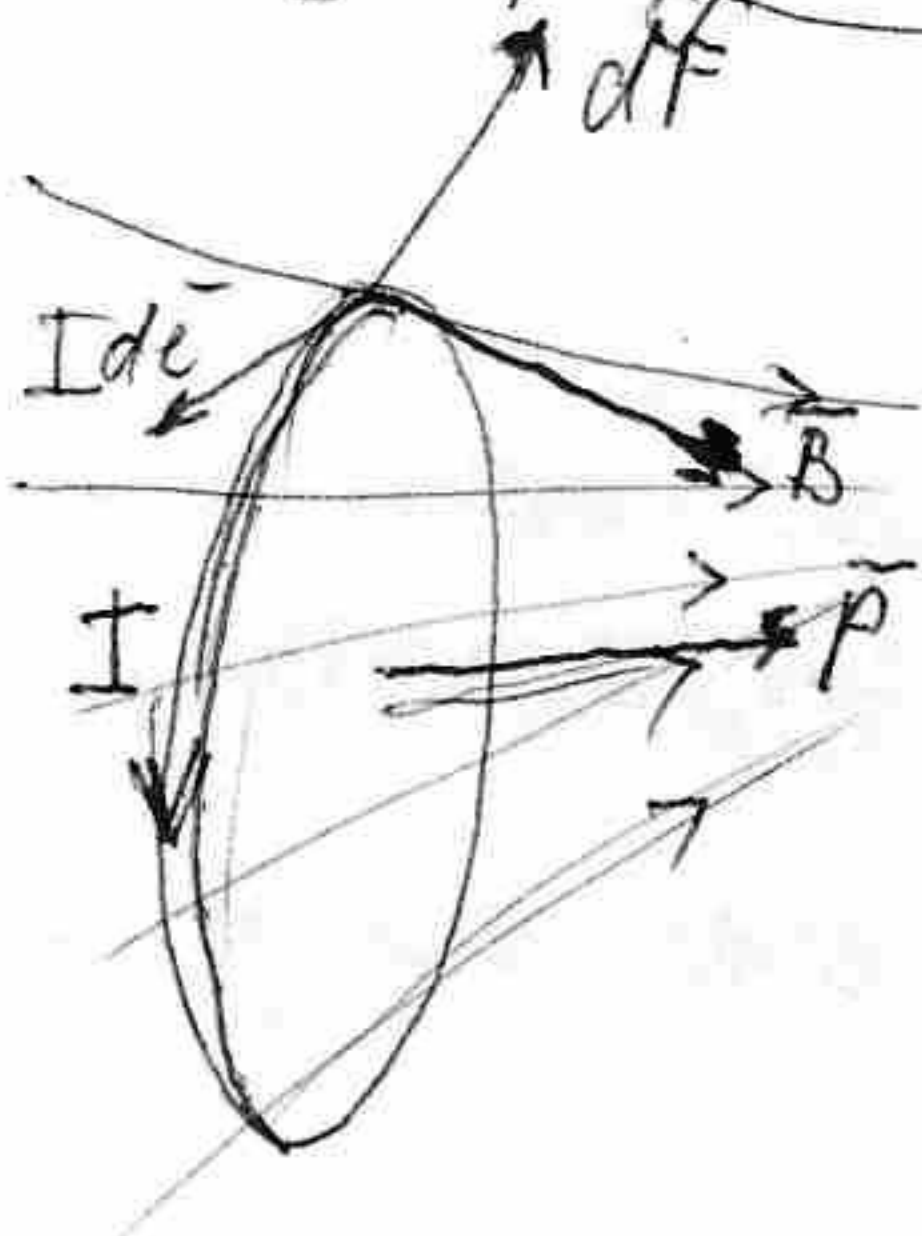
$\vec{M} = 2 \cdot \frac{b}{2} \cdot I a B \sin \alpha = I a b B \sin \alpha$

$p = I b$ - модуль маг. мом.

$\vec{M} = p B \sin \alpha$, направление след. прав. правил винта

$\vec{M}_z = [p \vec{B}]$ - направление поперек палки к полюсу \vec{B} , когда \vec{p} вдоль \vec{B} .

\vec{B} неоднород. маг. поле.



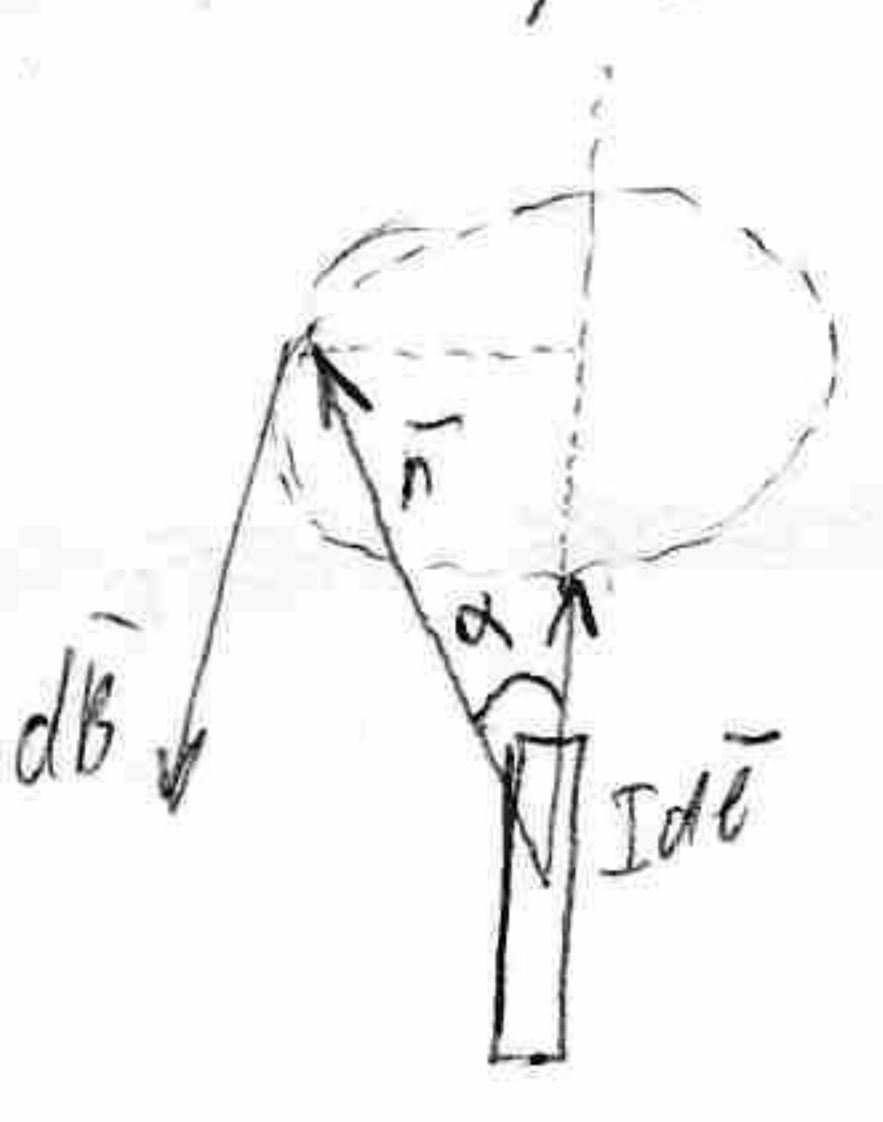
Линии силы поля направлены. Момент стремится повернуть \vec{p} в направлении \vec{B} , но результир. сила теперь отстает от \vec{B} . $d\vec{F}$ дадут \vec{F} , направл. в сторону возрастания поля. Маг. момент контура в направл. \vec{B} стягивает контур в обл. более сильн. поля. Аналогичн. диполь.

21) Маг поле эл-ма тока Закон Био-Савара. Маг поле определяется по формуле

Если известна геометрия в пр-ве токов, то можно расчитать \vec{B} поле по суперпозиции.

$B = \int d\vec{B}$ маг индукция отделимы эл-ма тока

B при две тока, создающиеся маг поле и зависит от расстояния до точки, в кот поле B .



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

- магнит индукция, создаваемая эл-ма ток длиной $d\vec{l}$.
радиус-вектор, проведенный из эл-ма тока $I d\vec{l}$ в точку r -la, где определяется $d\vec{B}$.

магнитная постоянная $4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$

$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I dl \sin\alpha}{r^2}$ - модуль $d\vec{B}$ между $I d\vec{l}$ и \vec{r} .

$d\vec{B}$ направ по прав винту.

Сравни с $\vec{E}_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \vec{r}$ Био-Саварас закон, т.к. эл-м ток замкнут.

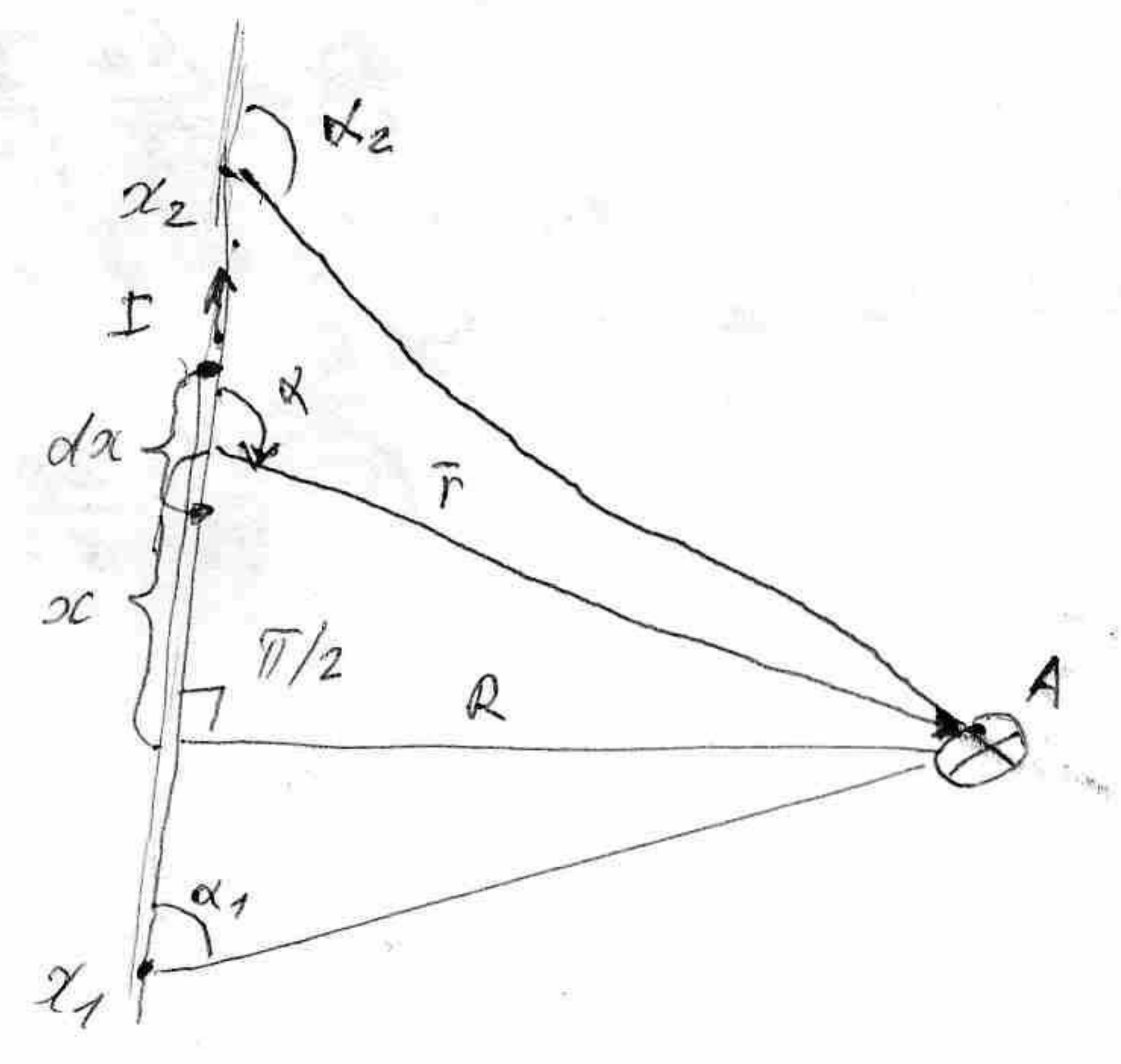
$d\vec{B}$ макс в $\alpha = \pi/2$

Точка прямого проводника

Ток течет по току проводу сечением ΔS . Расстояние от A , где угол α до проводника $= R$. Взять проводника ось Ox .

$d\vec{B}$, создаваемая отделимы эл-ма ток с длиной dx и длиной $dl = dx$.

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



По винту $d\vec{B}$ - за чертене \vec{B} -мудга на.

$B = \int dB = \int_{x_1}^{x_2} \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I \sin\alpha}{r^2} dx$

$x = R \cot\alpha \quad (\pi - \alpha) = -R \cot\alpha$

$dx = R \frac{d\alpha}{\sin^2\alpha}$

$r = \frac{R}{\sin(\pi - \alpha)} = \frac{R}{\sin\alpha}$

$B = \int dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin\alpha d\alpha = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} (\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2)$

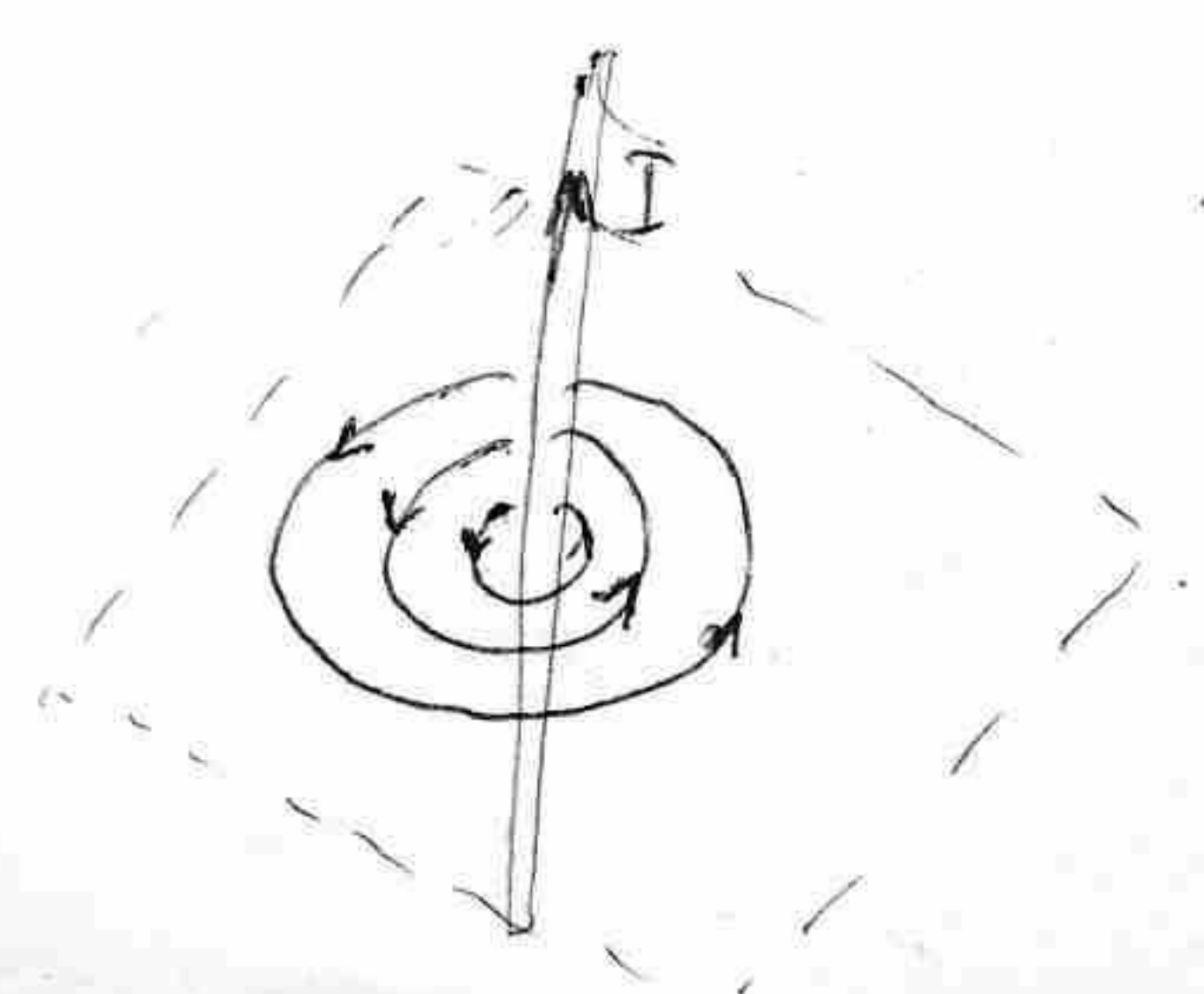
предельный угол α , когда участок начал проводника.

$B = \int dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{x_1}^{x_2} \frac{I \sin\alpha}{R^2} \frac{R}{\sin^2\alpha} dx = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin\alpha d\alpha = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} (\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2)$

$\alpha_1 \rightarrow 0 \quad \alpha_2 \rightarrow \pi$

$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{R}$

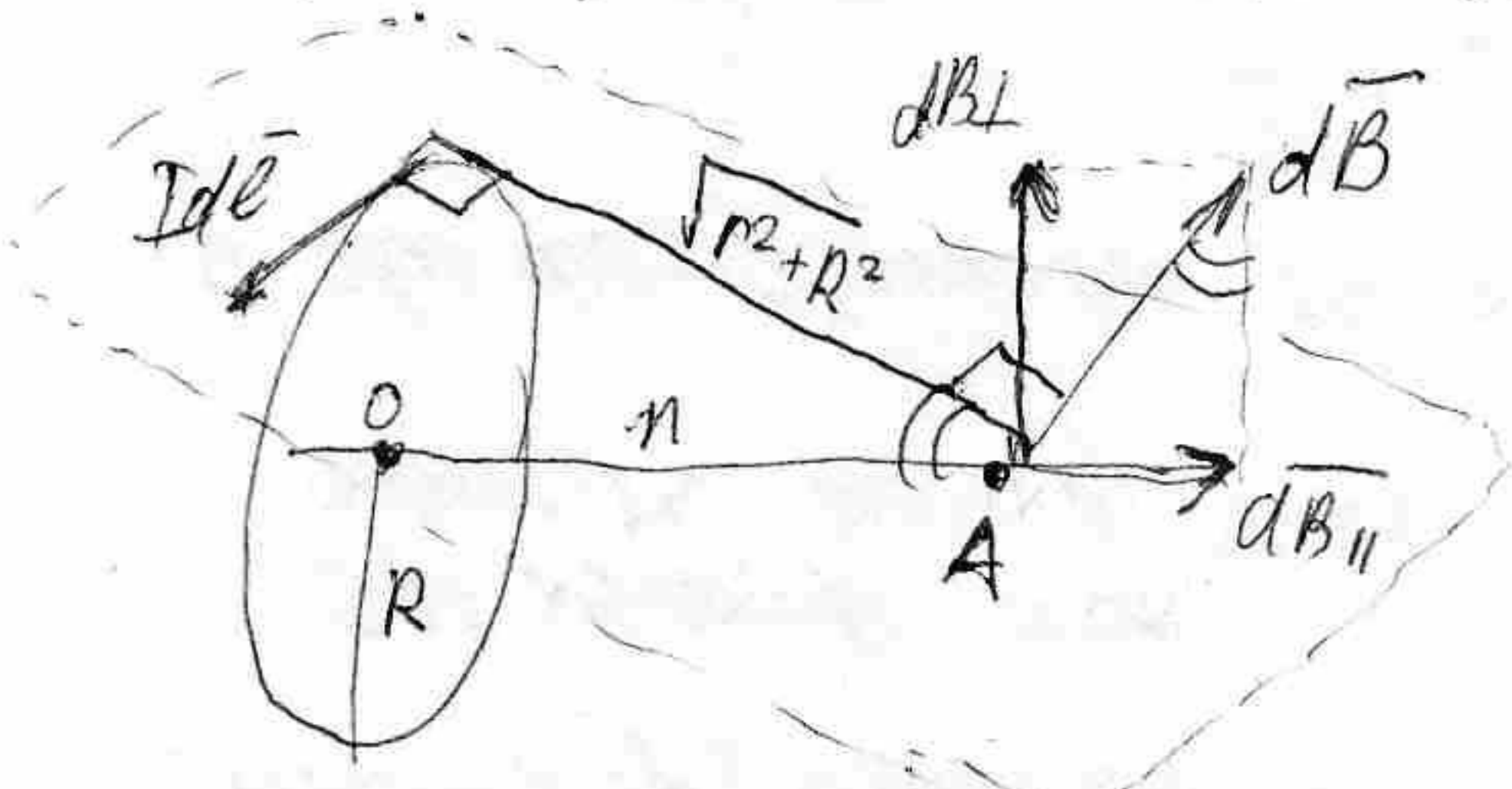
онс поле вблизи центра проводника уг замкнут полог концы разн, если проводник участок замкнут угалено.



Полное круговое поле в центре диска

$\rho = IS$, масса + м-ми концы и без с \vec{I} вектор

Кольцо с радиусом r и толщиной dr на оси концы. R - радиус диска, I - сила тока в кольце, r - расстояние от м-ми концы до м. А, где мы находимся



$d\vec{B}$, будет $I dl \vec{e}$ \perp м-ми, направлена через м-ми концы и от м-ми концы к м. А с помощью правила (sin $\alpha = 1$, $\alpha = \frac{\pi}{2}$)

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

Векторы $d\vec{B}$, будут все направлены к м-ми концы по кругу.

Умножим все на r : $d\vec{B} = dB_{\parallel} \vec{e}_{\parallel} + dB_{\perp} \vec{e}_{\perp}$

$d\vec{B}_{\perp}$ уйдет, т.е. взаимно перпендикулярны и взаимно компенсируются

\vec{B} определяется суммой только осевых компонент $d\vec{B}_{\parallel}$ (не $d\vec{B}_{\perp}$).

$$\frac{dB_{\parallel}}{dB} = \frac{R}{\sqrt{r^2 + R^2}} \quad dB_{\parallel} = dB \frac{R}{\sqrt{r^2 + R^2}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I R dl}{\sqrt{r^2 + R^2} \cdot (r^2 + R^2)}$$

$$B = \int dB_{\parallel} = \int_0^{2\pi R} \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I R dl}{(r^2 + R^2)^{3/2}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I R}{(r^2 + R^2)^{3/2}} \int_0^{2\pi R} dl = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I R}{(r^2 + R^2)^{3/2}} \cdot 2\pi R = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I\pi R^2}{(r^2 + R^2)^{3/2}}$$

$I\pi R^2 = p$ - магнитный момент диска

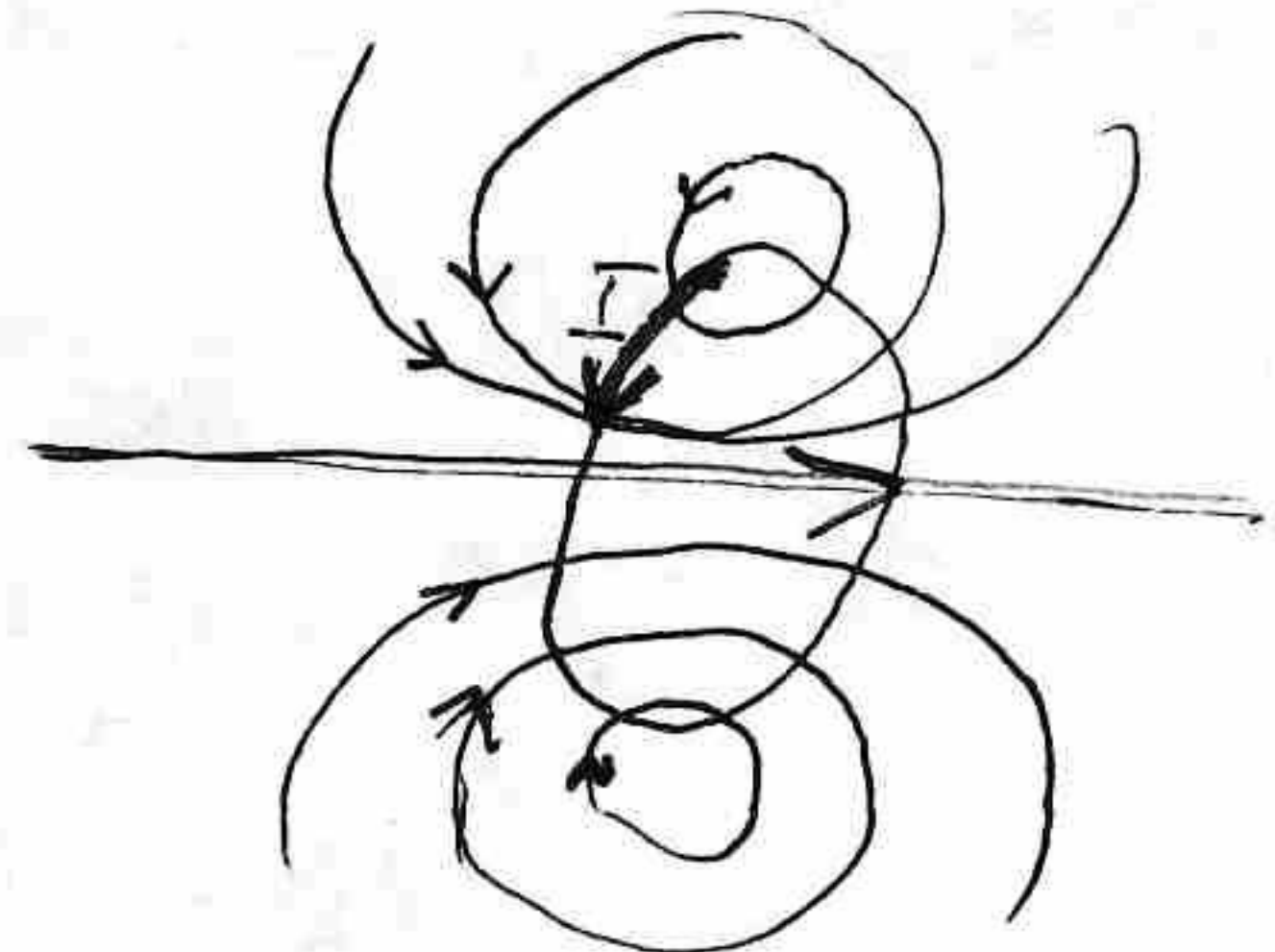
$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2p}{(r^2 + R^2)^{3/2}}$$

Полное поле в центре диска ($r=0$) и \downarrow с расстоянием. Для точек с $r \gg R$

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2p}{r^3}$$

(похоже на поле диполя)

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2p}{r^3}$$



22) Поток вектора магн индукции \vec{H} \vec{T} для вектора маг инд, тегма 0 циркулирующ маг инд. Маг инд поля соленоида.

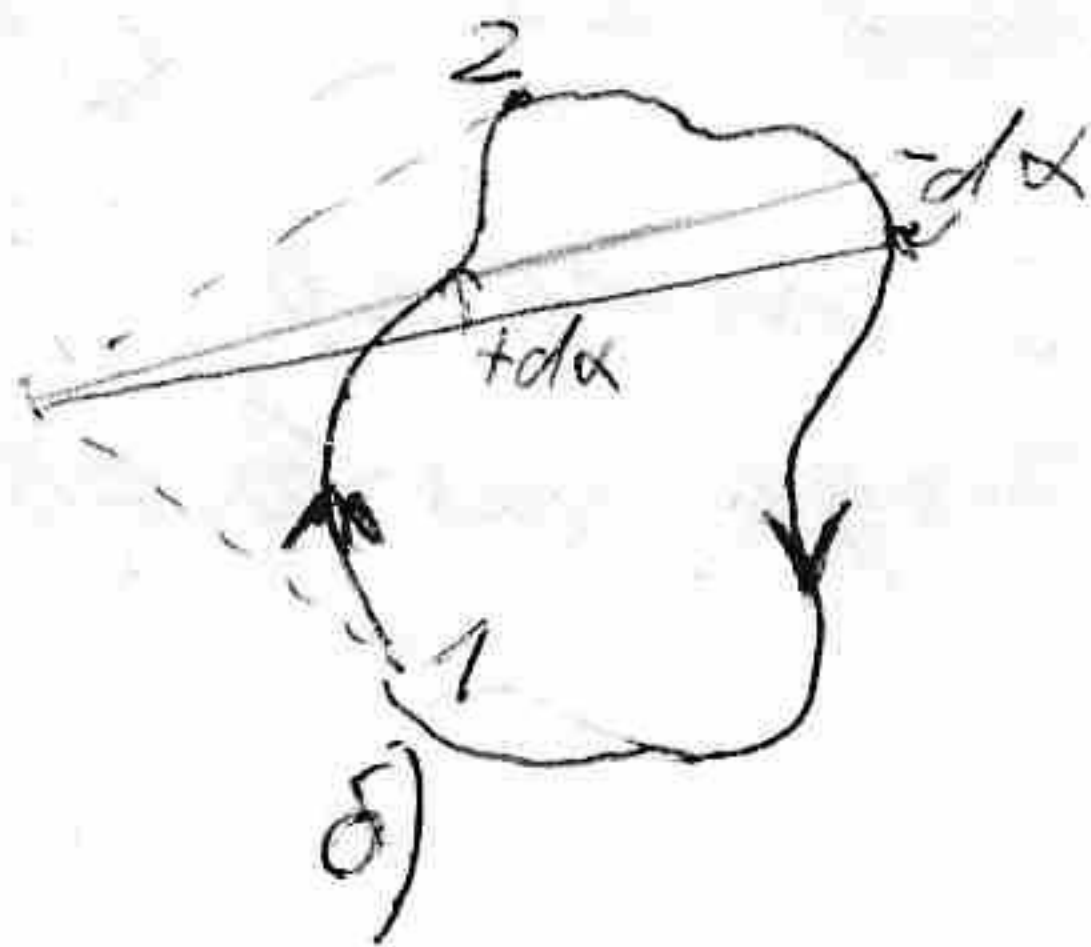
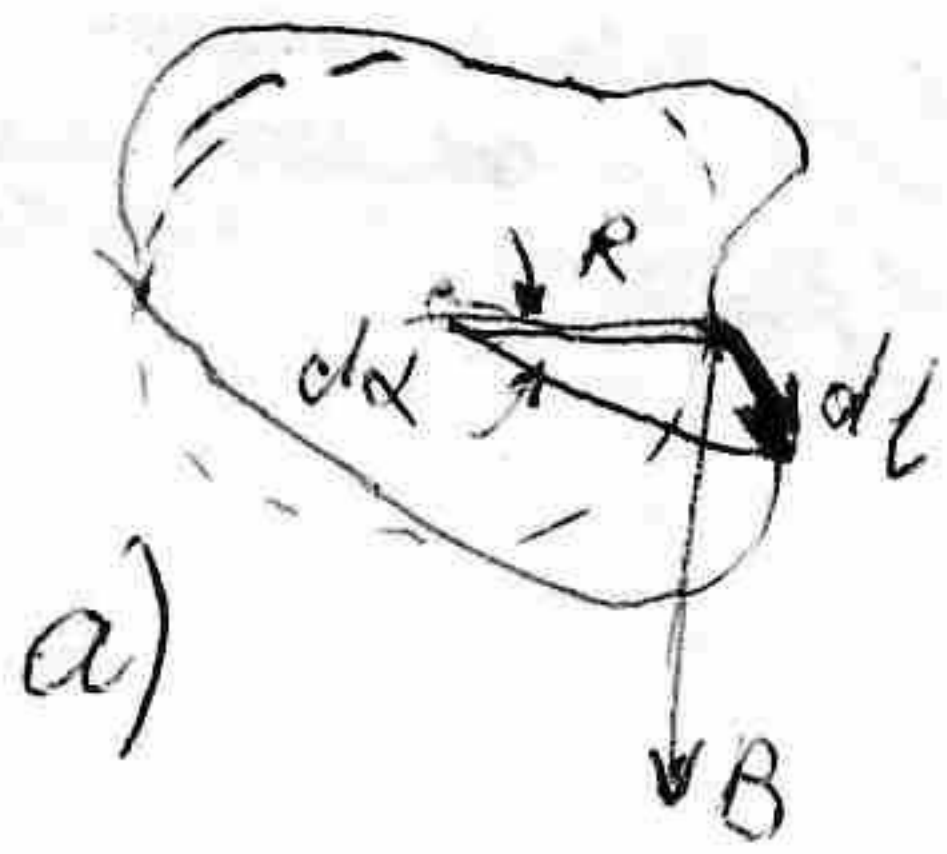
Поток маг инд через любую замк пов-ть = 0

$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$$

Циркулирующ маг инд по любой контуре L при алгебраической сумме токов, пересекающих пов-ть S , сориентированно этим контуром

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

ток за рисун. \otimes $\oint_L \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \int_S \vec{j} \cdot d\vec{S}$



В каждой точке контура \vec{B} направлен по кас к окружн, проходящ через эту точку

$$\vec{B} \cdot d\vec{l} = B dl \cos \alpha$$

$$d\alpha = R d\alpha$$

расчет пока до dl угол, на кот падает прямая при нормали на dl.

$$\vec{B} \cdot d\vec{l} = B dl \cos \alpha = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} \cdot R dx = \frac{\mu_0 I}{2\pi} dx$$

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \frac{\mu_0}{2\pi} \oint dx$$

При обходе по контуру, охват ток, прямая падает в 1 направлении $\oint dx = 2\pi$.
Если ток не обв контуром (b), то при падении охват в одну ст, затем в др $\oint dx = 0$.

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I \text{ ток, охватывающий контуром}$$

Токи, пересек пов-ть под остр \angle \oplus , под тупым \ominus Зорналь - по прав винту.
Если поток вект через замк пов-ть = 0, то в пов-ть вхолят только линии, сравно выхолят - линии магн инд.

Вне зарядов там поток магн = 0, в зарядовых линиях магн инд $\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} q$

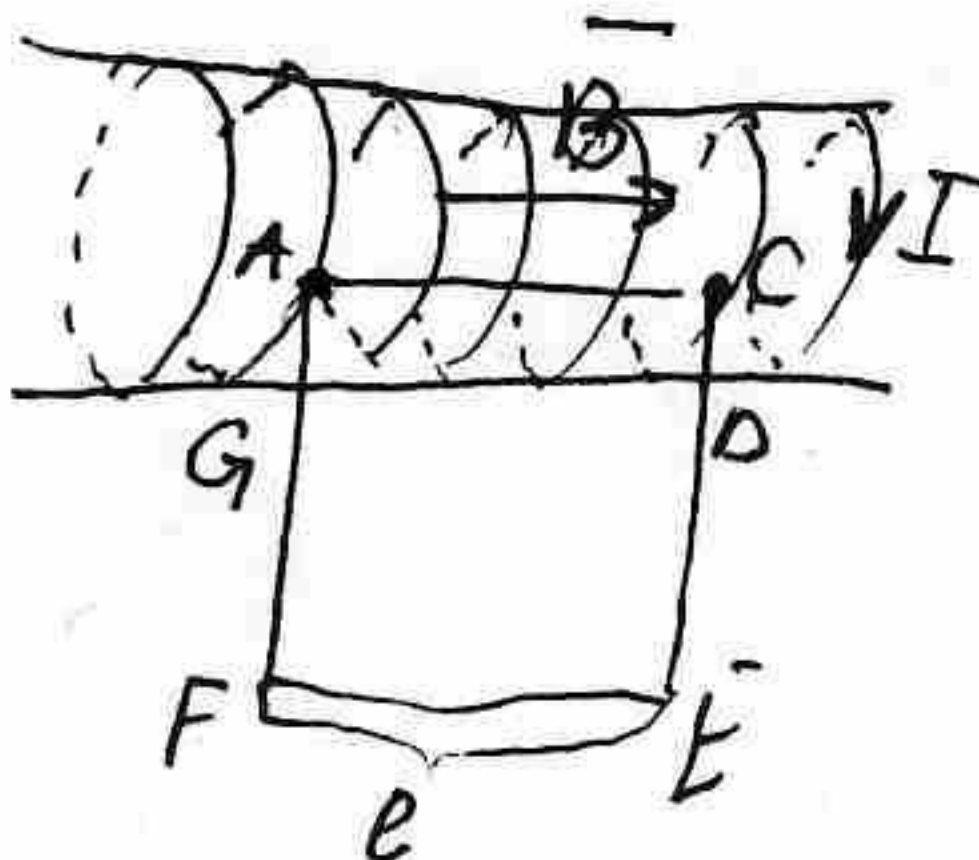
В пост маг поле поток = 0 через любую пов-ть \rightarrow маг инд везде непрерывны

В вект поле, у кот циркуляц = 0, нет замкнут магн вектора (напряженности в э-с)

Для индук отмы от 0 \rightarrow $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l}$ завис не только от положения нск и конек точек, но и от формы кривой \rightarrow непотенц поле.

Когда поле односторонне, можно выбрать контур, во все точки кот $B = \text{const} = B$.

Поле бесконечн длин соленоида.



Соленоид - бесконечн длин, охват плоск витков. Линии \vec{B} выходят вглубь от, поле вне со \rightarrow к 0. Контур - μ_0 ACEF, AC \parallel \vec{B} точка, где инд поле. $\vec{B} = 0$ (FGDE = 0, так как GA и CD \perp к \vec{B})
для всех участков кривы AC, $\vec{B} \cdot d\vec{l} = B dl$. Пов-ть контура пересек n \vec{B} витков.
 $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \int \vec{B} \cdot d\vec{l} = B \int dl = B l$. Пов-ть контура пересек n \vec{B} витков.
 $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I n l$
 $B l = \mu_0 I n l$
 $B = \mu_0 n I$ - B не завис от положения точки, т.е. поле внутри бесконечн соленоида однородно.

23) Магнитное св-ва в-ва. Намагничен в-ва. Вектор намагничен. Вект магнитное маг поля. Маг восприимч и прониц в-ва.

Вещные в-ва приводят к изм маг поля, т.к все тела под действо маг поля имеют маг св-ва - намагничив и сами создают маг поле.

$$\vec{B} = \underbrace{(\vec{B}_0)}_{\substack{\text{свободные} \\ \text{токами} \\ \text{в проводниках}}} + \underbrace{(\vec{B}')}_{\text{намагничен в-ва}}$$

В в-ве циркулирует микроскопич ток, при отсутств внеш маг поля ток ориентируется хаотич - маг поле $\vec{H}_0 = 0$ - в-во не проявляет маг св-ва. При наличии в-ва в маг поле, магнит моменты токов ориентируются вдоль поля \rightarrow каждая элементарная магнит ΔV в-ва имеет маг момент $\neq 0$ - резу-во намагничивается.

Вектор намагниченности - магнитный момент единицы объема в-ва.

$$\vec{J} = \sum_{\Delta V} \vec{p}_i^M \quad \left\langle \frac{A}{m} \right\rangle \quad \begin{matrix} \text{суммар маг} \\ \text{моменты токов} \\ \text{в } \Delta V \end{matrix} \quad \begin{matrix} \text{конц магнит} \\ \text{от магнит} \\ \text{магнит} \end{matrix}$$

Для магнитноадекватных магнетиков (воздух, пластик, баб-во тв) $\vec{J} \sim \vec{B}$

Напряженность маг поля

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \quad \left\langle \frac{A}{m} \right\rangle$$

$$\vec{J} = \chi \vec{H}$$

χ завис от в-ва и сост в-ва - магнитная восприимчивость

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

$\mu = 1 + \chi$ - относительная магнитная проницаемость

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

\vec{B} и \vec{H} коллинеарны - линии векторов сонаправлены по форме, но разны по числу. Лин \vec{B} везде непрерыв, а \vec{H} - только в однород среде. ($\mu = const$)

Вне в-ва $\vec{J} = 0$

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

Если однородный магнетик целиком заложит в в-во, огранич линиями индукции, то любой точке магнетика

$$\vec{H} = \frac{(\vec{B}_0)}{\mu_0} \quad \begin{matrix} \vec{B}_0 \text{ создаваемая только токами} \\ \text{в проводниках} \\ \text{т.е. поля при отсутств магнетика} \end{matrix}$$

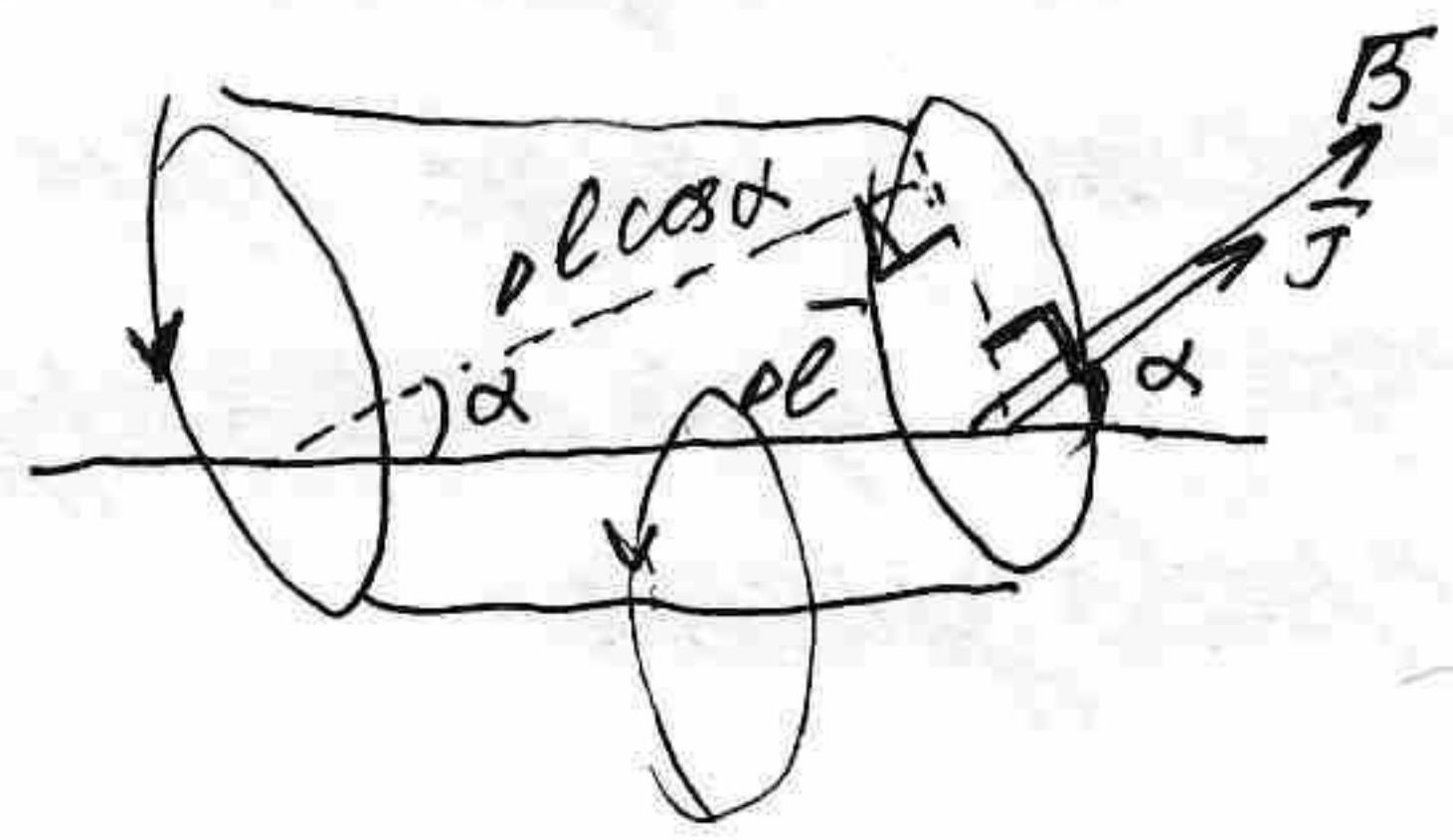
$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} = \mu_0 \mu \frac{B_0}{\mu_0} = \mu B_0$$

\vec{B} внутри в-ва в μ раз > маг инд поля, существующего в той же точке при отсут в-ва

24) Гипотеза Айнера, теорема о палках тока. О циркуляру вектора магнитс маг пале.

В вакууме циркулируют микроскопич ток - молекуляр ток. При отсутств внеш маг пале мал ток частиче движит - суммарн ток = 0 - макроскопич ток св перт.
 Есть пале - молекуляр ток движит и взаимодейств каппелс др др.

Пусть S границ контура L. Вклад в пале молекуляр ток I^m дадут маг ток, кот охват лимит конт L. Разобьем L на участки, посчит, какой вклад ΔI^m в ток I^m дают молекуляр ток, охват один из таких элем Δl контура. Этот элем охват только те ток, у кот линия внутр контура.



по $\oint \Delta l \cos \alpha$ - угол между Δl и J .

магнитс молекуляр ток сит маг тока

$$\Delta I^m = \oint \rho^m \Delta l \cos \alpha - \text{вклад } \Delta l \text{ в } I^m$$

$$i_s = \rho^m \quad \text{по } \rho^m = J \quad J \cos \alpha = J_e$$

$$\Delta I^m = J_e \Delta l$$

$$I^m = \oint J_e dl$$

Палочный молекулярный ток I^m по контуру, ограниченному L ток I^m по пале $S =$ циркуляру вект магнитс маг пале. В микроскопич токках поверстности все мал ток имеют одну направл. образуя макроскопич поверстности молекулярный ток - пале обтекаемая упорядоченными мал токками.

$$\vec{j}^m = J_e$$

Поверстности маг ток всегда сопутств магнитс маг пале, обтекаемые могут возн только в неоднород магнитс маг пале.

$$\oint_L B_e dl = \mu_0 \int_S \vec{j}_n dS$$

галсмы быть учтены все ток - и в пролог и молекуляр.

$$\oint_L B_e dl = \mu_0 \left(\sum_k I_k + I^m \right) = \mu_0 \left(\sum_k I_k + \oint_L J_e dl \right)$$

$$\oint_L (B_e - J_e \mu_0) dl = \mu_0 \sum I_k$$

$$\oint_L \left(\frac{B_e}{\mu_0} - J_e \right) dl = \sum I_k$$

$$\vec{H} = \frac{B_e}{\mu_0} - J_e$$

$$\oint_L H_e dl = \sum_k I_k \quad \text{— теорема о циркуляру вект магнитс маг пале}$$

$$\oint_L H_e dl = \int_S \vec{j}_n dS$$

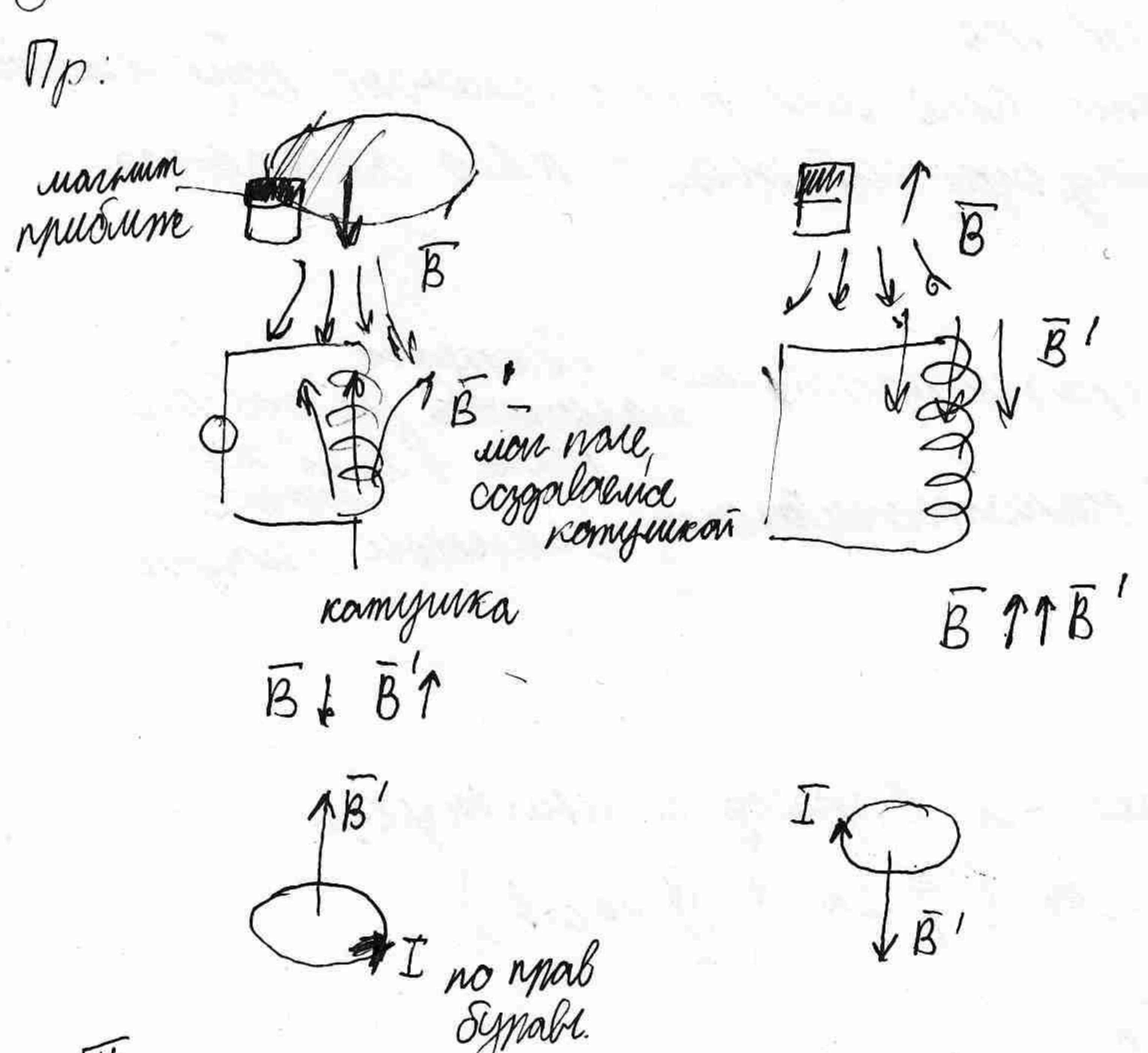
25) Электродинамика индукция. Закон Фарадея для э.м. индукции. Правило Ленца

Электродинамика индукция - при изменении потока Φ магнитной индукции \vec{B} через S , грани замкнутого проводника, в проводнике возникает ЭДС, равная взятой с обратным знаком скорости изменения потока

$$\mathcal{E} = - \frac{d\Phi}{dt} \quad \text{— закон Фарадея}$$

Поток $\Phi = \int \vec{B} \cdot d\vec{S}$ э.м. потока магн индукции — $\langle 1 \text{ Вб} = 1 \text{ Тл} \cdot 1 \text{ м}^2 \rangle$
 $\Phi = \int \vec{B} \cdot d\vec{S}$ изменяется, если меняется проводник находящаяся в переменном магнитном поле. В постоянном поле э.м. индукции может возникнуть при движении проводника (в неоднородном — при повороте, в однородном — при перемещении).
 Φ может измениться за счет изменения S — деформация проводника.
 Φ знак зависит от выбора \vec{n} , \mathcal{E} — направление обхода.

Правило Ленца: индукционный ток направлен так, чтобы своим действием препятствовать причине, его вызвавшей.



Токи Фуко — вихревые индукционные токи, возникающие в проводниках при изменении прониц. их магн. поля.
 В соотв. с правилом Ленца они всегда направлены, чтобы противостоять причине их вызывающей.

Природа э.м. индукции
 1) Контуры движутся в пост. магн. поле, + рис. Если один перемычка вправо, с v , то на q электронах будет действовать сила Лоренца $\vec{F} = q[\vec{v}; \vec{B}]$ и они пойдут по перемычке вниз, а индукционный ток потечет \uparrow . Этот ток создаст э.м. поле, возмущающее магн. и восстанавливающее участки. Сила Лор. здесь сторонняя, ей соответствует $\mathcal{E} = [v; B]$ и циркуляция кот. дает

$$\mathcal{E} = - vBl$$

v — скорость перемещения контура $(\frac{dS}{dt})$

$$vBl = \ominus B \frac{dS}{dt} = - \frac{d\Phi}{dt} \quad \mathcal{E} = - \frac{d\Phi}{dt}$$

Работа сил Лор.
 $A = F_e \cdot l = qvBl \sin \alpha$
 $\mathcal{E} = \frac{A}{q} = vBl \sin \alpha$

2) Контуры покоятся в пост. магн. поле. Изменим S магн. поле \rightarrow э.м. индукция.
 $\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \frac{d\Phi}{dt} \quad \mathcal{E} = - \frac{d\Phi}{dt}$

26) Самоиндукция. Индуктивность. Энергия самоиндукции соленоида. Мал энер катушка. Плотность энергии мал.

Замкнут проводник с током перенос в пр-ве маг поле.

$$\Phi = LI$$

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\vec{e}r}{r^3} \quad \vec{B} = \int d\vec{B} \Rightarrow B \sim I \quad \Phi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \Rightarrow \Phi \sim I$$

L - индуктивность проводника, завис от geom св-в проводника и положения и св-в магнетиков в окр пр-ве. $\langle \Gamma_H \rangle = \frac{\langle B \cdot \delta \rangle}{\langle A \cdot \delta \rangle}$

Если I в проводнике изменяется со временем, то будет изм $\Phi \rightarrow$ возникнет ЭДС по зак эл маг инд $\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt}$

Самоиндукция - возникновение ЭДС в проводнике вследствие изменения тока в самом проводнике.

$$\mathcal{E}_{сам} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{dLI}{dt} = -L \frac{dI}{dt} - I \frac{dL}{dt}$$

Если L = const (провод не мнм суживать, нет магнитопроводов магнетиков)

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

Большой L облад катушки из проводников (соленоид) ЭДС, индуцирующиеся в отделе витках направлены действ в 1-ю направ и при выхвате токной $\mathcal{E}_{сам}$ складываются

l - длина соленоида, S - площ попер сеч, n - число витков на ед длины солен.

$$L = \frac{\Phi}{I} \text{ - поток через пов-ть, огранич проводником соленоида.}$$

$$\Phi = \sum_i \Phi_i \text{ - поток ч/з пов-ти } S_i, \text{ ограниченные отдельными витками.}$$

\vec{B}_i сонапр с $\vec{B} \Rightarrow$ все Φ_i положит.

Если соленоид заполнен однородным магнетиком с μ прониц маг,

$$B = \mu_0 n I$$

$$\Phi_i = B S = \mu_0 n I S = \mu B_0 S = \mu \underbrace{\mu_0 n I}_{B_0} S$$

$$\vec{B} = \mu \vec{B}_0$$

изм поля, созд только токами в пр-де

Полный поток через $N = nl$ витков соленоида

$$\Phi = N \Phi_i = nl \cdot \mu \mu_0 n I S \quad | : I$$

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

Цепь сост из источника пост тока, сопротив, катушки с L, в кот течет ток I. Пусть исток внезапно удаляется из цепи (действ второго сил прекращаю.), но цепь замкнута. Из-за $\mathcal{E}_{сам}$ ток исчез не сразу. Причина $\mathcal{E}_{сам}$ - убыв силы тока \rightarrow $\mathcal{E}_{сам}$ препятств убыванию силы тока по закону. В проц убыв тока стор силы соверш работу над носителями тока.

$$\mathcal{E}_{12} = \frac{A_{12}^{ом}}{q}$$

$$dA = \mathcal{E}_{сам} dq$$

$$dq = I dt \text{ - зар, протекши за } dt$$

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

$$dA = -L \frac{dI}{dt} \cdot I dt$$

$$A = \int -LI dI = \frac{LI^2}{2}$$

По закону сохр эн

A = W, кот обладает катушка токном

$$W = \frac{LI^2}{2}$$

эту энергию следует приписать маг полю соленоида. Пусть солен длин, поле внутри него и однородно $B = \mu_0 n I$, если заполнен магнетиком $B = \mu_0 \mu n I \quad I = \frac{B}{\mu_0 \mu n}$

$$W_{мг} = \frac{LI^2}{2} = \frac{\mu_0 \mu n^2 S l \cdot B^2}{2 \mu_0^2 \mu^2 n^2} = \frac{S l B^2}{2 \mu_0 \mu} = \frac{B^2}{2 \mu_0 \mu} V \quad | : V$$

W - энергия единицы объема, плотность $L = \mu_0 \mu n^2 S l$

$$W = \frac{B^2}{2 \mu_0 \mu} = \frac{\mu^2 \mu_0^2 n^2}{2 \mu_0 \mu} = \frac{\mu}{2} \mu_0 n^2 = \frac{B \mu}{2}$$

27) Квазистациональный ток. Термины ток. Закон Ома для э-тов переменного тока. Амплитудные и фазовые соотношения. Индуктив и емкостные сопротивления. Вектор диагр.

Переменный ток - сила и направление протекающей зависит от времени. Сила может быть разной в отдельных участках неразветвл цепи. Это связано с тем, что скорость распространения э поля в цепи конечна (близка к c)

Пусть ЭДС мен скачки от ϵ_1 до ϵ_2 . Ток, соответств. ндому значению ЭДС установ через $T = \frac{l}{c}$

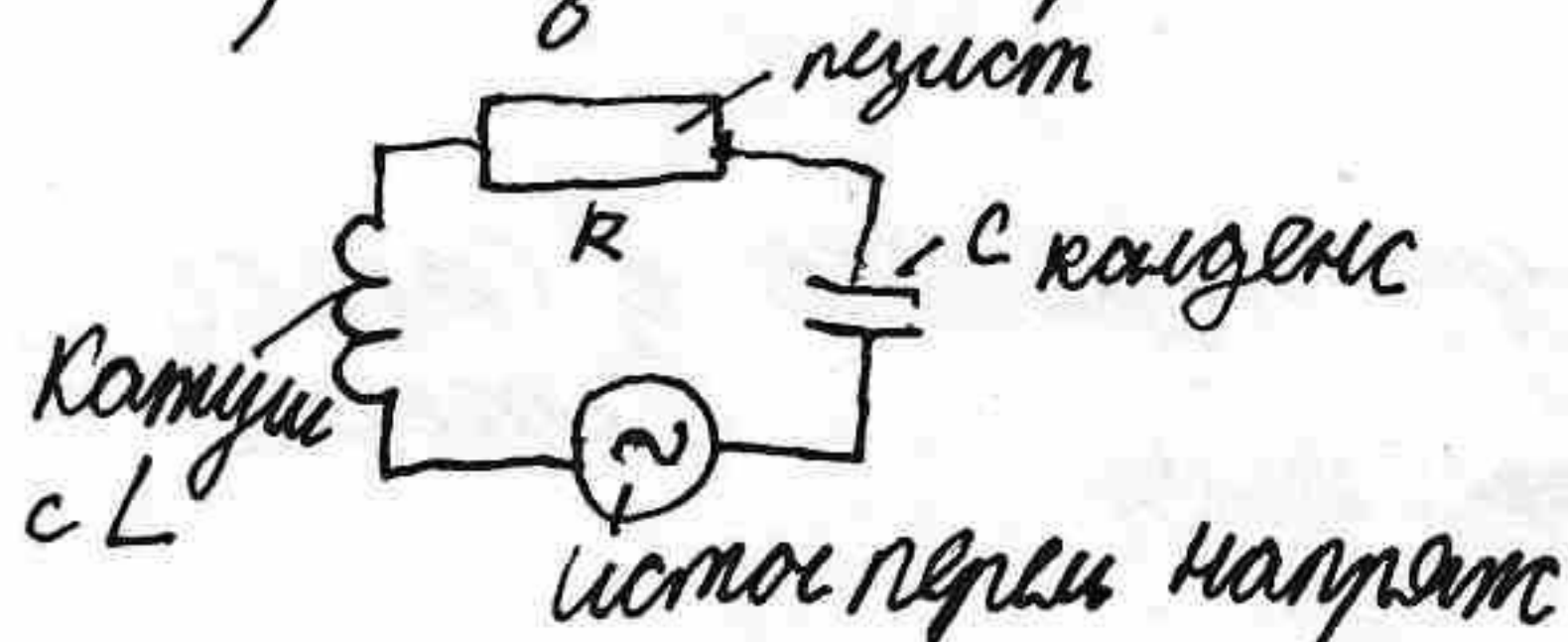
Пусть ЭДС мен непрерывн. Если длина достаточно мала, то в мнмвен ЭДС успевае установиться соответствующий стау ток и процесс в цепи - последств чередование пост токов $\Rightarrow I, U$ в каждый момент времени подчиняеи законам непрерывности пост тока. Пр, I одинакова во всех сечениях проводника.

$T \gg \frac{l}{c}$ - время изменения э величин значит превышает время установления тока.

Переменный ток

1) может течь по замкнутой цепи (конденс)

2) в цепи переменного тока возникла ЭДС сам.



$$IR = \underbrace{\varphi_1 - \varphi_2}_{-U_C \text{ между обклад}} + \underbrace{\sum \epsilon_k}_{\epsilon_{сам} + \epsilon(t)}$$

$$U_L = -\epsilon_{сам}$$

$U_R + U_L + U_C = \epsilon(t)$ - сумма напряжений на всех участках контура = действующему в контуре ϵ .

По U не $\sim I$, кроме U_R - напр на резисторе.

$$U_R = RI \quad U_L = -\epsilon_{сам} = L \frac{dI}{dt} \quad U_C = \frac{q}{C}$$

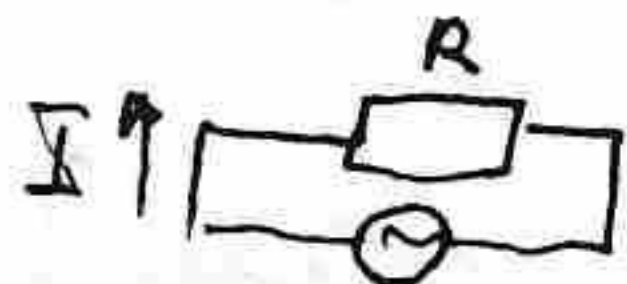
$$L \frac{dI}{dt} + RI + \frac{q}{C} = \epsilon(t)$$

$$I = \frac{dq}{dt} \quad \frac{dI}{dt} = \frac{d^2q}{dt^2}$$

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = \epsilon(t)$$

$I = I_0 \sin(\omega t + \varphi)$ - перемен ток измен по закону гарм колеб

1) Ом для цепи с R.

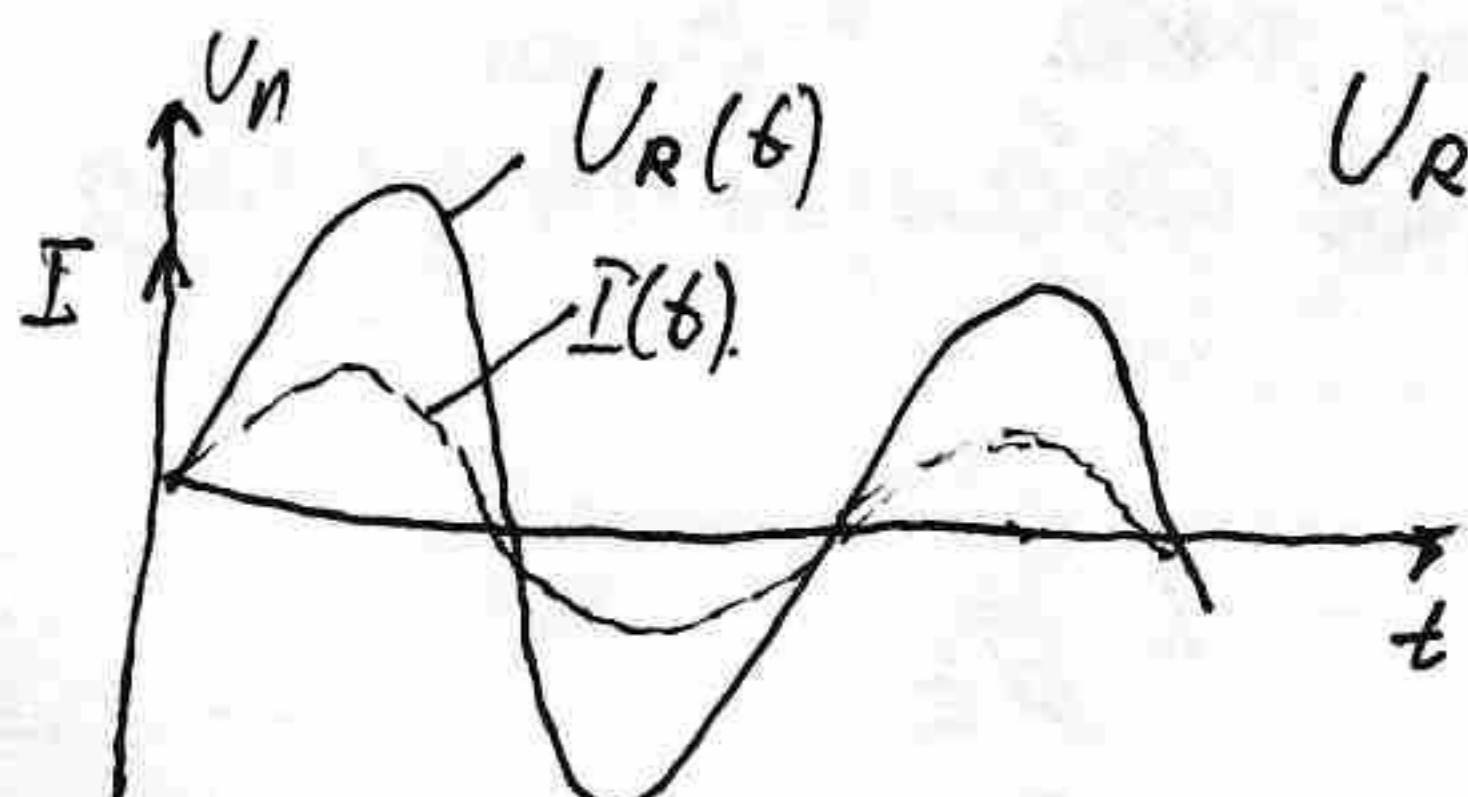


$$I = I_0 \sin \omega t$$

$$U_R(t) = R I(t) = R I_0 \sin \omega t$$

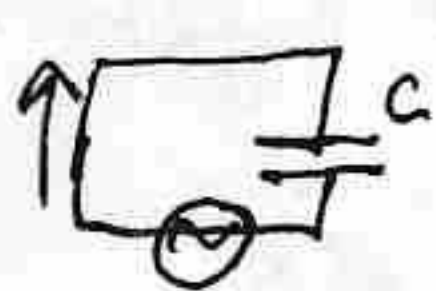
U_R совпадает гарм колеб с той же частотой и фазой, что и I .

$$U_{R0} = I_0 \cdot R \quad U_0, I_0 - \text{амплитуды значений}$$



синфазны.

2) Закон Ом для цепи с емкостью C



$$U_C = \frac{q}{C} \quad I = \frac{dq}{dt} \quad dq = I dt$$

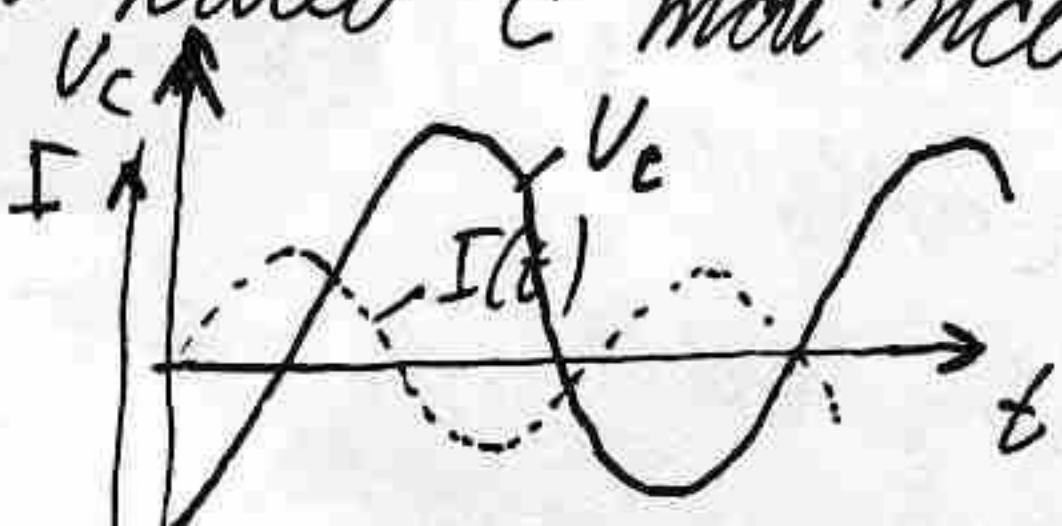
$$q = \int I dt = \int I_0 \sin \omega t dt = -\frac{I_0}{\omega} \cos \omega t = \frac{I_0}{\omega} \sin(\omega t - \frac{\pi}{2})$$

$q_0 = \frac{I_0}{\omega} \sin(\omega t - \frac{\pi}{2})$ (сумма = 0, изменение перемен ток)

$U_C = \frac{I_0}{\omega C} \sin(\omega t - \frac{\pi}{2})$ - гарм колеб с той же частотой, но отстает по фазе на $\frac{\pi}{2}$.

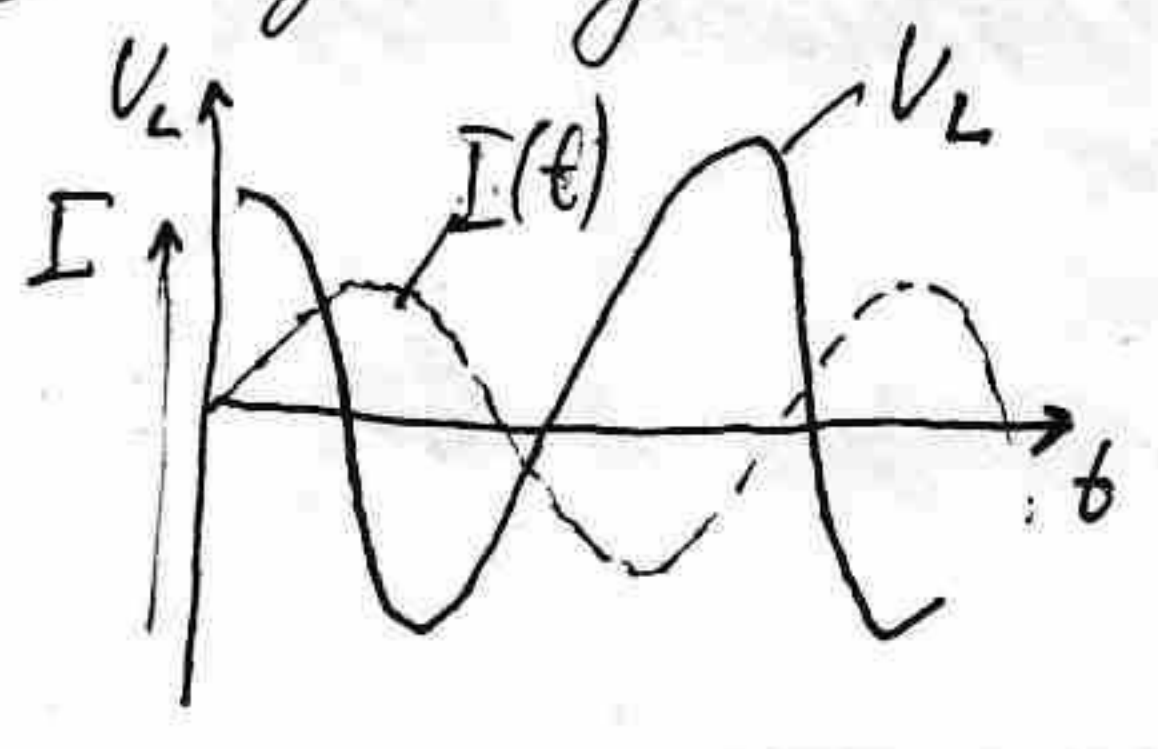
$$U_{C0} = \frac{I_0}{\omega C}$$

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



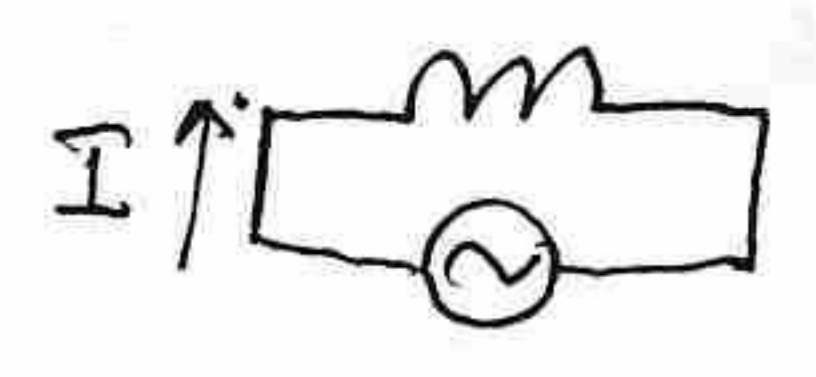
27.2

Ом для индуктивности L.



$$U_L = L \frac{dI}{dt} = L \frac{d I_0 \sin \omega t}{dt} = \omega L I_0 \cos \omega t = \omega L I_0 \sin(\omega t + \frac{\pi}{2})$$

$U_L(t) = \omega L I_0 \sin(\omega t + \frac{\pi}{2})$ - напряжение ωL по определению по фазе на $\frac{\pi}{2}$.

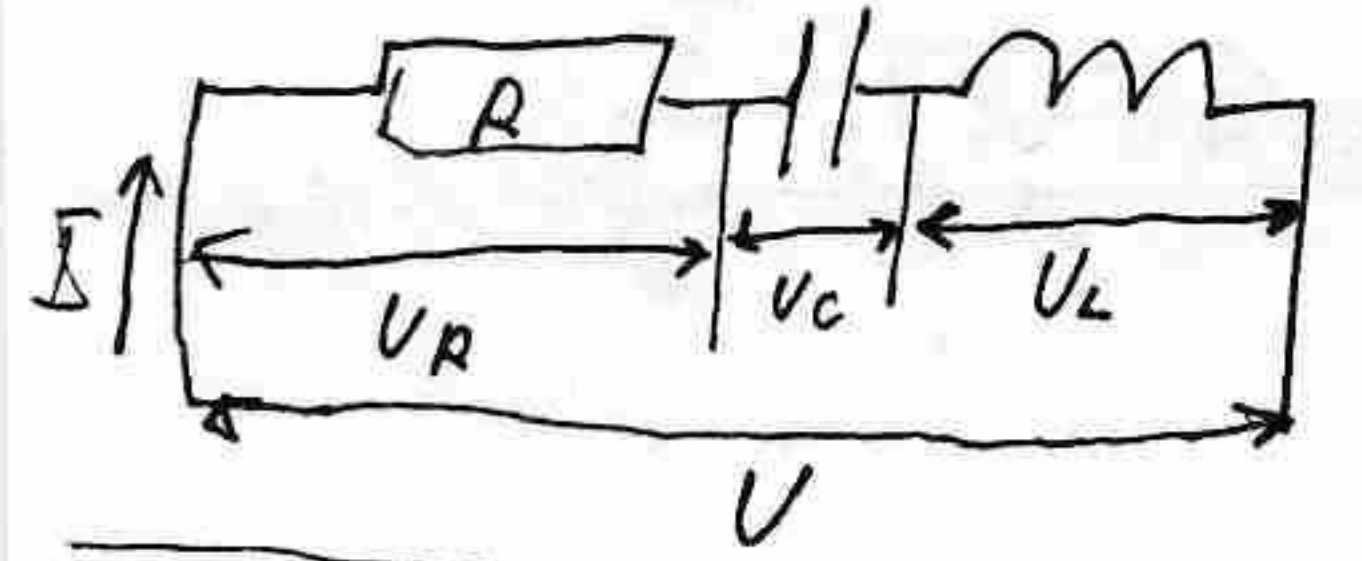


$$U_{L0} = \omega L I_0$$

$R_L = \omega L$ - индуктивное сопротивление.

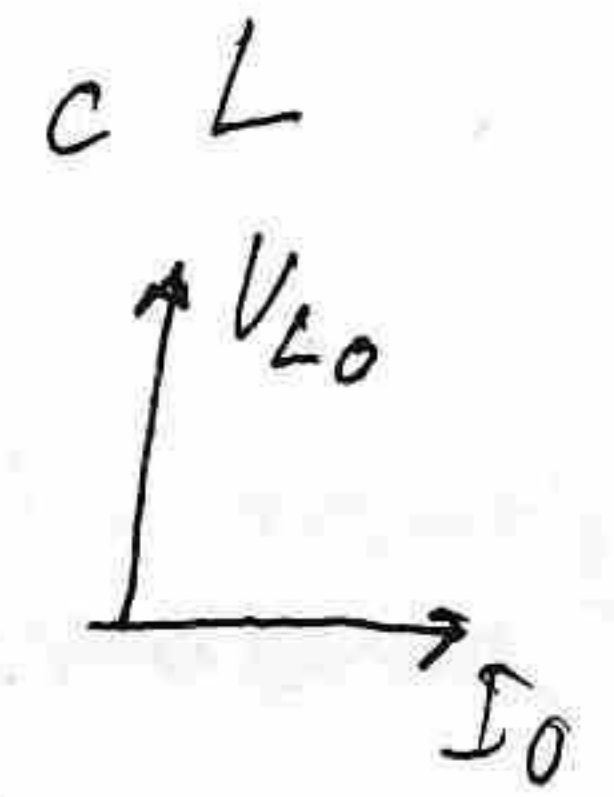
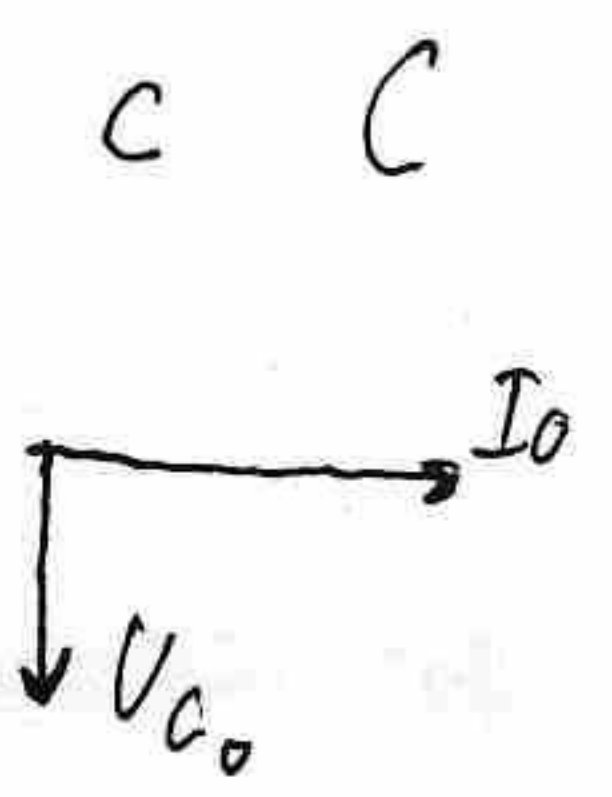
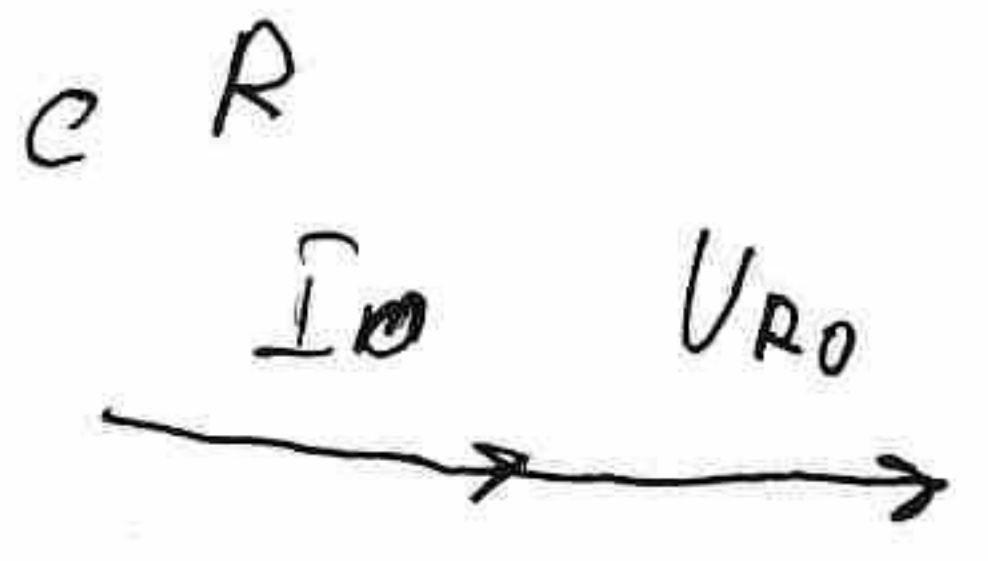
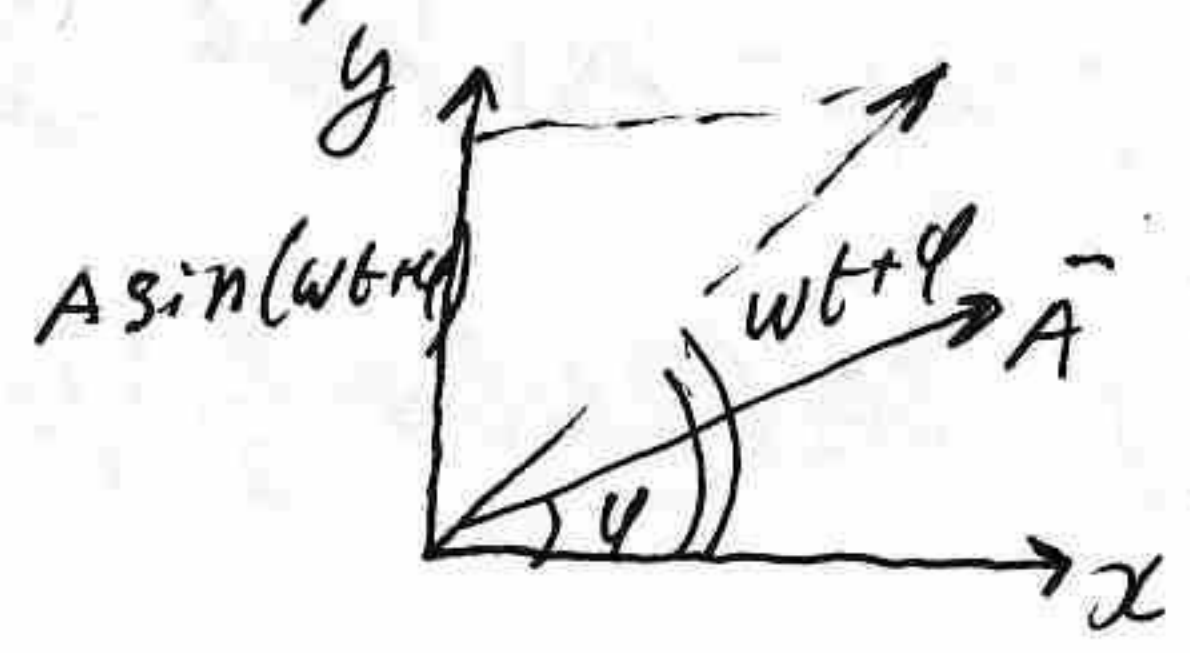
R_L R_C - реактивные сопр., R - активн.

Ом для всей цепи.



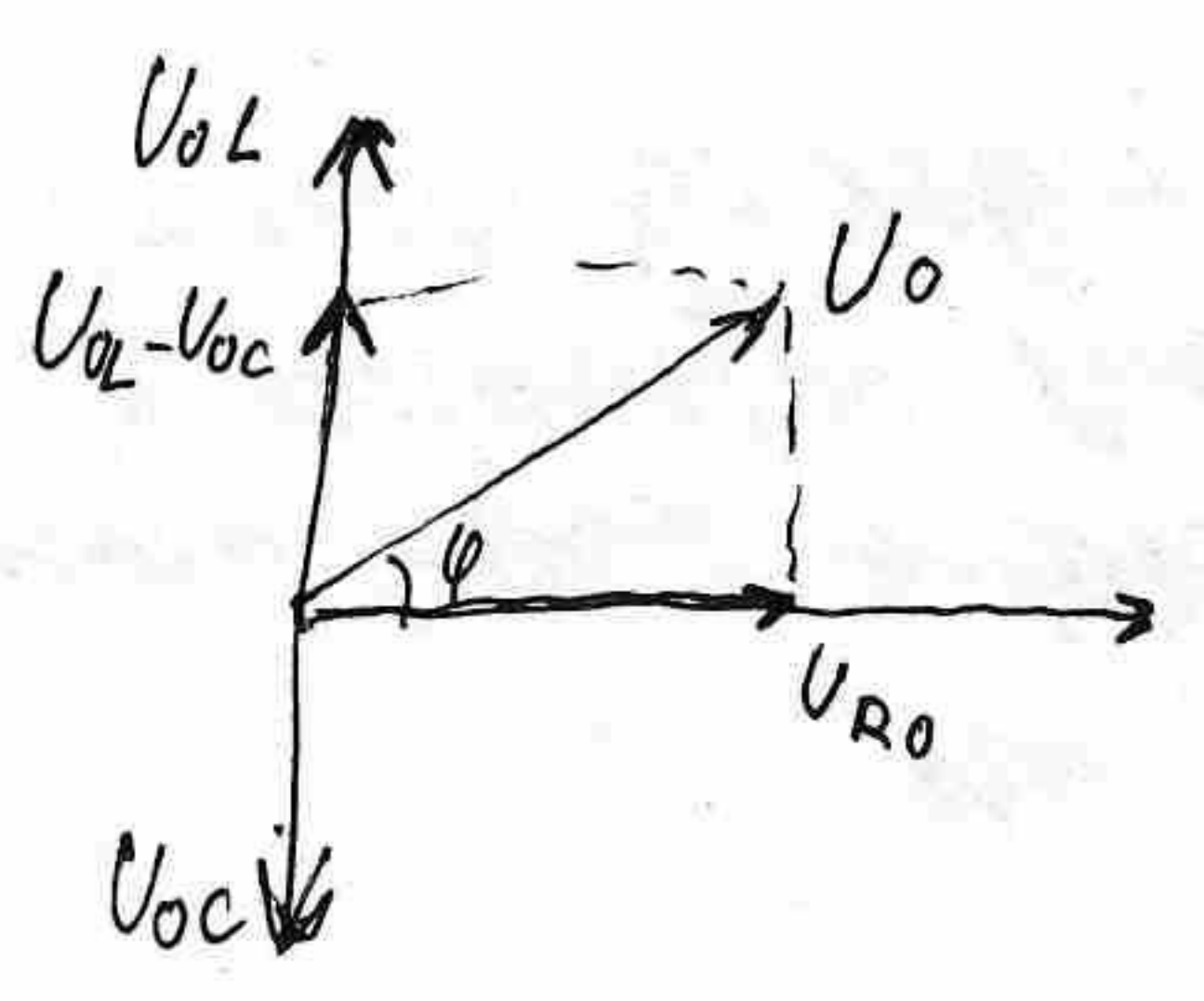
$U = U_R + U_C + U_L$ Все напряжения - равны каэф. синуса ω , $\Rightarrow U$ имеет равн. каэф. частоты ω .

Метод векторных диаграмм. хансаду равн. каэф. $y(t) = A_0 \sin(\omega t + \varphi)$ можно считать вектор A, кот. вращается в н-ти xy с угл. скор. ω и в $t=0$ обр. $\angle \varphi$ с осью x. Проекции - проекция вект. A на ось Oy. - амплитуды.



Угол - угол фаз.

Полн. цепь



$$|U_{L0} - U_{C0}| = \omega L I_0 - \frac{1}{\omega C} I_0 = I_0 (\omega L - \frac{1}{\omega C}) \quad |U_{R0}| = R I_0$$

$$|U_0| = \sqrt{|U_{R0}|^2 + |U_{L0} - U_{C0}|^2} = \sqrt{R^2 I_0^2 + I_0^2 (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2} = I_0 \sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}$$

$$Z = \sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2} - \text{наиме. сопр. сопротивление цепи.}$$

$\omega L - \frac{1}{\omega C}$ реактивные сопр. цепи.

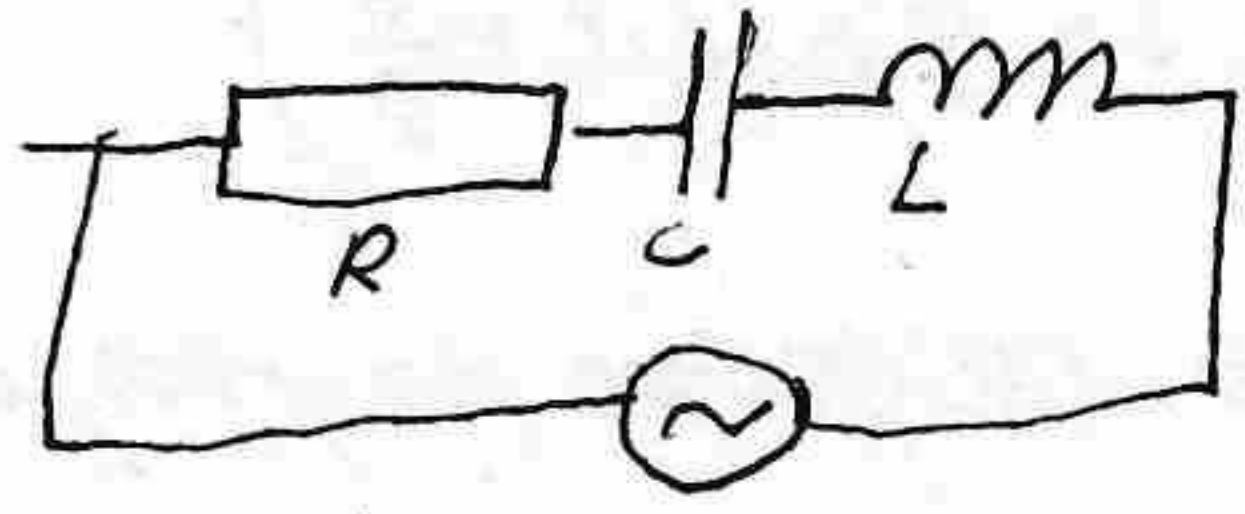
$$\text{tg } \varphi = \frac{|U_{L0} - U_{C0}|}{|U_{R0}|} = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}$$

$\varphi = \text{arctg } \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}$ - напр. U сдвинута по фазе от I на $\angle \varphi$.

$\omega L > \frac{1}{\omega C}$ - I отст. от U, $\frac{1}{\omega C} > \omega L$ - I опереж. U. $\omega L = \frac{1}{\omega C}$ - синфазно.

$\omega_{res} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ - резонанс частоты.

28) Мощность и энергия в цепи переменного тока. Действительная мощность и реактивная энергия.



За Δt ΔA^{om} поток на выходе ΔQ на активном сопротивлении и индуктивности ΔW_M и ΔW_C на реактивных элементах

$$\Delta A^{om} = \Delta Q + \Delta W_C + \Delta W_M \quad | \text{ за } \Delta t \text{ и переход к лим.}$$

$$\frac{dA^{om}}{dt} = \frac{dQ}{dt} + \frac{dW_C}{dt} + \frac{dW_M}{dt} \quad \text{мощности на соответствующих элементах}$$

$$P_E = P_R + P_C + P_L$$

$$P_E = \frac{dA^{om}}{dt} = \frac{edq}{dt} = I \cdot E$$

$$P_R = \frac{dQ}{dt} = \frac{I^2 R dt}{dt} = I^2 R = I U_R \quad U_R = IR$$

$$P_C = \frac{dW_C}{dt} = \frac{d(q^2/2C)}{dt} = I U_C \quad U = \frac{q}{C} \quad W = \frac{CU^2}{2}$$

$$P_L = \frac{dW_M}{dt} = \frac{d(LI^2/2)}{dt} = I U_L \quad W = \frac{LI^2}{2}$$

$$P_R = I_0 \sin \omega t \cdot U_{R0} \sin \omega t = I_0 U_{R0} \sin^2 \omega t$$

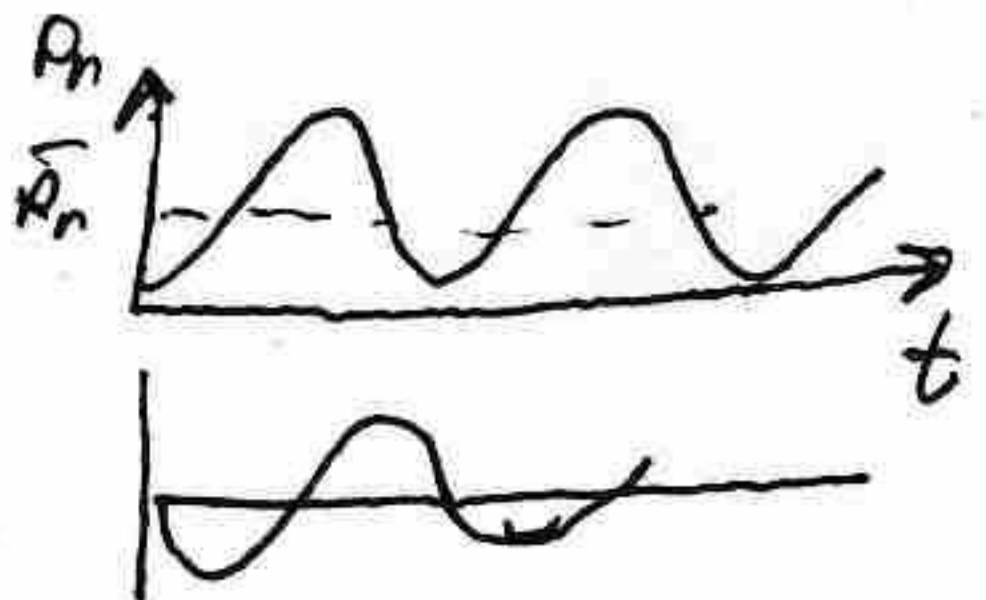
$$P_C = I_0 \sin \omega t \cdot U_{C0} \sin(\omega t - \frac{\pi}{2}) = \frac{I_0 U_{C0}}{2} (\sin 2\omega t - 1)$$

$$P_R = I_0 \sin \omega t \cdot U_{R0} \sin \omega t = I_0 U_{R0} \sin^2 \omega t$$

$$P_C = I_0 \sin \omega t \cdot U_{C0} \sin(\omega t - \frac{\pi}{2}) = \frac{I_0 U_{C0}}{2} (\cos(-\frac{\pi}{2}) - \cos(2\omega t - \frac{\pi}{2})) = \frac{I_0 U_{C0}}{2} (\sin 2\omega t - 1)$$

$$P_L = I_0 \sin \omega t \cdot U_{L0} \sin(\omega t + \frac{\pi}{2}) = \frac{I_0 U_{L0}}{2} (\cos(\frac{\pi}{2}) - \cos(2\omega t + \frac{\pi}{2})) = \frac{I_0 U_{L0}}{2} \sin 2\omega t$$

$$\sin \alpha \sin \beta = \frac{1}{2} (\cos(\alpha - \beta) + \cos(\alpha + \beta))$$



$$dW_C = P_C dt$$

$$\Delta W_C = \int_0^T P_C dt \quad \text{— энергия, затраченная на конденсаторе за период T}$$

$\Delta W_C = \Delta W_M = \bar{P}_C = \bar{P}_L = 0$, т.к. полярность энергии положительная и отрицательная = 0 считаем за ноль.

$$\bar{P}_C = \frac{1}{T} \int_0^T P_C dt \quad \bar{P}_L = \frac{1}{T} \int_0^T P_L dt \quad \text{— средние мощности за период}$$

На участке с C и L энергия не скапливается и не вытекает из цепи: сколько энергии забирается, столько и возвращается обратно в те же периоды, когда энергия убывает $P_C < 0$ и аналогично для энергии катушки.

P_C и P_L — реактивные мощности, а P_R и P_L — реактивная энергия.

Для R

$$\Delta Q, \text{ выделено за } T = \int_0^T P_R dt = I_0 U_{R0} \int_0^T \sin^2 \omega t dt = \frac{I_0 U_{R0}}{2} T$$

$$\bar{P}_R = \frac{1}{T} \int_0^T P_R dt = \frac{I_0 U_{R0}}{2} \quad \text{— на участке непрерывно выделена энергия}$$

$$\frac{I_0 U_{R0}}{2} \text{ — в сек. — активная мощность}$$

$$U_{R0} = U_0 \cos \varphi$$

$$U_{R0} = R I_0$$

$$\bar{P}_R = \frac{I_0 U_{R0}}{2} = \frac{I_0^2 R}{2} = \frac{I_0 U_0 \cos \varphi}{2}$$

$$\Delta Q = \bar{P}_R T = \frac{I_0^2 R}{2} T \quad \text{— энергия, выделена за T}$$

Это Дж-лента $Q = I_g^2 R t = (\frac{I_0}{\sqrt{2}})^2 R T$ Такая же Q мен выделена в R на

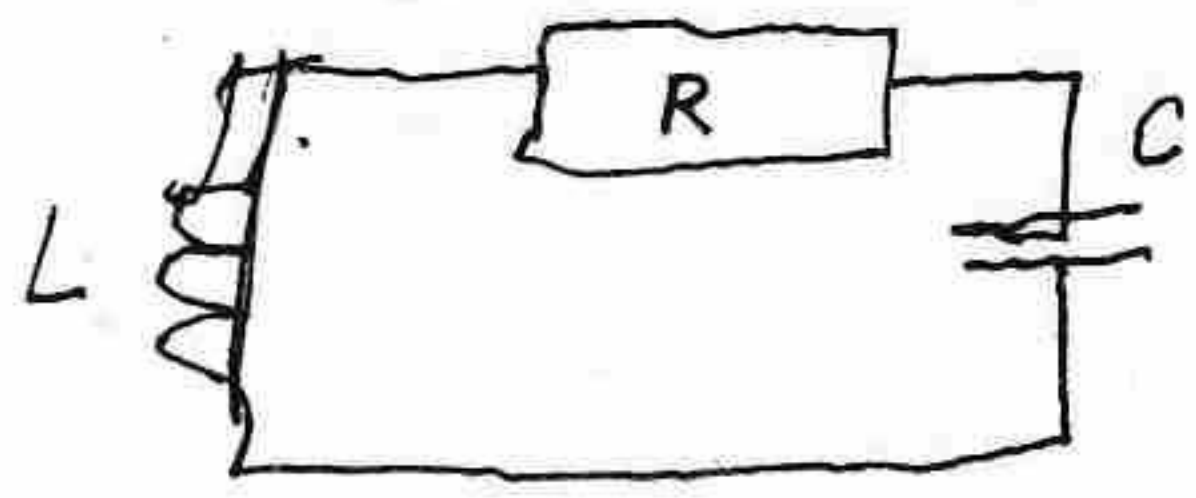
там же сопротивление при протекании тока $I_g = \frac{I_0}{\sqrt{2}}$. Действующий ток — сила тока, который выделит на активном сопротивлении такое же количество Q, что и рассматриваемый переменный ток. I_g в $\sqrt{2}$ раз < амплитудного. $U_g = \frac{U_0}{\sqrt{2}}$ $E_g = \frac{E_0}{\sqrt{2}}$ — действующие U и V.

$$P_R = I_g U_{Rg} = I_g^2 R = I_g U_g \cos \varphi \quad \text{— средняя мощность, выделяемая на активном сопротивлении}$$

R max, когда I_0 max, $\cos \varphi = 1$ ($\omega L = 1/\omega C = 0$) $U_L + U_C = 0$ $U = U_R$ все напряжение на R

29) ЭЛ-мод. колебл. контур. Собст. и вынужд. колеб.

Колес контур - цепь, сост. из колеб. соедин. актив сопр., конденсатора, катушки. В такой цепи могут возбуждаться колебания тока и напряж.



Пусть в колес конт. возбуждение: в $t=0$ конденс. сооб. заряд $q(0) \neq 0$, либо возбуждены ток в контуре $I(0) \neq 0$.

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = 0 \quad (\varepsilon=0, \text{ н. к. источ. нет.})$$

Это ур-е гомог. монт. ток. под действ. классич. анал.

$$x(t) = q(t) \quad m=L \quad b=R \quad k = \frac{1}{C} \quad m \frac{d^2x}{dt^2} + b \frac{dx}{dt} + kx = 0$$

$$q(t) = A e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi)$$

$$\beta = \frac{R}{2L} - \text{коэф. затухания}$$

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} - \text{крит. частота}$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad A \text{ и } \varphi \text{ опре. нач. усл. - вырост через } q(0), I(0)$$

Планир. колеб. свободные - в отсутств. внешн. возд. влияний.

Конт. где конт. $\beta \ll \omega_0$ - мал. актив сопр.

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

В идеал. конт. $R=0$, колес гарм. Пусть $\varphi=0$

$$q(t) = q_0 \cos \omega t \quad I(t) = \frac{dq}{dt} = \frac{dq_0 \cos \omega t}{dt} = -q_0 \omega \sin \omega t = q_0 \omega \cos(\omega t + \frac{\pi}{2})$$

$$U_C(t) = \frac{q}{C} = \frac{q_0}{C} \cos \omega t \quad U_L(t) = L \frac{dI}{dt} = q_0 L \omega^2 \cos(\omega t + \pi)$$

U_C и U_L имеют одинак. амплитуду, но разн. фазы.

$$U_{L0} = q_0 L \omega^2 = q_0 L \cdot \frac{1}{LC} = \frac{q_0}{C} = U_{C0}$$

$$\Delta A^{\text{см}} = \Delta Q + \Delta W_{\text{э}} + \Delta W_{\text{м}} = 0 \quad (\text{нет источ.})$$

$$\Delta(W_{\text{э}} + W_{\text{м}}) = -\Delta Q - \text{энерг. запасен в контуре в виде эмерг. эл. поля}$$

переноса в мемдву. В идеал. конт. $\Delta Q = 0$ ($R=0$)

$$\Delta(W_{\text{э}} + W_{\text{м}}) = 0$$

$W_{\text{э}} + W_{\text{м}} = \text{const}$ - эмерг. в процес. колеб. имеем непрер. обмен энерг. между конденс. и катуш., сохр. сум. эмерг.

$$R \uparrow \rightarrow \beta = \frac{R}{2L} \uparrow \rightarrow \omega \downarrow \quad \omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{1/LC - R^2/4L^2} \quad \text{После } R \text{ кр. в ширину. колес } \omega \text{ сок.}$$

Если на контур оказ. периодич. возд. влияние, напр. напряж. вынужд. колеб. $\varepsilon = \varepsilon_0 \sin \omega t$ - вынужд. колеб.

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = \varepsilon_0 \sin \omega t$$

$$q(t) = q_0 \sin(\omega t + \varphi)$$

$$q_0 = \frac{\varepsilon_0}{L \sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}$$

$$\text{tg } \varphi = \frac{2\beta \omega}{\omega^2 - \omega_0^2}$$

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

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

$$q_0 = \frac{\varepsilon_0}{\omega \sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}}$$

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

$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{d(q_0 \sin(\omega t + \varphi))}{dt} = q_0 \omega \sin(\omega t + \varphi + \frac{\pi}{2})$$

$$U_R = RI = q_0 \omega R \sin(\omega t + \varphi + \frac{\pi}{2})$$

При подк. в кол. контур источ. тока, напр. электр. колес, при кот. все перен. эмерг. в виде колес, $U_C = \frac{q}{C} = \frac{q_0}{C} \sin(\omega t + \varphi)$

где $\omega = \omega$ источ. напряж., амплитуды завис. от парам. контура, ампл., частоты ЭДС источ.

$$U_L = L \frac{dI}{dt} = q_0 L \omega^2 \sin(\omega t + \varphi + \pi)$$

30) Резонанс в эл-мол колеб конт. симметрич и грав хар-ки. Доброты. Доброты затуше, наоса протуок контура

Резонанс - возраст амплитуды вым колеб. при приближен частоты. Внеш возг к резонансной частоте, зависящей от параметров колеб системы.

$$I_0 = \frac{\epsilon_0}{\sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}} \quad I = q_0 \omega \sin(\omega t + \varphi + \frac{\pi}{2})$$

$$q_0 = \frac{\epsilon_0}{\omega \sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}}$$

$I_0 \rightarrow 0$ при $\omega \rightarrow 0$ и $\omega \rightarrow \infty$

При $\omega L - 1/\omega C = 0$ $\omega_{рез} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ I достигает max $I_0^{max} = \frac{\epsilon_0}{R}$

$\omega_{рез} = \omega_0$ свободные незатухающие колебания в контуре

Резонанс выражен тем отчетливее, чем меньше R конт.

$$U_{C_0} = \frac{q_0}{C} = \frac{\epsilon_0}{CL \sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} \quad U_{C_0}(0) = \epsilon_0, \text{ воуогу наосом}$$

Когда U_{C_0} max, зная min

$$\frac{d((\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2)}{d\omega} = 0 \quad \omega = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}$$

$$\omega(\omega^2 - \omega_0^2 + 2\beta^2) = 0$$

$\omega_{рез} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}$ - всегда $< \omega_0$.

Для контуров с $\beta \ll \omega_0$ $2\beta^2$ можно пренебр.

$$\omega_{рез} \approx \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

При $2\beta^2 > \omega_0^2$, $\omega_{рез}$ - мнимый, резонанса нет.

$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$ - добротность, характеризует поведение контура
конт. $\beta \ll \omega_0$, конт. обеспеч слабозатуха своб колеб, отстройку резон.
условие эквивалентно $Q \gg 1$ $\frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} \gg 1$ $\sqrt{\frac{L}{C}} \gg R$

$$\beta = \frac{R}{2L} \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad \frac{R}{2L} \ll \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad R \ll \frac{2L}{\sqrt{LC}} \quad R \ll 2\sqrt{\frac{L}{C}}$$

Пусть $\beta \ll \omega_0 \Rightarrow \omega_{рез} = \omega_{своб} = \omega_0$

① $Q = \frac{\pi}{\lambda}$ - логарифмичежери затуха.

$$\lambda = \ln \frac{A_n}{A_{n+1}} = \ln \frac{Ae^{-\beta t}}{Ae^{-\beta(t+T)}} = \ln e^{\beta T} = \beta T = \beta \frac{2\pi}{\omega} \quad \omega = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

$$Q = \frac{\pi}{\lambda} = \frac{\pi \cdot 2L}{2\pi R \sqrt{LC}} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$$

Добротность обр. пропорц. амплитудной убыли энергии $\frac{\Delta T W}{W}$ контура за период св колеб.

② $Q = 2\pi \frac{W}{\Delta T W}$

$$W = \frac{L I_0^2}{2} - \text{эл. запас в контуре.} \quad \Delta T W = \frac{I_0 R}{2} T = \frac{I_0 R}{2} \frac{2\pi}{\omega} = \frac{I_0 R}{2} \frac{2\pi}{1/\sqrt{LC}} = I_0^2 R \pi \sqrt{LC}$$

$$2\pi \frac{W}{\Delta T W} = 2\pi \frac{\frac{L I_0^2}{2}}{I_0^2 R \pi \sqrt{LC}} = \frac{L}{R \sqrt{LC}} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = Q$$

амплитуда U

③ Q порожд во сколько раз ~~на конденсаторе~~ при резонансе $U_{C_0}^{рез} >$ амплитуды ϵ_0 эдс источника

$$Q = \frac{U_{C_0}^{рез}}{\varepsilon_0}$$

$$U_{C_0} = \frac{I_0}{\omega C} \quad \omega = \omega_{рез} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad I_0^{рез} = \varepsilon_0 / R$$

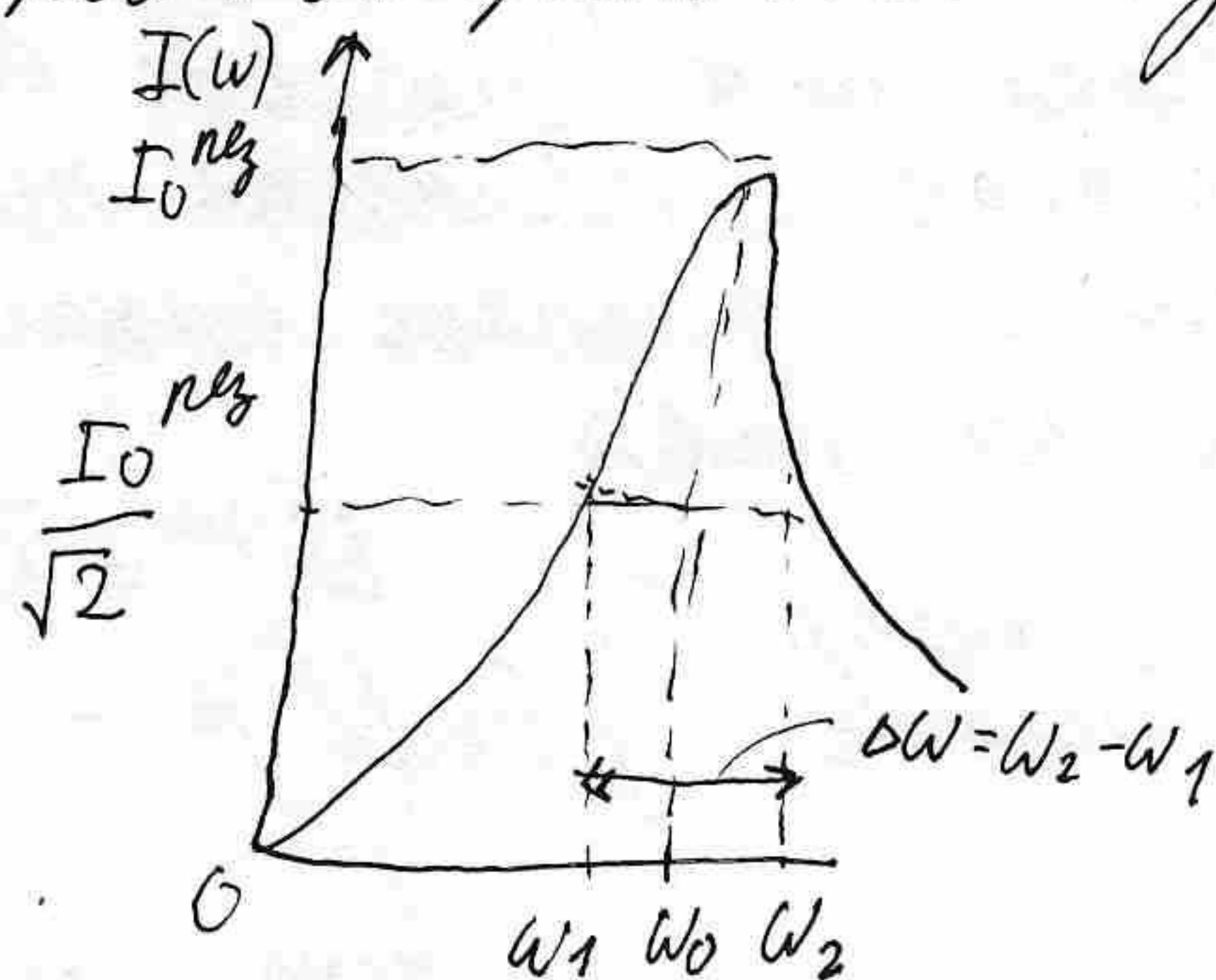
$$U_{C_0}^{рез} = \frac{\varepsilon_0}{R} \cdot \frac{1}{\frac{1}{\sqrt{LC}} \cdot C} = \frac{\varepsilon_0}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = \varepsilon_0 Q$$

④ Добротность обратно зависит ширины резонансной кривой

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega}$$

Ширина резонансной кривой — (полоса пропускания) интервал частот $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$, ограниченный частотами ω_1 и ω_2 , на которых амплитуда в $\sqrt{2}$ раз меньше, чем при резонансе.

$\frac{\Delta\omega}{\omega_0}$ — относительная ширина резонансной кривой



Пусть конденсатор замкнут однородным проводником.

$$\bar{j} = \frac{\bar{I}}{S} = \frac{1}{S} \frac{dq}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} \quad \text{плотность тока}$$

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad \bar{E}_{\text{внутр}} = \frac{\bar{E}_0}{\epsilon} \Rightarrow E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} \quad \text{или индукция} \quad \bar{D} = \epsilon_0 \epsilon \bar{E} = \sigma$$

$$\bar{j}_{\text{см}} = \bar{j} = \frac{d\sigma}{dt} = \frac{dD}{dt}$$

$$\bar{j}_{\text{см}} = \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \quad \text{частично производная, т.к. скорость изменения D в фиксированной точке пр-ла}$$

Переменное э. поле порождает такое же маг. поле, какое породал бы ток, плотность которого в каждой точке пр-ла равна скорости изменения вектора смещения в этой точке.

2-ое уравнение Максвелла

$$\oint_L \text{Hed}l = \int_S j_n dS + \int_S \left(\frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \right)_n dS$$

1-ое уравнение Максвелла

$$\oint_L \text{Eed}l = - \int_S \left(\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \right)_n dS$$

$$\oint_S \rho_n dS = \int_V \rho dV \quad \oint_S \bar{B}_n dS = 0$$

$$\bar{D} = \epsilon_0 \epsilon \bar{E} \quad \bar{B} = \mu_0 \mu \bar{H} \quad \bar{j} = \sigma (\bar{E} + \bar{E}^{\text{см}})$$

справ для стат. полей

справ если нет тока проводимости

Для стат. полей, когда следует из ур-ий - лемма $\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} = \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} = \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = 0$ ур-я Максвелла в ур-я для стат. полей $\Rightarrow \exists$ э-м. волн.

3) $\nu = 0.5 \text{ ГГц}$
 Переменное эл поле порождает магнитное, которое тоже перемен (если $\rho \neq \text{const}$), это поле мал поле порождает эл поле и т.д. Если возбудить перемен эл/маг поле, то в пр-ве возникнет поперечность волны, распространяющаяся от точки к точке. Этот процесс будет периодич во времени и пр-ве \rightarrow след представляе собой волну

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$$

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = \epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} \text{ — волновое ур-е}$$

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

Монохроматич волна — распространение гарм колебаний.
 Плоская вол — фронт — м-ть. фронт — перпендику со скоростью волны пов-ть, возмущ в кот имеет одно змаче гради.

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = c = 3 \cdot 10^8 \text{ в вакууме}$$

Бегущ волна — перенос энерг.
 Пусть магнитн эл и маг полей \perp гр гр и направл вдоль осей y и z
 $\vec{E} = \vec{E}_y$
 $\vec{H} = \vec{H}_z$

и сдвигаются по гарм колеб.
 В однород нейтр диэлектр среде ур-я Макс приводят к волн ур-ю

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - \epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = 0$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} - \epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} = 0 \text{ — для монохром волны}$$

Эти векторы не завис от коорд y и z
 $\frac{\partial E_y}{\partial y} = \frac{\partial E_y}{\partial z} = \frac{\partial H_z}{\partial y} = \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0$
 Решение — волна, распр в направл оси x со скор.

Скорость эл маг волны в вакууме v . $\frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon \mu}$ раз больше, чем в диэл среде.
 $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0}}$ $\epsilon = \mu = 1$ в ваку.

$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon \mu}$ — абсолютный показатель преломления среды.

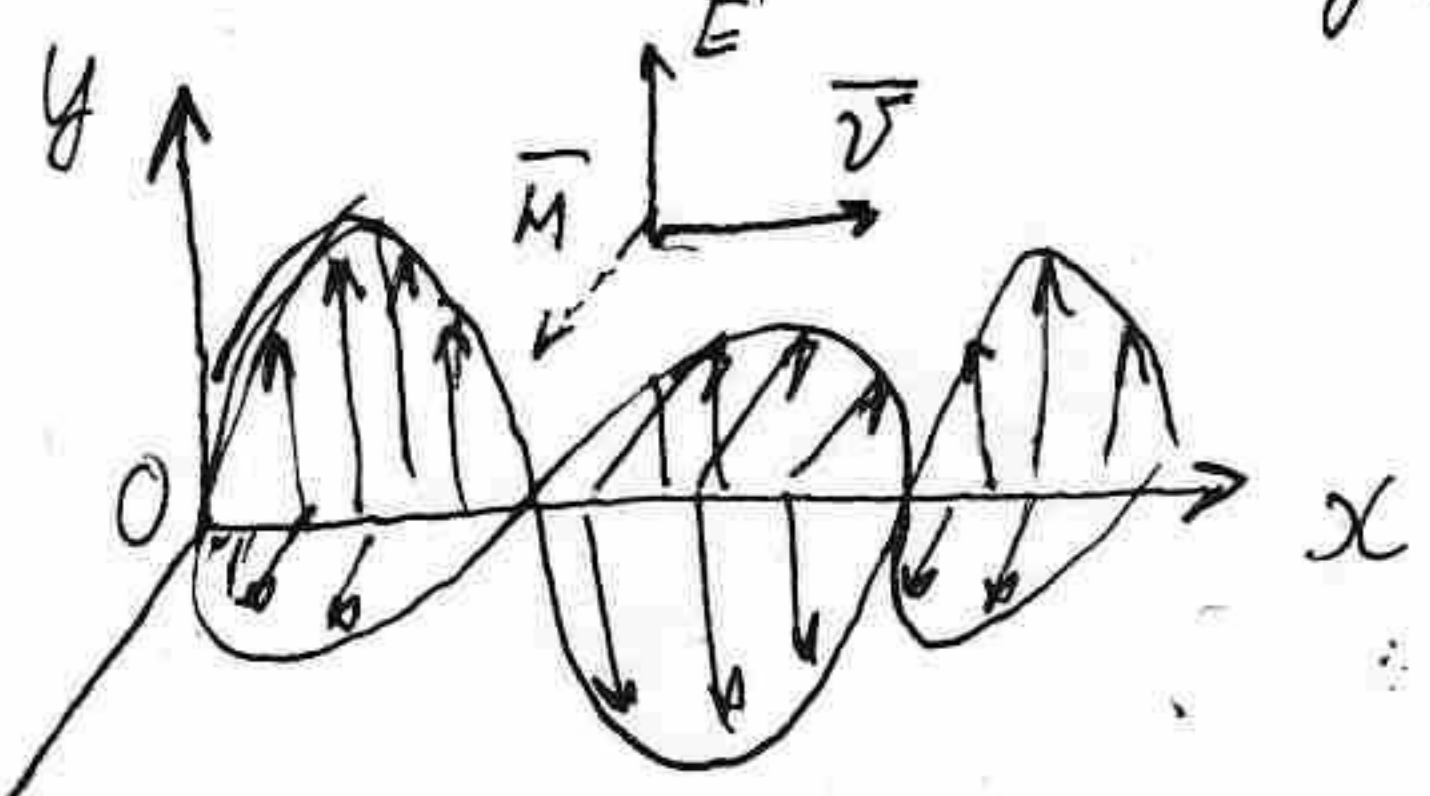
- 1) \vec{H} и \vec{E} \perp направленно распр волны \Rightarrow эл-маг волны поперечны (колеб в направл перпендику к распр)
- 2) Независ полей от координат y и z \Rightarrow для любой м-ти, \perp оси x поле одинак во всех точках. \Rightarrow эти м-ти — волновые пов-ти \rightarrow волна плоская.
- 3) \vec{E} и \vec{H} распр, оставаясь в определенных м-тиях (\vec{E} в xy , \vec{H} в xz) \rightarrow волна линейно (плоско) поляризована.

Ф-ла плоской монохром волны, распр в направл Ox : $\xi(x,t) = A \sin(\omega(t - x/v))$

Если $A \sin(\omega t - \frac{\omega x}{v})$ $\omega = 2\pi/T$
 $\lambda = vT$ — длина волн (пути, кот проходит возмущ за T)
 $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, обратн λ , диаметров атомов и крист ячеек

$$\xi(x,t) = A \sin(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x) = A \sin(\omega t - kx)$$

Колес \vec{E} и \vec{H} не независ \rightarrow одинак частоты, k , фазы. $E_y = E_0 \sin(\omega t - kx)$ $H_z = H_0 \sin(\omega t - kx)$
 от H к E вилтан — будет v . Ампл связи $\sqrt{\epsilon \epsilon_0} E_0 = \sqrt{\mu_0 \mu} H_0$



Эл-м волны испускаются только ускоренно движ зарядами/переменными токами.

2) Шкала эл-маг волн — шкала физ величин, представляющих собой непрерывно изменяющуюся частоту и длину волны эл-маг излуч, характеризующих распространяющуюся в пр-ве эл-маг поле. Границы условны, темп участвует перек гр в гр.

Сверхдлины волны λ $10^6 - 10^4$ мкм ω в Гц $3 \cdot 10^2 - 3 \cdot 10^4$; радиодлины $10^4 - 10^3$, $3 \cdot 10^2 - 3 \cdot 10^4$
 радиодлины $10^{10} - 10^5$ мкм ω в Гц $3 \cdot 10^8 - 3 \cdot 10^{12}$ УК $10^5 - 10^3$; ν $3 \cdot 10^{12} - 3 \cdot 10^{14}$, УФ $10^2 - 10^1$ $\lambda \approx 3 \cdot 10^{15} - 6$
 рентген $10^4 - 10^{-2}$, ν $3 \cdot 10^{17} - 3 \cdot 10^{19}$ гамма $10^{-2} - 10^{-3}$ ν $3 \cdot 10^{19} - 3 \cdot 10^{20}$ Видимы $10^3 - 10^2$ мкм ν $3 \cdot 10^{14} - 5$

3) \vec{V} — скорость волны — направление распространения волны (если $\rho \neq \text{const}$), это направление распространения энергии и т.д. Если возбудить колебания в малом элементе, то в пр-ве возникнет возмущение, которое будет распространяться от точки к точке. Этот процесс будет периодичен во времени и пр-ве \rightarrow след представляет собой волну.

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = \epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} \quad \text{— волновое ур-е} \quad v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0}}$$

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = c = 3 \cdot 10^8 \text{ в вакууме}$$

Монохроматическая волна — распространение волны колебаний.

Плоская вол — фронт — пл-ть. Фронт — поверхность со скоростью волны пов-ть, возмущен в тот момент когда фронт проходит.

Фазовая волна — перенос энергии.

Пусть направление x и мал элемент \perp фронт xy и направление вдоль осей y и z . $\vec{E} = \vec{E}_y$
и изменяющаяся по времени колеб.

В однородный изотропный диэлектрик среда ур-е Макс приводят к волн ур-ю

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - \epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = 0 \quad \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} - \epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} = 0 \quad \text{— для монохроматической волны}$$

Эти векторы не зависят от координат y и z . $\frac{\partial E_y}{\partial y} = \frac{\partial E_y}{\partial z} = \frac{\partial H_z}{\partial y} = \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0$.

Решение — волна, распространяющаяся в направлении оси x со скоростью $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0}}$. $\epsilon = \mu = 1$ в вакууме.

Скорость электромагнитной волны в вакууме v .

$$\frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon \mu} \text{ раз больше, чем в данной среде.}$$

$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon \mu}$ — абсолютный показатель преломления среды.

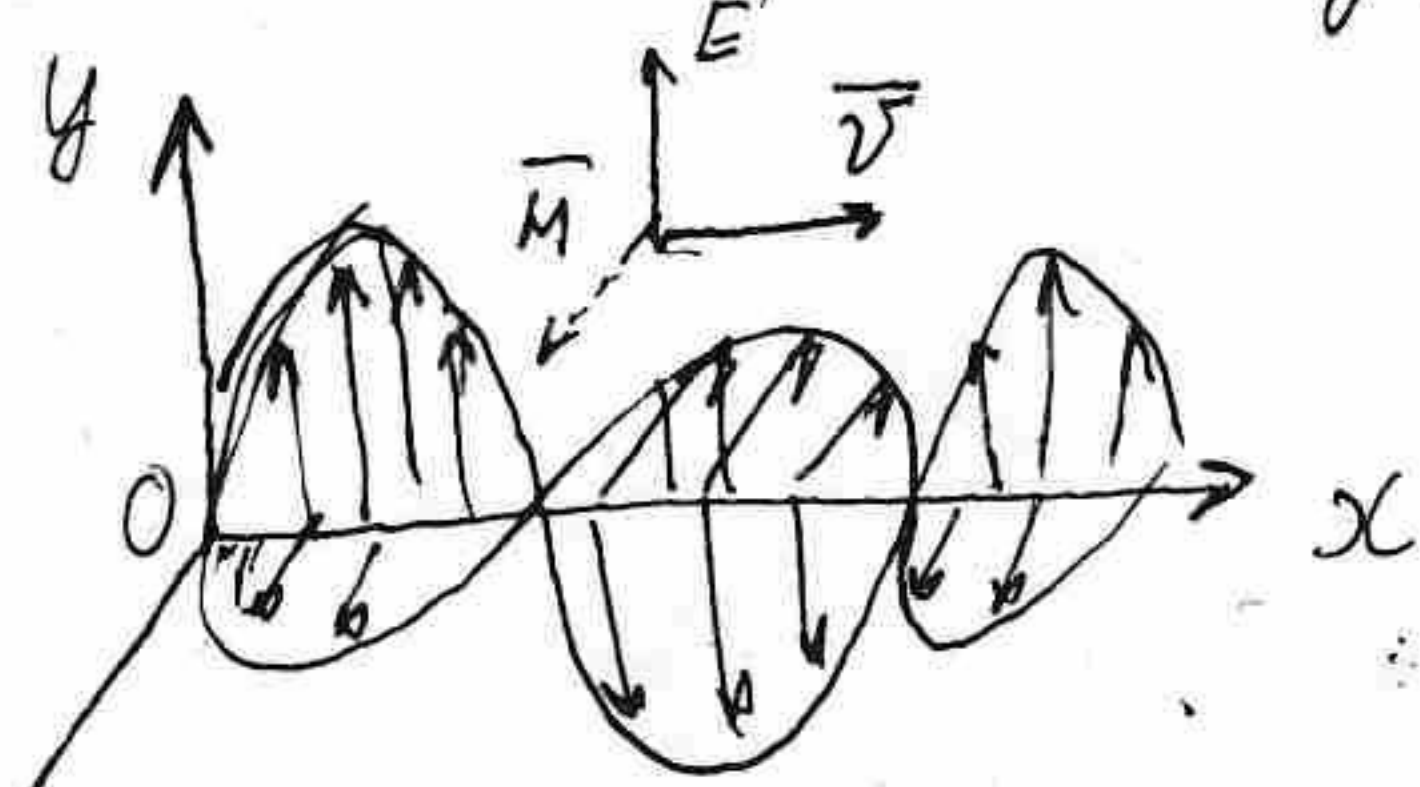
- 1) \vec{H} и \vec{E} \perp направлению распространения волны \Rightarrow электромагнитная волна поперечная (колебания в направлении перпендикулярно к распространению).
- 2) Независимы от координат y и z \Rightarrow для любой пл-ти, \perp оси x поле одинаково во всех точках. \Rightarrow эти пл-ти — волновые пов-ти \rightarrow волна плоская.
- 3) \vec{E} и \vec{H} распространяются в определенных пл-тях (\vec{E} в xy , \vec{H} в xz) \rightarrow волна линейно (плоско) поляризована.

Ф-ла плоской монохроматической волны, распространяющейся в направлении Ox : $\xi(x, t) = A \sin(\omega(t - x/v))$.

Если $A \sin(\omega t - \frac{\omega x}{v})$ $\omega = 2\pi/T$ $T = \omega T$ — период волны (путь, который проходит возмущение за T)
 $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, обратно λ , расстояние между соседними гребнями.

$$\xi(x, t) = A \sin(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x) = A \sin(\omega t - kx)$$

Колебания \vec{E} и \vec{H} не независимы \rightarrow одинаковая частота, k , фаза. $E_y = E_0 \sin(\omega t - kx)$ $H_z = H_0 \sin(\omega t - kx)$



от H к E винт — будет v .

$$\text{Амплитуды связаны } \sqrt{\epsilon \epsilon_0} E_0 = \sqrt{\mu_0 \mu} H_0$$

Электромагнитные волны распространяются только ускоренно движущимися зарядами / переменными токами.

2) Шкала электромагнитных волн — шкала физ. величин, представляющих собой непрерывную зависимость частот и длин волн электромагнитных волн, характеризующих распространяющиеся в пр-ве электромагнитные волны. Границы условны, между которыми переход от одного вида к другому.

Сверхдлинные волны λ $10^6 - 10^4$ м ω в Гц $3 \cdot 10^2 - 3 \cdot 10^4$; радиодлинные $10^4 - 10^3$ м $3 \cdot 10^2 - 3 \cdot 10^4$; длинные $10^3 - 10^2$ м $3 \cdot 10^2 - 3 \cdot 10^4$; средние $10^2 - 10^1$ м $3 \cdot 10^2 - 3 \cdot 10^4$; короткие $10^1 - 10^0$ м $3 \cdot 10^2 - 3 \cdot 10^4$; ультракороткие $10^0 - 10^{-1}$ м $3 \cdot 10^2 - 3 \cdot 10^4$; радиоволны $10^0 - 10^{-1}$ м $3 \cdot 10^2 - 3 \cdot 10^4$; инфракрасные $10^{-1} - 10^{-2}$ м $3 \cdot 10^{12} - 3 \cdot 10^{14}$ Гц $10^5 - 10^3$; видимые $10^{-7} - 10^{-6}$ м $3 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{15}$ Гц $10^3 - 10^2$ Гц $3 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{16}$ Гц; ультрафиолетовые $10^{-8} - 10^{-7}$ м $3 \cdot 10^{16} - 3 \cdot 10^{17}$ Гц $10^3 - 10^2$ Гц $3 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{16}$ Гц; рентгеновские $10^{-10} - 10^{-8}$ м $3 \cdot 10^{18} - 3 \cdot 10^{20}$ Гц $10^3 - 10^2$ Гц $3 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{16}$ Гц; гамма-лучи $10^{-12} - 10^{-14}$ м $3 \cdot 10^{20} - 3 \cdot 10^{22}$ Гц $10^3 - 10^2$ Гц $3 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{16}$ Гц.