

Лекция 5-2020. Магнитное поле в вакууме

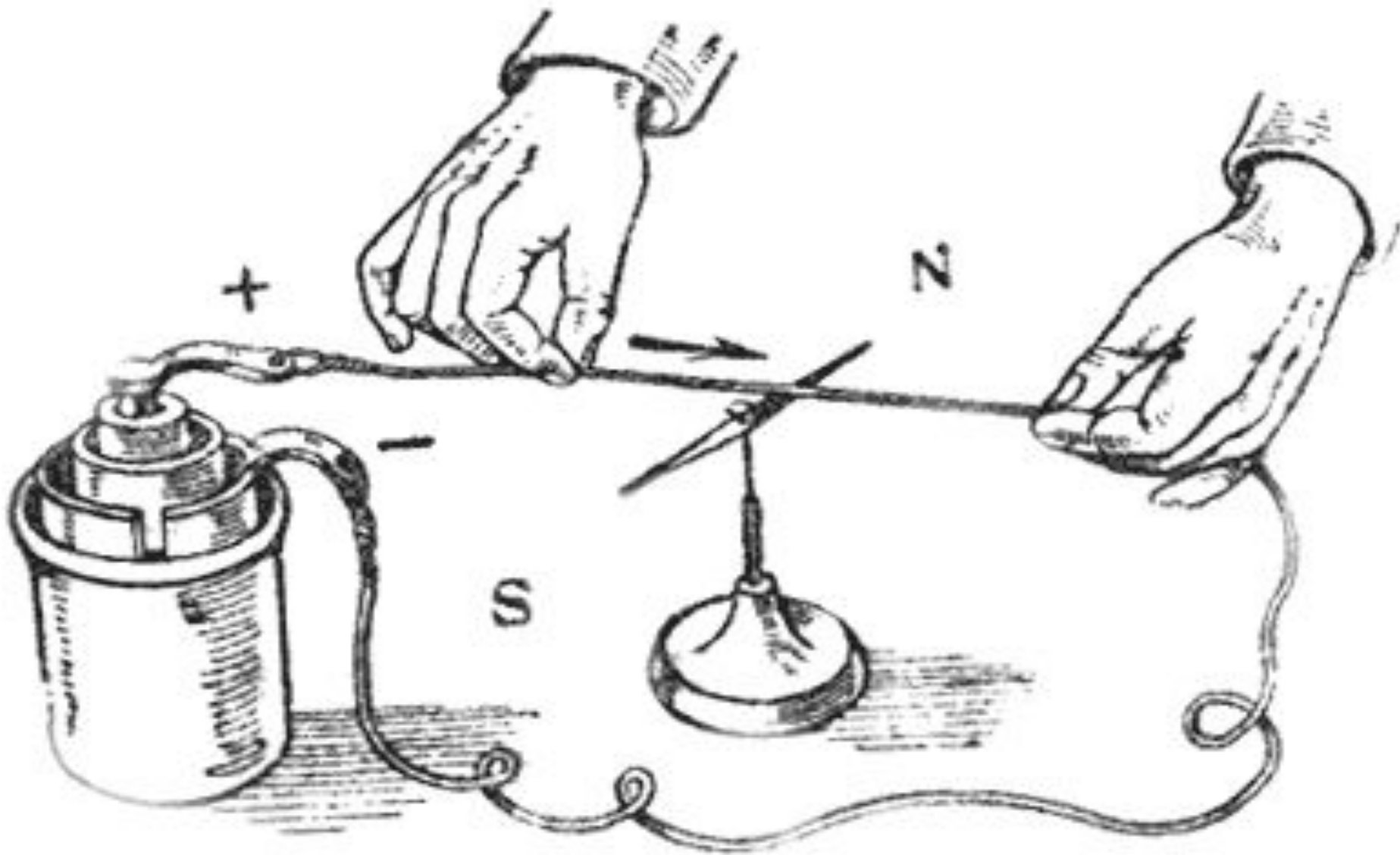
1. Вектор индукции и напряженности магнитного поля
2. Закон Био-Савара-Лапласа
3. Принцип суперпозиции магнитных полей
4. Поле прямого и кругового тока
5. Поток вектора магнитной индукции
6. Теорема Гаусса для магнитного поля
7. Теорема о циркуляции вектора индукции магнитного поля в интегральной и дифференциальной формах
8. Расчет магнитного поля тороида и соленоида.

*Магнитный поток мы должны признать
подлинной физической реальностью, а
не чем-то воображаемым.*

В.Ф. Миткевич

*Из всего комплекса фарадеевских
представлений о магнитных линиях особо
существенное значение имеет
представление об их непрерывности*

В.Ф. Миткевич

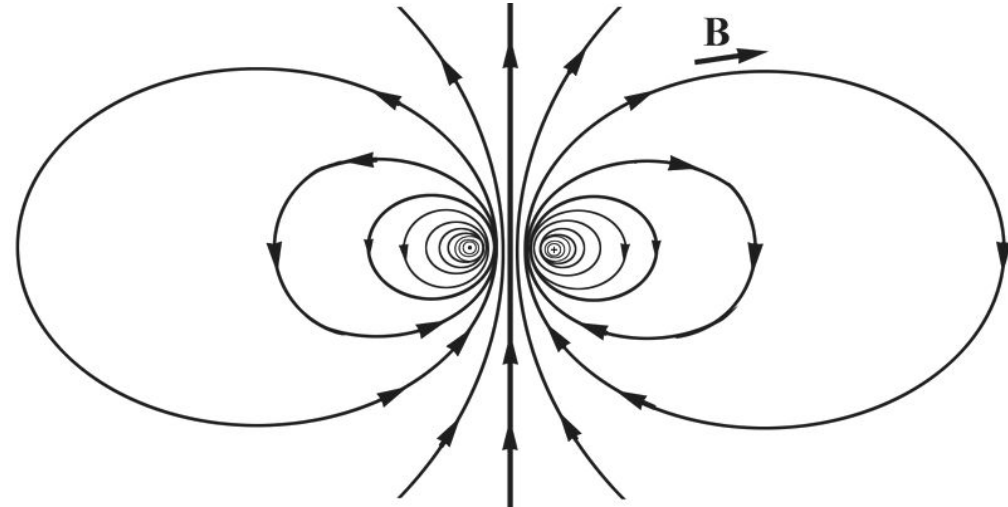
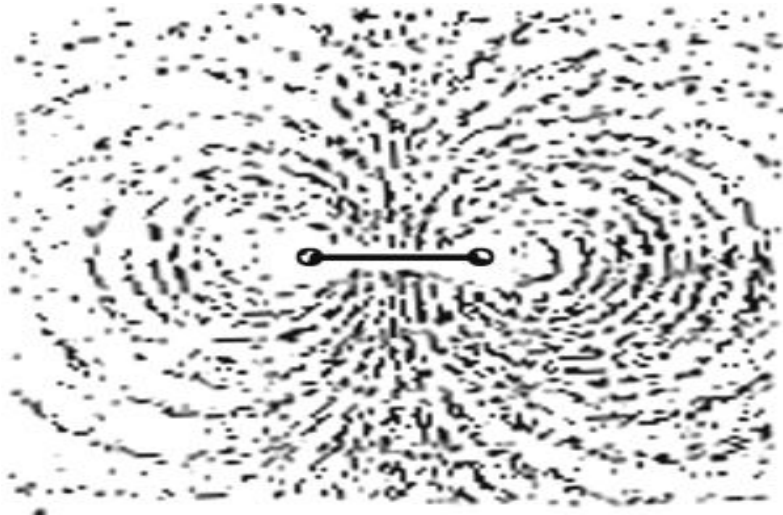


Опыт Эрстеда.

Магнитная индукция \vec{B} характеризует силовое действие магнитного поля на ток (аналогично, \vec{E} характеризует силовое действие электрического поля на заряд).

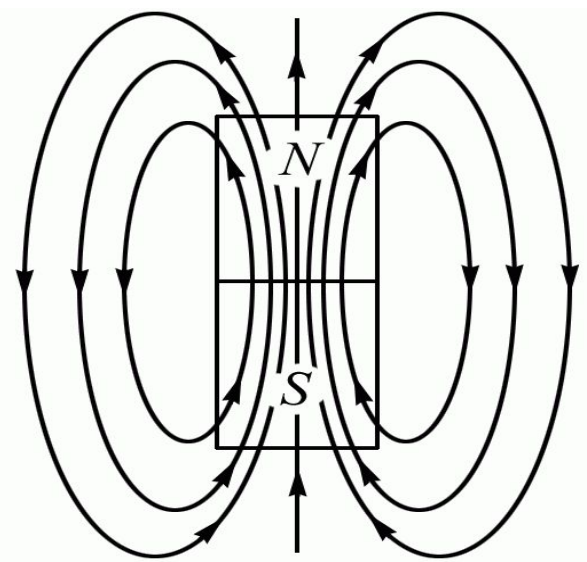
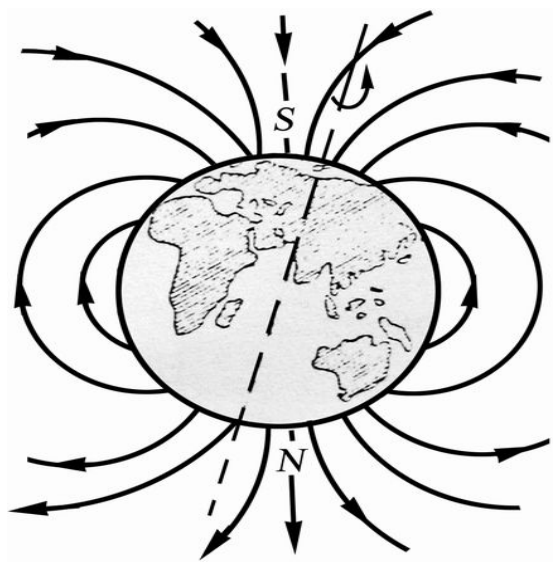
\vec{B} – силовая характеристика магнитного поля, ее можно изобразить с помощью **магнитных силовых линий**.

магнитное поле – вихревое не потенциальное поле.

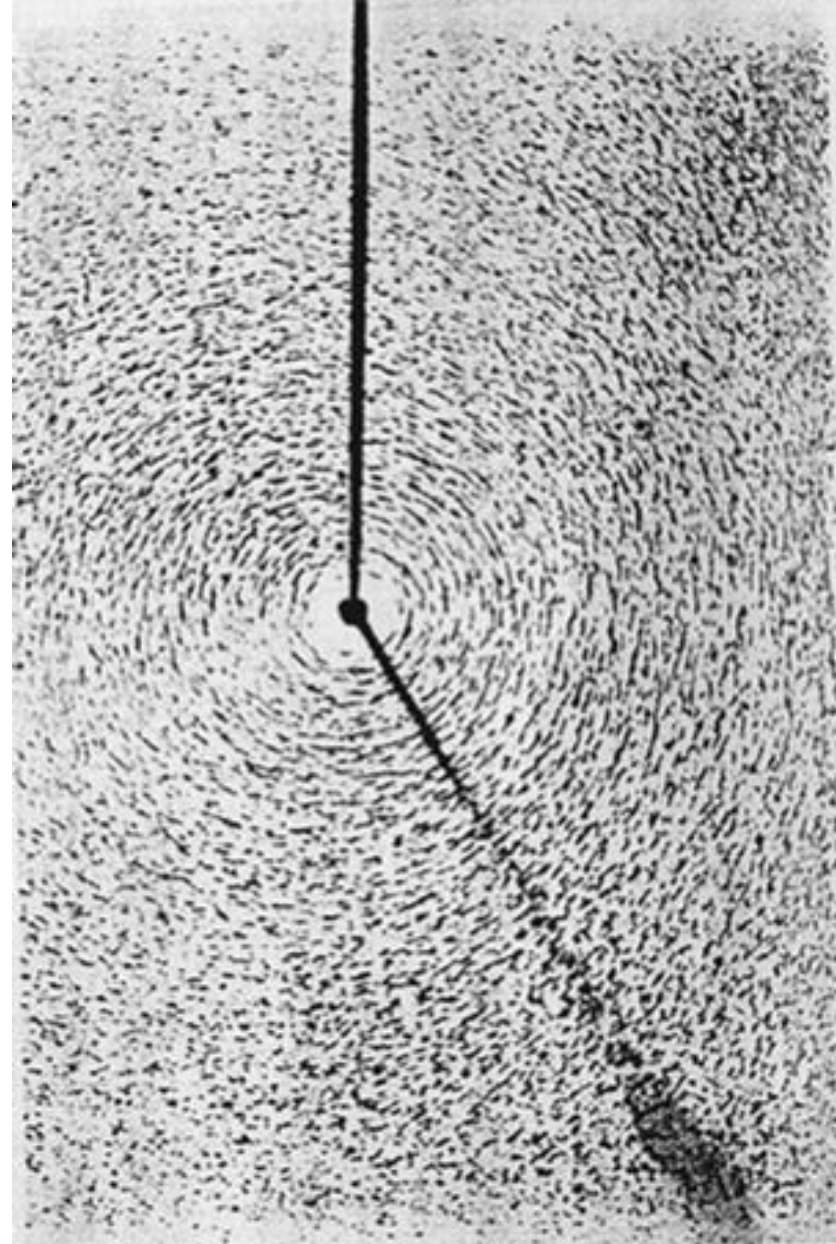


- Условились, за направление \vec{B} принимать направление северного конца магнитной стрелки.
- **Силовые линии выходят из северного полюса, а входят, соответственно, в южный полюс магнита.**
- Для графического изображения полей удобно пользоваться силовыми линиями (линиями магнитной индукции).

Линиями магнитной индукции называются кривые, касательные к которым \vec{B} в каждой точке совпадают с направлением вектора \vec{B} в этой точке.



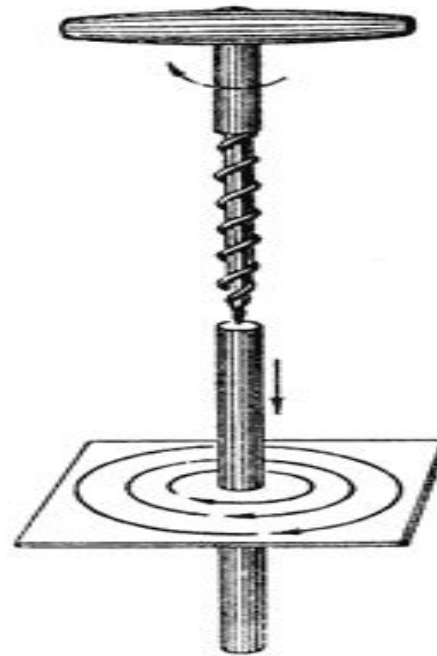
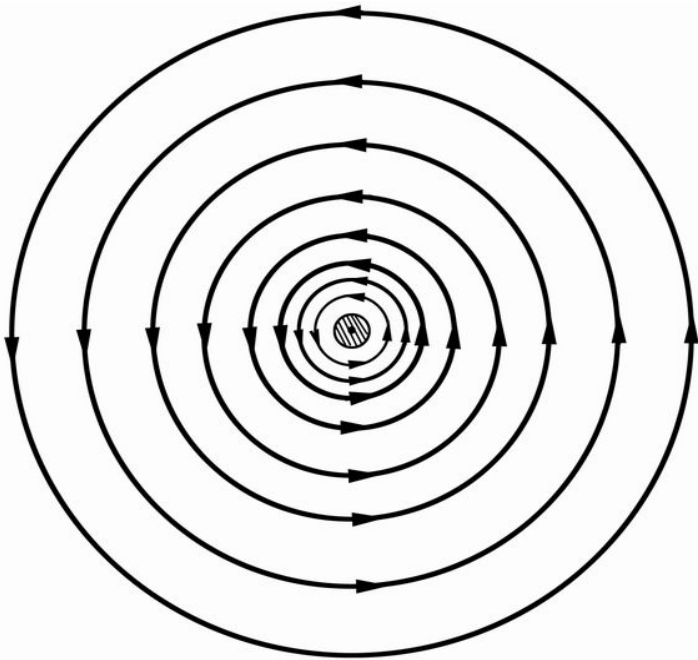
Конфигурацию силовых линий легко установить с помощью мелких железных опилок которые намагничиваются в исследуемом магнитном поле и ведут себя подобно маленьким магнитным стрелкам (*поворачиваются вдоль силовых линий*).



Направление $d\vec{B}$ связано с направлением $d\vec{l}$

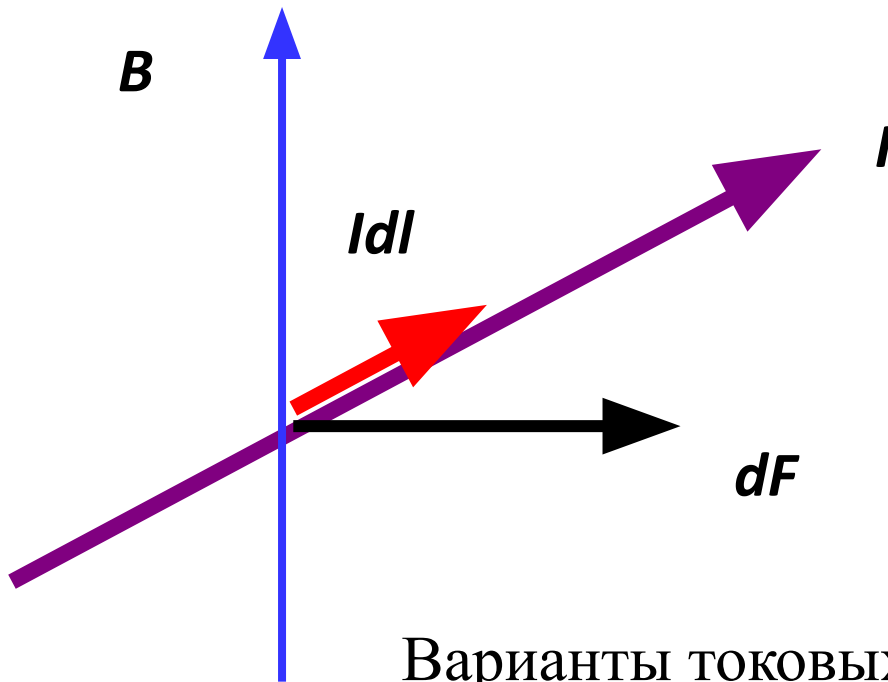
«правилом буравчика»:

*направление вращения головки винта дает направление $d\vec{B}$ а, поступательное движение винта соответствует направлению **тока** в элементе.*



Три варианта силового проявления магнитного поля

1. Сила Ампера – сила, действующая на проводник с током в магнитном поле



$$B = \frac{dF}{Idl}$$

Это выражение можно назвать определением вектора B со стороны пробного элемента (Idl)

Варианты токовых элементов: $Idl = jdV = qdv$

Силы, действующие на токи в магнитном поле, называют амперовыми или силами Ампера.

Пример. Сила взаимодействия параллельных токов.

Каждый элемент тока I_2 находится в магнитном поле тока I_1 , а именно в поле $B_1 = (\mu_0/4\pi) 2I_1/b$

на единицу длины проводника с током I_2 действует сила $F_{\text{ед}} = I_2 B_1$, или

Для бесконечны по длине проводников с токами

$$F_{\text{ед}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1 I_2}{b}.$$

Для ограниченных по длине проводников с токами

$$F = \mu_0 \frac{(Il)_1 (Il)_2}{2\pi b^2}$$

2. Сила Лоренца

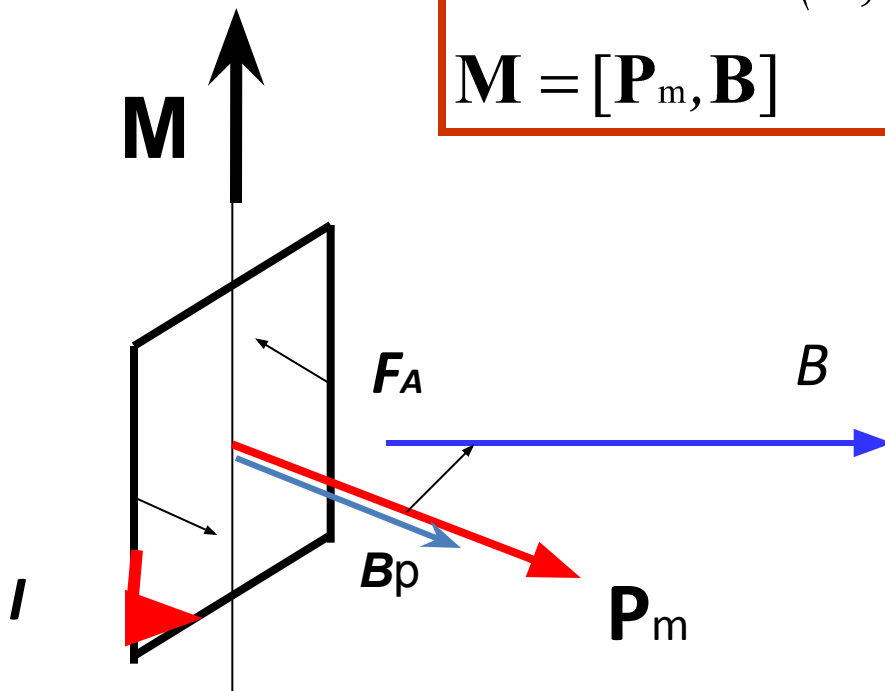
Сила, действующая на электрический заряд q во внешнем магнитном поле. Она зависит от скорости его движения \mathbf{V} и величины индукции магнитного поля \mathbf{B} (x, y, z).

$$\mathbf{F} = q[\mathbf{V}, \mathbf{B}].$$

3. Вращающий момент M . Прямо

пропорционален величине тока I , площади контура S , вектору B и синусу угла между направлением магнитного поля и нормали n .

$$M = ISB \sin(\overset{\boxtimes}{n}, \overset{\boxtimes}{B});$$
$$\mathbf{M} = [\mathbf{P}_m, \mathbf{B}]$$



Направление B_{\parallel} и P_m
по правилу буравчика

$$\overset{\boxtimes}{P}_m = IS \overset{\boxtimes}{n} - \text{магнитный момент рамки с}$$

ТОКОМ

Определение вектора магнитной индукции через момент силы

Отношение момента силы к магнитному моменту

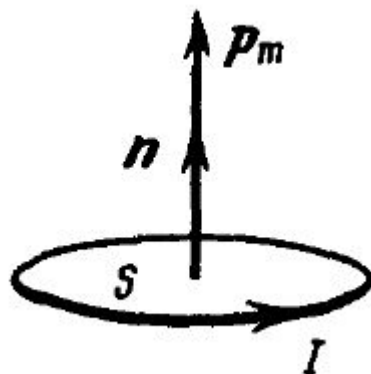
$$B = \frac{M}{P_m}$$

для данной точки магнитного поля будет одним и тем же и может служить характеристикой магнитного поля, называемой **магнитной индукцией**:

$$B = \frac{M}{P_m \sin(n, B)}$$

$$M = [P_m, B]$$

Магнитный момент рамки (петли) с током



$$\mathbf{p}_m = I S \mathbf{n}$$

Закон Био-Савара-Лапласа

(Определение индукции \mathbf{B} со стороны элемента, создающего поле)

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu\mu_0 \cdot [\overset{\Delta}{dl}, \overset{\Delta}{r}]}{4\pi} \frac{I}{r^3}$$

или

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{Idl}{r^2} \sin \alpha$$

где: $\overset{\Delta}{d\mathbf{B}}$ - магнитная индукция поля, создаваемого элементом проводника dl с током I ;

$\overset{\Delta}{r}$ - радиус-вектор, проведенный от элемента проводника к точке, в которой определяется магнитная индукция;

α - угол между радиус-вектором и направлением тока в элементе проводника;

$\overset{\Delta}{dl}$ - вектор, равный по модулю длине проводника и совпадающий по направлению с током (элемент проводника).

Закон Био–Савара–Лапласа

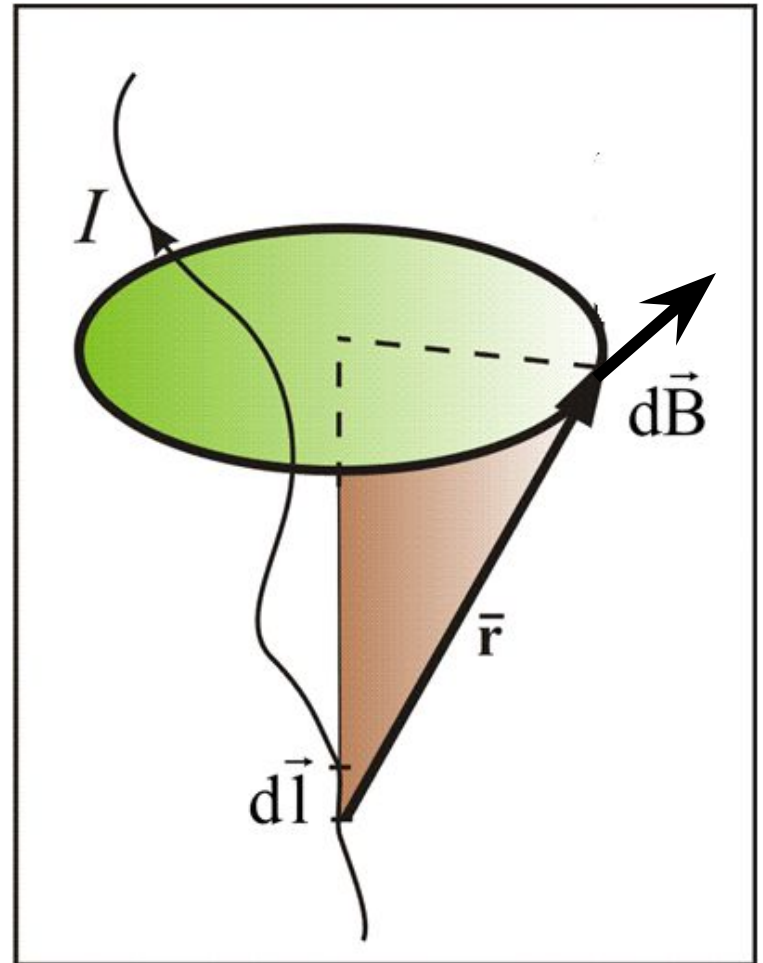
Элемент тока длины dl создает магнитное поле с индукцией $d\vec{B}$:

Варианты записи:

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

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

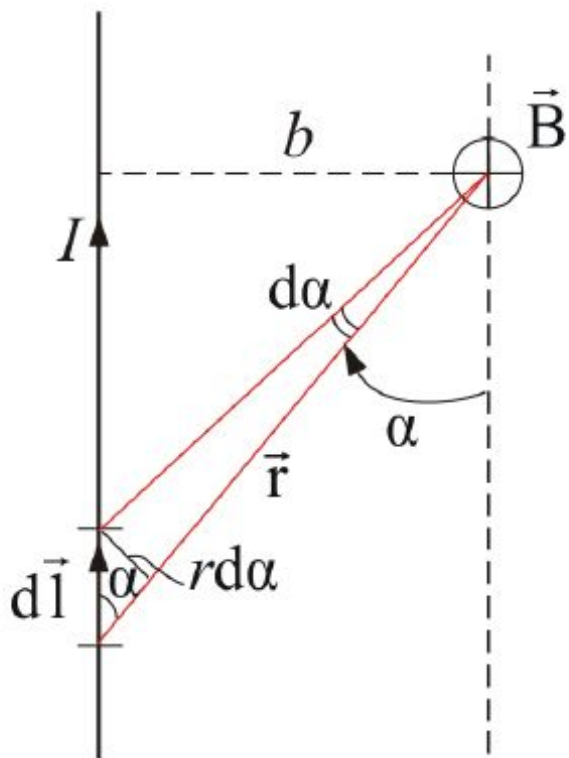
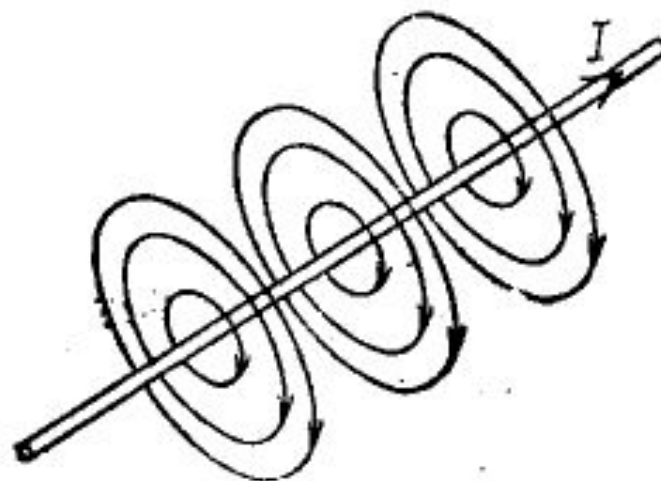
$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$$



Магнитное поле прямолинейного проводника с

ТОКОМ

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



$$r = \frac{b}{\sin \alpha}, \quad dl = \frac{r d\alpha}{\sin \alpha} = \frac{b d\alpha}{\sin^2 \alpha}.$$

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I b d\alpha \sin \alpha \sin^2 \alpha}{b^2 \sin^2 \alpha} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{b} \sin \alpha d\alpha.$$

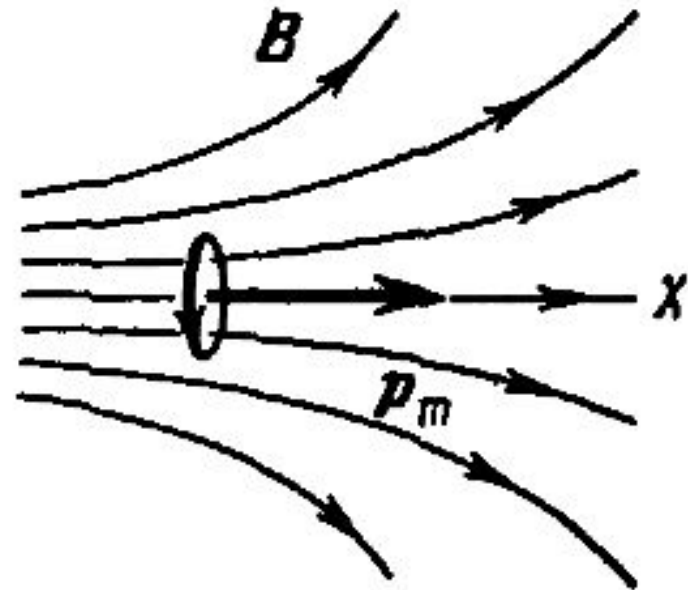
$$B = \int dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{b} \int_0^\pi \sin \alpha d\alpha = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{b}.$$

Конечная формула для индукции, создаваемой
прямым длинным проводником с током

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

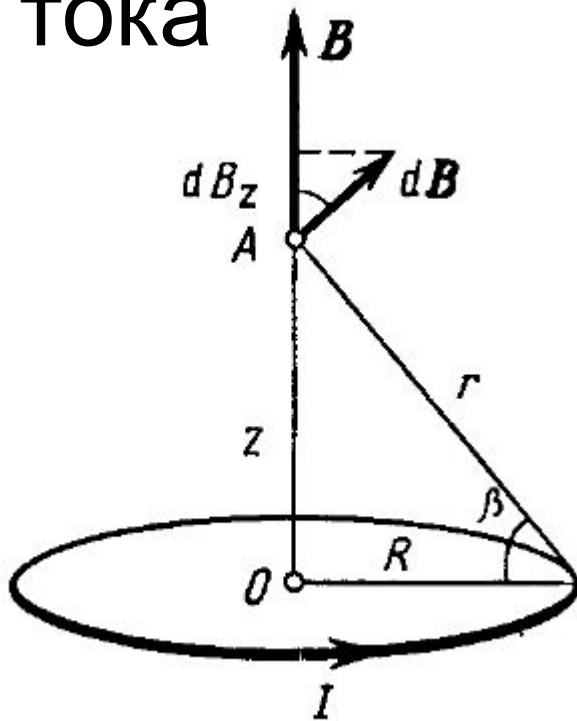
В неоднородном магнитном поле
на рамку с током (дополнительно к
вращательному моменту)
действует сила

$$F = p_m \frac{\partial B}{\partial x}$$



Магнитное поле на оси кругового

тока



$$dB_z = dB \cos \beta = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I dl}{r^2} \cos \beta,$$

$\cos \beta = R/r$ и $r = (z^2 + R^2)^{1/2}$, получаем

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi R^2 I}{(z^2 + R^2)^{3/2}}.$$

ПОТОК ВЕКТОРА МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ

Поток Φ любой векторной величины \vec{A} через площадку S математически определяется как интеграл:

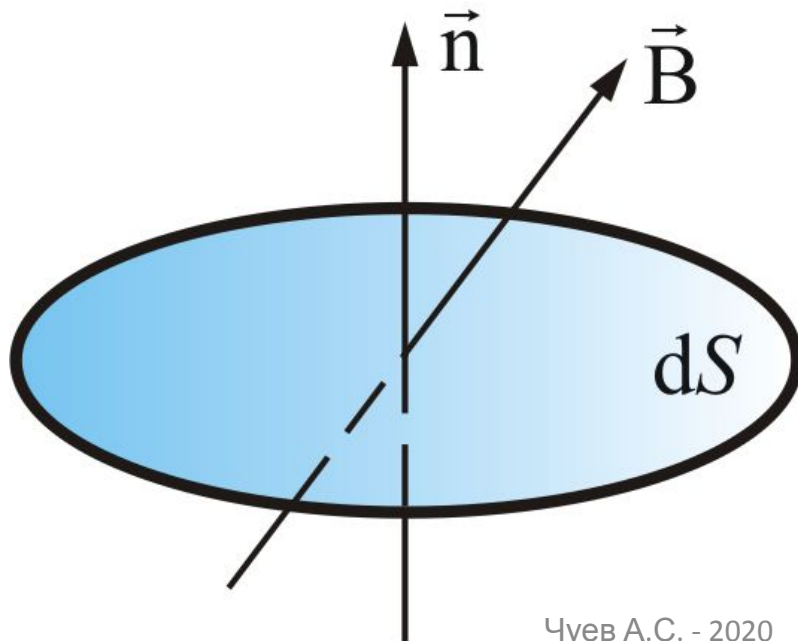
$$\Phi = \int_S \vec{A} d\vec{S}$$

Математически поток всегда скаляр, физически – это векторная величина

ПОТОК МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ

$$\Phi = \int_S \mathbf{B}_n dS.$$

$$d\Phi_B = B dS \cos(\overset{\nabla}{dn}, \overset{\nabla}{B})$$



Принято:

$$\Phi = \int_S B dS$$

Следовало бы

$$\Phi = \int_S B dS_n.$$

Возможное определение единицы магнитной индукции через поток:

1 Тл равен магнитной индукции при которой магнитный поток сквозь площадку 1 м^2 , перпендикулярную направлению поля, равен 1 Вб .

ТЕОРЕМА ГАУССА ДЛЯ ВЕКТОРА МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ

Поскольку магнитных зарядов нет, то считается:

$$\oint_S \vec{B} dS = 0$$

Интегральная
форма

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

Дифференциальная
форма

Теорема о циркуляции вектора магнитной индукции в интегральной и дифференциальной формах (для вакуума!!)

$$\oint B dl = \mu_0 \sum I$$

$$\text{rot} B = \mu_0 j$$

Определение ротора

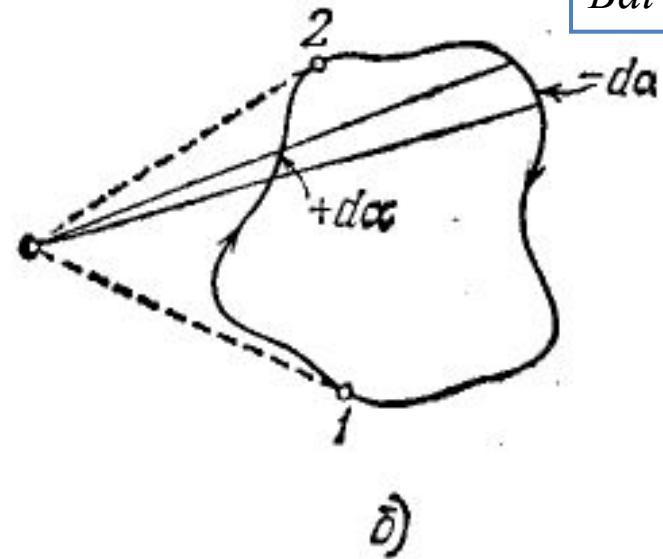
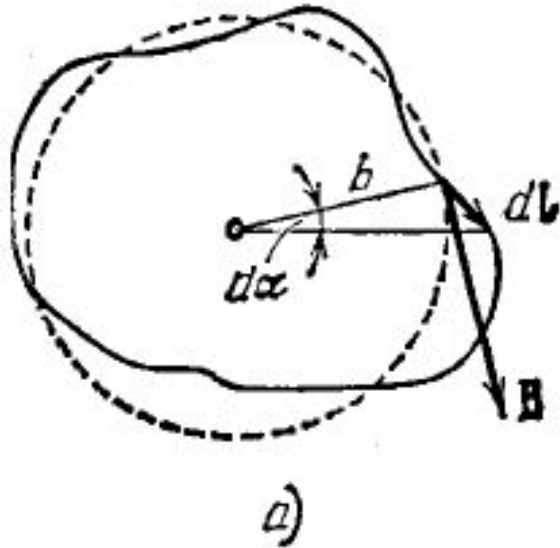
Ротор $\text{rot } \mathbf{a}$ векторного поля \mathbf{a} — есть вектор, проекция которого $\text{rot}_{\mathbf{n}} \mathbf{a}$ на каждое направление \mathbf{n} есть предел отношения циркуляции векторного поля по контуру L , являющемуся краем плоской площадки ΔS , перпендикулярной этому направлению, к величине этой площадки, когда размеры площадки стремятся к нулю, а сама площадка стягивается в точку:

$$\text{rot}_{\mathbf{n}} \mathbf{a} = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\oint_L \mathbf{a} \cdot d\mathbf{r}}{\Delta S}.$$

Направление обхода контура выбирается так, чтобы, если смотреть в направлении \mathbf{n} , контур L обходился по часовой стрелке^[5].

Доказательство теоремы о циркуляции по Савельеву

По определению циркуляция равна интегралу $\oint \mathbf{B} d\mathbf{l}$.



$$\mathbf{B} d\mathbf{l} = B dl_B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2l}{b} b d\alpha = \frac{\mu_0 l}{2\pi} d\alpha.$$

$$\oint \mathbf{B} d\mathbf{l} = \frac{\mu_0 l}{2\pi} \oint d\alpha.$$

В общем виде: $\oint \mathbf{B} d\mathbf{l} = \mu\mu_0 I$

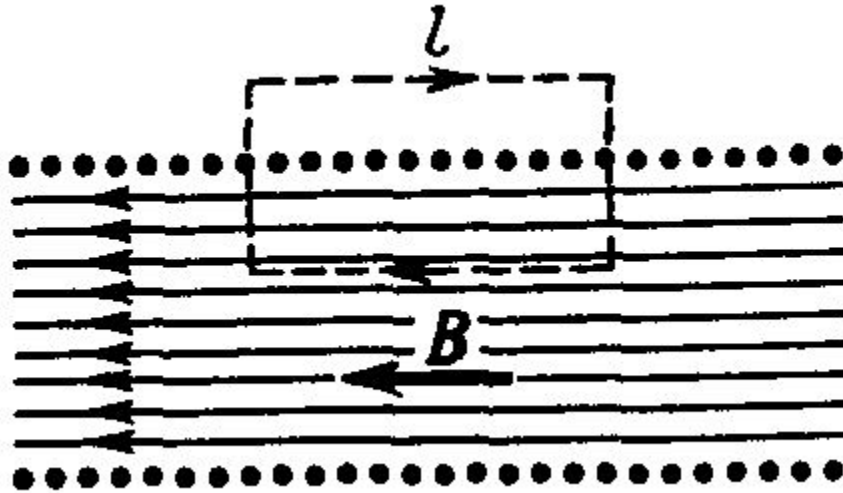
Доказательство теоремы о циркуляции в дифференциальной форме

$$\oint \mathbf{B} d\mathbf{l} = \mu_0 \sum_k I_k$$

$$\int_S [\nabla \mathbf{B}] d\mathbf{S} = \mu_0 \int_S \mathbf{j} d\mathbf{S}.$$

$$[\nabla \mathbf{B}] = \mu_0 \mathbf{j}.$$

Расчет магнитного поля соленооида

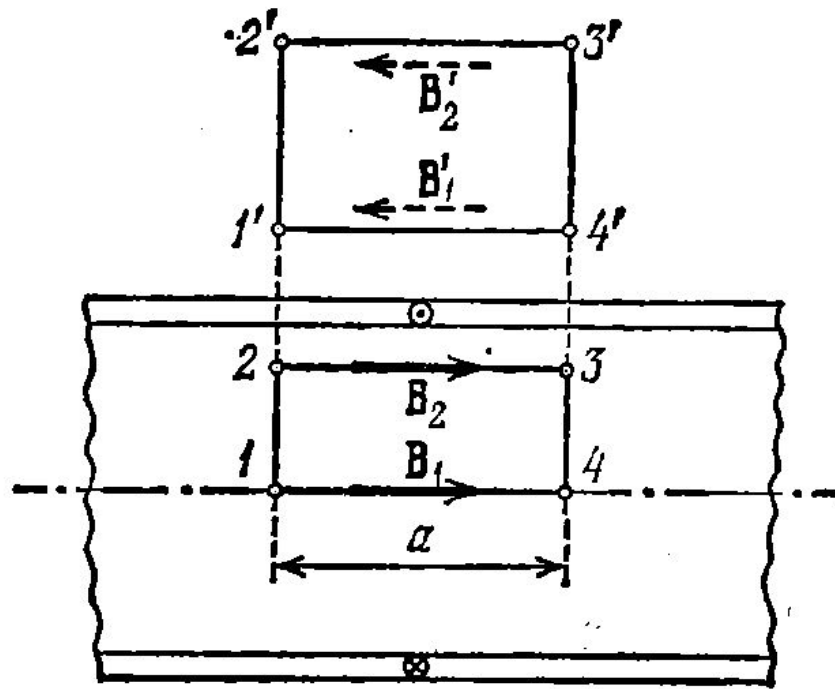


Согласно теореме о циркуляции $Bl = \mu_0 n l I$.

Откуда:

$$B = \mu_0 n I$$

Формула верна для бесконечно длинного соленооида

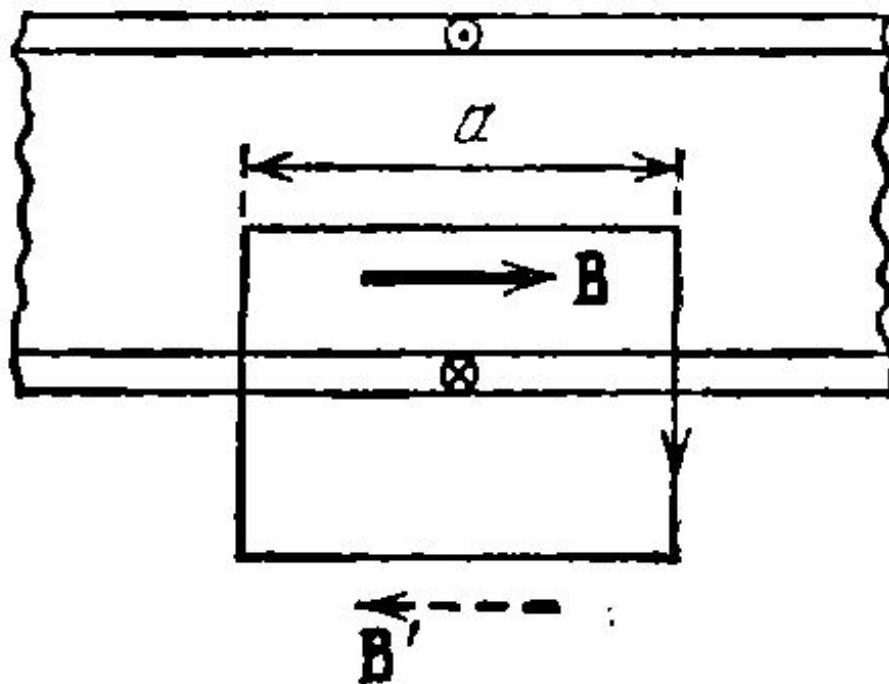


Поле внутри и вне достаточно длинного соленоида

однородно

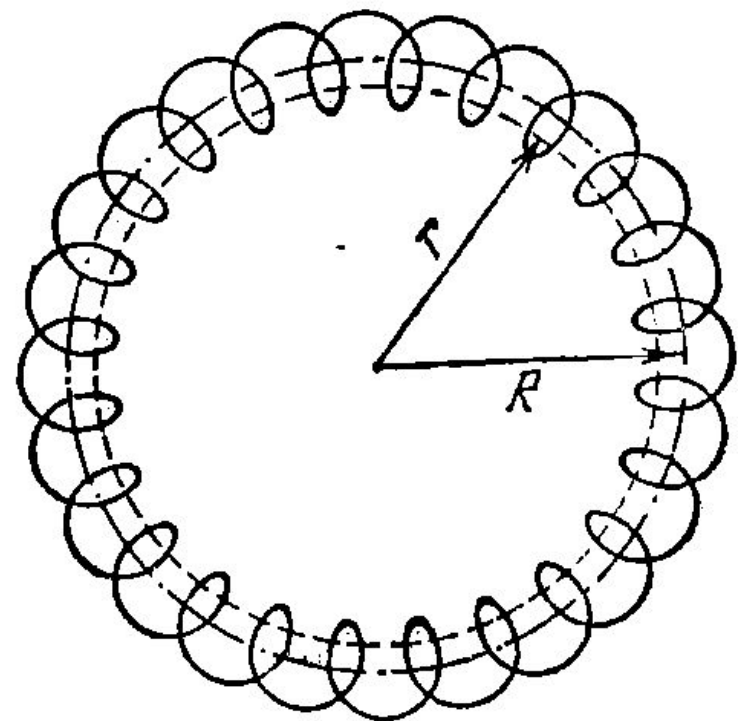
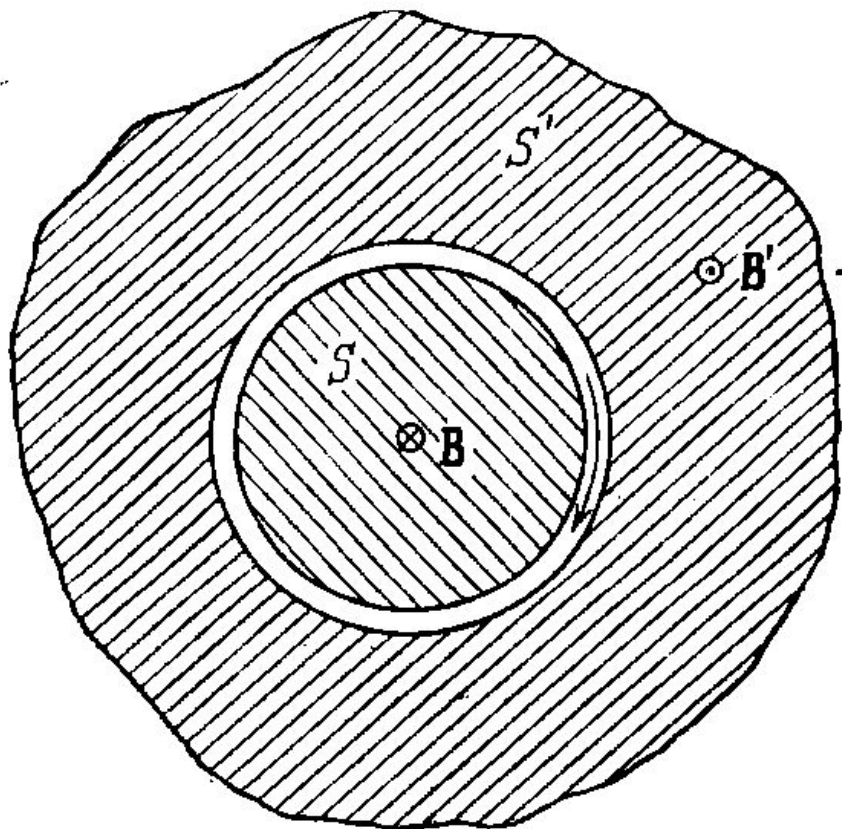
Внутри выделенных контуров обмоток с током нет.

Отсюда вытекает, что $B'_1 = B'_2$. Расстояния от оси соленоида до участков $1' - 4'$ и $2' - 3'$ были взяты произвольно. Следовательно, значение B' на любом расстоянии от оси будет вне соленоида одно и то же. Таким образом, оказывается доказанной и однородность поля вне соленоида.



Циркуляция вектора B по контуру:
 $a (B + B') = \mu_0 j_{\text{лин}} a$
 после сокращения на a и замены $j_{\text{лин}}$ на nI

$$B + B' = \mu_0 n I.$$

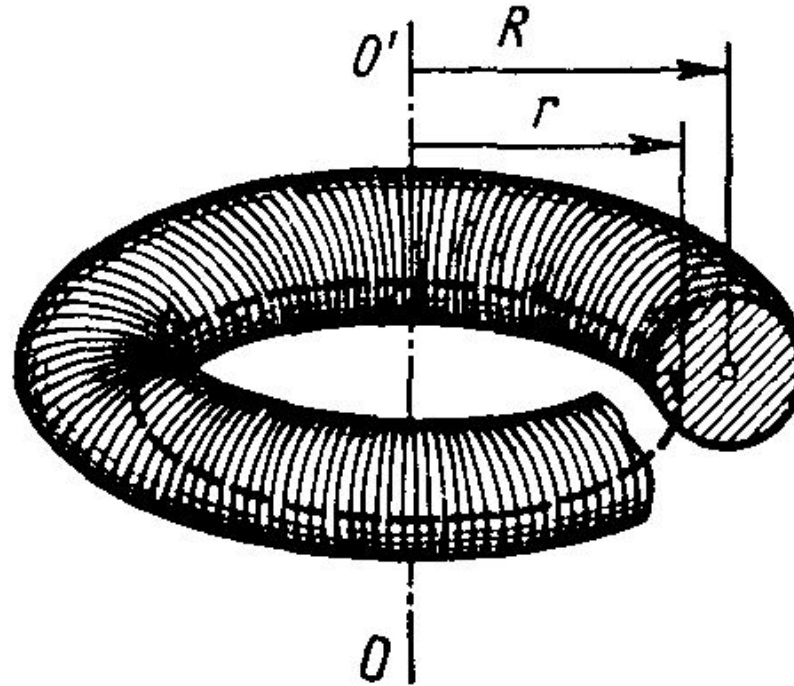


$$BS = B'S'.$$

Площадь S' – бесконечно
большая
Отсюда следует, что $B' = 0$.

$\Phi = BS$ МАГНИТНЫЙ ПОТОК

Расчет магнитного поля тороида



По теореме о циркуляции: $B \cdot 2\pi r = \mu_0 N I$

откуда следует, что внутри тороида $B = (\mu_0 / 2\pi) N I / r.$

Магнитный поток и индуктивность

Ψ – полный магнитный поток (потокосцепление):

$$\Psi = LI,$$

$$\Psi = \sum N\Phi_i$$

Φ_i – магнитный поток i -го витка соленоида, L – индуктивность.

Это общее выражение позволяет рассчитать индуктивность соленоида.

Для однородного магнитного поля

полный магнитный поток соленоида выражается следующим образом:

$$\Psi = SBN = \mu_0 \mu HSN = \mu_0 \mu HSn l \quad \text{где } S \text{ – площадь витка.}$$

методом дифференцирования и последующего интегрирования по всей длине соленоида

$$d\Psi = \mu_0 \mu HSn dl$$

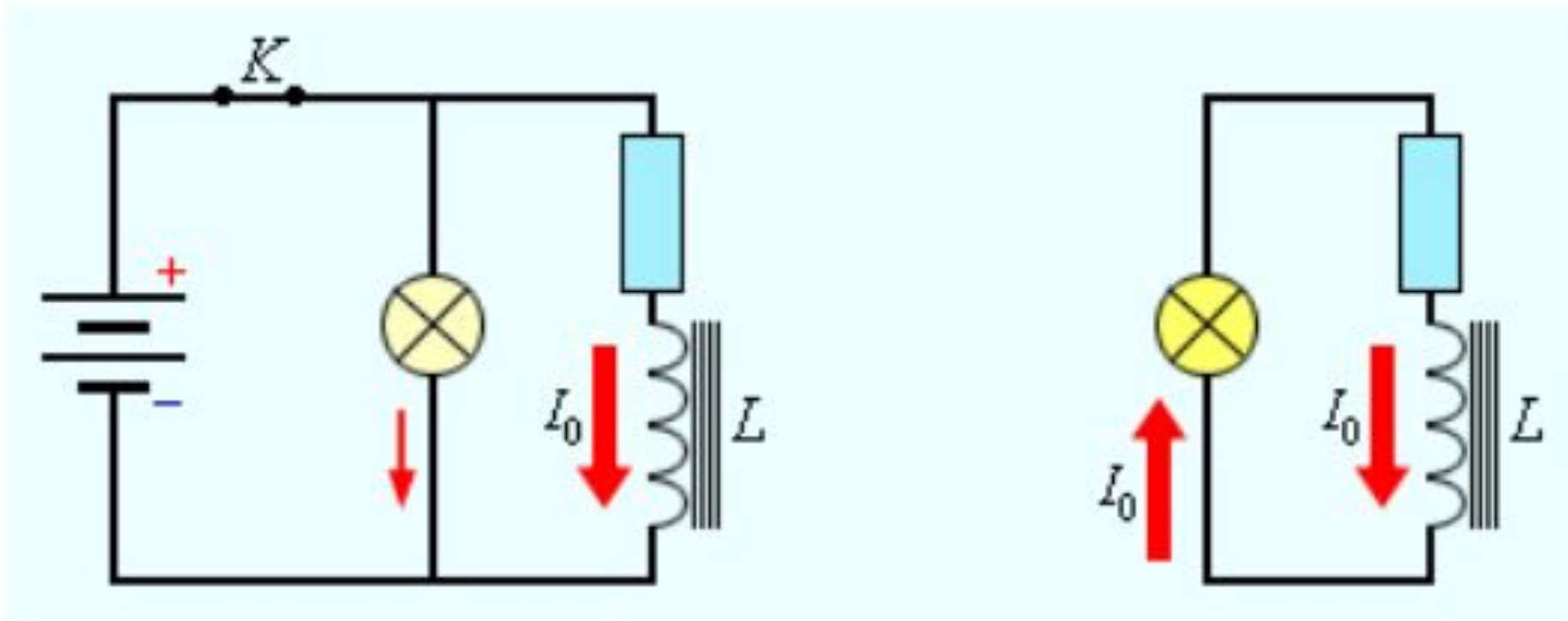
Для достаточно длинного соленоида ($l \gg R$)

с учетом $Hdl = \sum I$

$$L = \mu_0 \mu Sn^2 l$$

$$L = \mu_0 \mu n^2 V$$

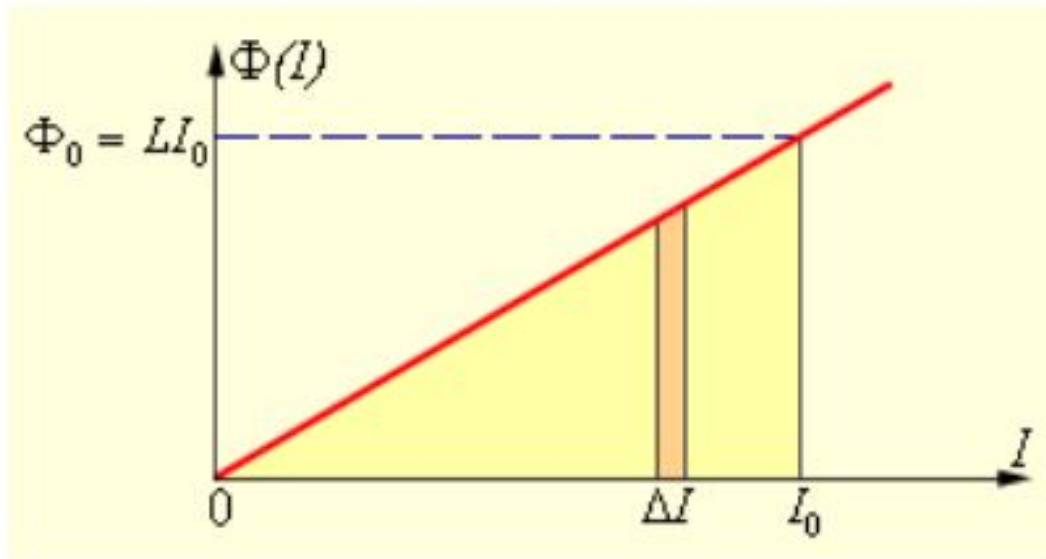
Явление самоиндукции



Магнитная энергия катушки. При размыкании ключа K лампа ярко вспыхивает

Энергия индуктивности с током

$$I = \frac{\mathcal{E}_L}{R} = -\frac{L \Delta I}{R \Delta t}$$



Вычисление энергии магнитного поля

Выделяемая теплота

$$\Delta Q = IR^2 \Delta t$$

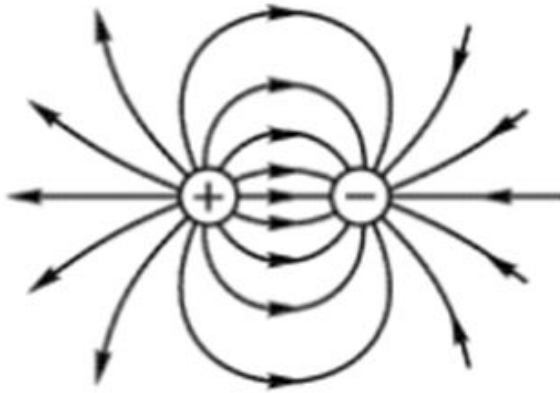
$$\Delta Q = -L I \Delta I = -\Phi(I) \Delta I.$$

$$W_{\text{м}} = \frac{\Phi I}{2} = \frac{L I^2}{2} = \frac{\Phi^2}{2L}$$

$$W_{\text{м}} = \frac{\mu_0 \mu n^2 I^2}{2} V = \frac{B^2}{2 \mu_0 \mu} V,$$

$$w_{\text{м}} = \frac{B^2}{2 \mu_0 \mu}$$

Аналогии электромагнетизма



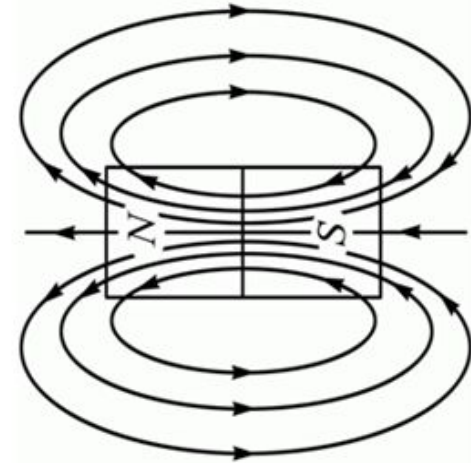
$$\vec{p}_e = q\vec{l}$$

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{e}_r}{r^2}$$

$$\vec{p}'_e = -\vec{p}_e$$

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{\vec{p}'_e - 3\vec{e}_r(\vec{e}_r \cdot \vec{p}'_e)}{r^3}$$

$$E = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} \frac{p_e}{4\pi r^3} \sqrt{1 + 3\cos^2\theta}$$



$$\vec{p}_m = IS\vec{n}$$

$$\vec{A} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{p}_m \times \vec{e}_r}{r^2}$$

$$\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{3\vec{e}_r(\vec{e}_r \cdot \vec{p}_m) - \vec{p}_m}{r^3}$$

$$B = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{p_m}{r^3} \sqrt{1 + 3\cos^2\theta}$$

АНАЛОГИИ СООТНОШЕНИЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ВЕЛИЧИН

Чуев А.С., chuev@mail.ru, МГТУ им. Н.Э. Баумана

Источники поля

Заряды, электрические диполи, электреты

Движущиеся заряды, линейные проводники с током, петлевые токи, магниты

$$q = \lambda l = \sigma S = \rho V; \quad \vec{p}_e = q\vec{l}$$

$$q\vec{v} = I\vec{l} = \vec{j}V; \quad \vec{p}_m = IS\vec{n}$$

Основные полевые параметры без учета влияния вещественной среды

$$\varphi = \frac{W}{q_{\text{пр}}}; \quad \varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_0}{r};$$

$$|\vec{A}| = \frac{W}{|\vec{j}_{\text{пр}}|V}; \quad \vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi r} \int \vec{j}_0 dV;$$

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_{\text{пр}}}; \quad \vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_0}{r^2} \vec{e}_r$$

$$B = \frac{F}{j_{\text{пр}}V}; \quad d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi r^2} [\vec{j}_0 \times \vec{e}_r] dV$$

Силовое поле, создаваемое диполем

$$E = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{p_e}{4\pi r^3} \sqrt{1 + 3\cos^2 \theta}$$

$$B = \mu_0 \frac{p_m}{4\pi r^3} \sqrt{1 + 3\cos^2 \theta}$$

Потенциальная энергия диполя, находящегося в силовом поле

$$W = -\vec{p}_e \vec{E}$$

$$W = -\vec{p}_m \vec{B}$$

Вращательный момент сил, действующих на диполь в однородном поле

$$\vec{M} = [\vec{p}_e \times \vec{E}]$$

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

Сила, действующая на диполь в неоднородном поле

$$F = p_e \frac{\partial E}{\partial x}$$

$$F = p_m \frac{\partial B}{\partial x}$$

Реакция вещества на внешнее поле

$$\vec{P} = \frac{(\varepsilon - 1)\vec{D}}{\varepsilon} = \kappa\varepsilon_0\vec{E}; \quad \kappa = \varepsilon - 1;$$

$$\vec{P} = \frac{\sum \vec{p}_q}{V}$$

$$\vec{J} = \chi\vec{H}; \quad \chi = \mu - 1;$$

$$\vec{J} = \frac{\sum \vec{p}_m}{V}$$

Основные соотношения векторов

$$\vec{E} = \frac{1}{\varepsilon_0}(\vec{D} - \vec{P}) = \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0}\vec{D}$$

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

Граничные условия для векторов

$$E_{\tau 1} = E_{\tau 2}; \quad D_{n1} = D_{n2}; \quad \oint \vec{E}d\vec{l} = 0; \quad \text{rot}\vec{E} = 0;$$

$$P_n = \sigma' = \frac{q'^{\text{пов}}}{S}$$

$$H_{\tau 1} = H_{\tau 2}; \quad B_{n1} = B_{n2}; \quad \text{div}\vec{B} = 0;$$

$$J_R = i'^{\text{пов}} = \frac{I'^{\text{пов}}}{2\pi R}$$

Характерные интегральные соотношения для векторов

$$\oint \vec{D}d\vec{S} = q; \quad \oint \vec{P}d\vec{S} = -q'$$

$$\oint \vec{E}d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0}(q + q') = \frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0}$$

$$\oint \vec{H}d\vec{l} = \sum I; \quad \oint \vec{J}d\vec{l} = \sum I'$$

$$\oint \vec{B}d\vec{l} = \mu_0(I + I') = \mu\mu_0I$$

Характерные дифференциальные соотношения для векторов

$$\text{div}\vec{D} = \rho; \quad \text{div}\vec{P} = -\rho'$$

$$\text{div}\vec{E} = \frac{1}{\varepsilon_0}(\rho + \rho') = \frac{\rho}{\varepsilon\varepsilon_0}$$

$$\text{rot}\vec{H} = \vec{j}; \quad \text{rot}\vec{J} = \vec{j}'$$

$$\text{rot}\vec{B} = \mu_0(\vec{j} + \vec{j}') = \mu\mu_0\vec{j}$$

Вектор напряженности магнитного поля H

Термин *напряженность* появился первым, затем ввели понятие магнитной индукции, обозначив ее буквой B

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

Для вакуума $\vec{B} = \mu_0\vec{H}$

В системе СГС *магнитная индукция* считается макроскопическим полем, а *напряженность* микроскопическим (атомно-молекулярным) магнитным полем, т.е., по сути, различий нет.

$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = I.$$

Из этого выражения, используя теорему Стокса

$$\oint_{\Gamma} \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_S \text{rot} \mathbf{H} d\mathbf{S}$$

Учитывая, что:

Получим:

Дифференциальная форма теоремы о циркуляции вектора \mathbf{H} :

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j},$$

$$\text{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j}$$

Теорема о циркуляции вектора \mathbf{H}

$$\oint \mathbf{B} \, d\mathbf{l} = \mu_0 (I + I'),$$

где I и I' — токи проводимости и намагничивания, охватываемые заданным контуром Γ .

$$\text{С} \quad \oint \mathbf{J} \, d\mathbf{l} = I'.$$

учетом:

$$\text{Можно записать: } \oint \left(\frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{J} \right) d\mathbf{l} = I.$$

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{J},$$

$$\oint \mathbf{H} \, d\mathbf{l} = I.$$

Теорема о циркуляции вектора
напряженности магнитного поля в
интегральной и дифференциальной формах
(формулы верны всегда)

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = \sum I$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j}$$

Связь между векторами \mathbf{J} и \mathbf{H} .

$$\mathbf{J} = \chi \mathbf{H},$$

где χ — магнитная восприимчивость,

Связь между \mathbf{B} и \mathbf{H} .

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{J},$$

преобразуем в $(1 + \chi) \mathbf{H} = \mathbf{B}/\mu_0$. Отсюда

$$\mathbf{B} = \mu \mu_0 \mathbf{H},$$

где μ — магнитная проницаемость среды.

$$\mu = 1 + \chi.$$

Соотношения для вектора намагниченности

$$\oint_L (\vec{J}, d\vec{l}) = I'$$

$$\text{rot } \vec{J} = \vec{j}'$$

Вектор \mathbf{B} суммарный *полевой* вектор

$$\mathbf{B} = \mu\mu_0\mathbf{H} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{J})$$

$$\oint \mathbf{B} \, d\mathbf{l} = \mu_0(I + I'),$$

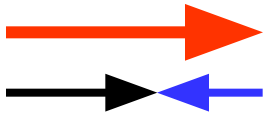
$$\operatorname{rot}\mathbf{B} = \mu\mu_0\mathbf{j} = \mu_0(\mathbf{j} + \mathbf{j}')$$

Аддитивность интегральной и дифференциальной функций подтверждает правильность первой формулы

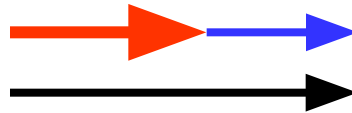
Соотношения магнитных векторов внутри магнетиков

Диамагнетик

H

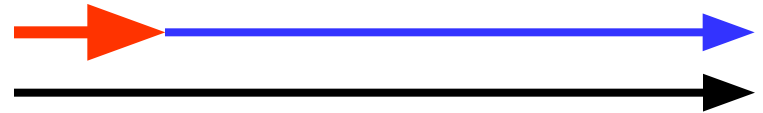


Парамагнетики



Ферромагнетик

H



Обозначения:



Вектор H - первичная намагниченность пространства от токов проводимости



Вектор J - намагниченность магнетика



Вектор B/μ_0 (составной результирующий вектор)

Пример из ДЗ

$$\oint_L (\vec{H}, d\vec{l}) = I$$

$$\oint_L (\vec{H}, d\vec{l}) = \int_S (\vec{j}, d\vec{s})$$

$$H 2\pi r_a = j(\pi r_a^2 - \pi R^2)$$

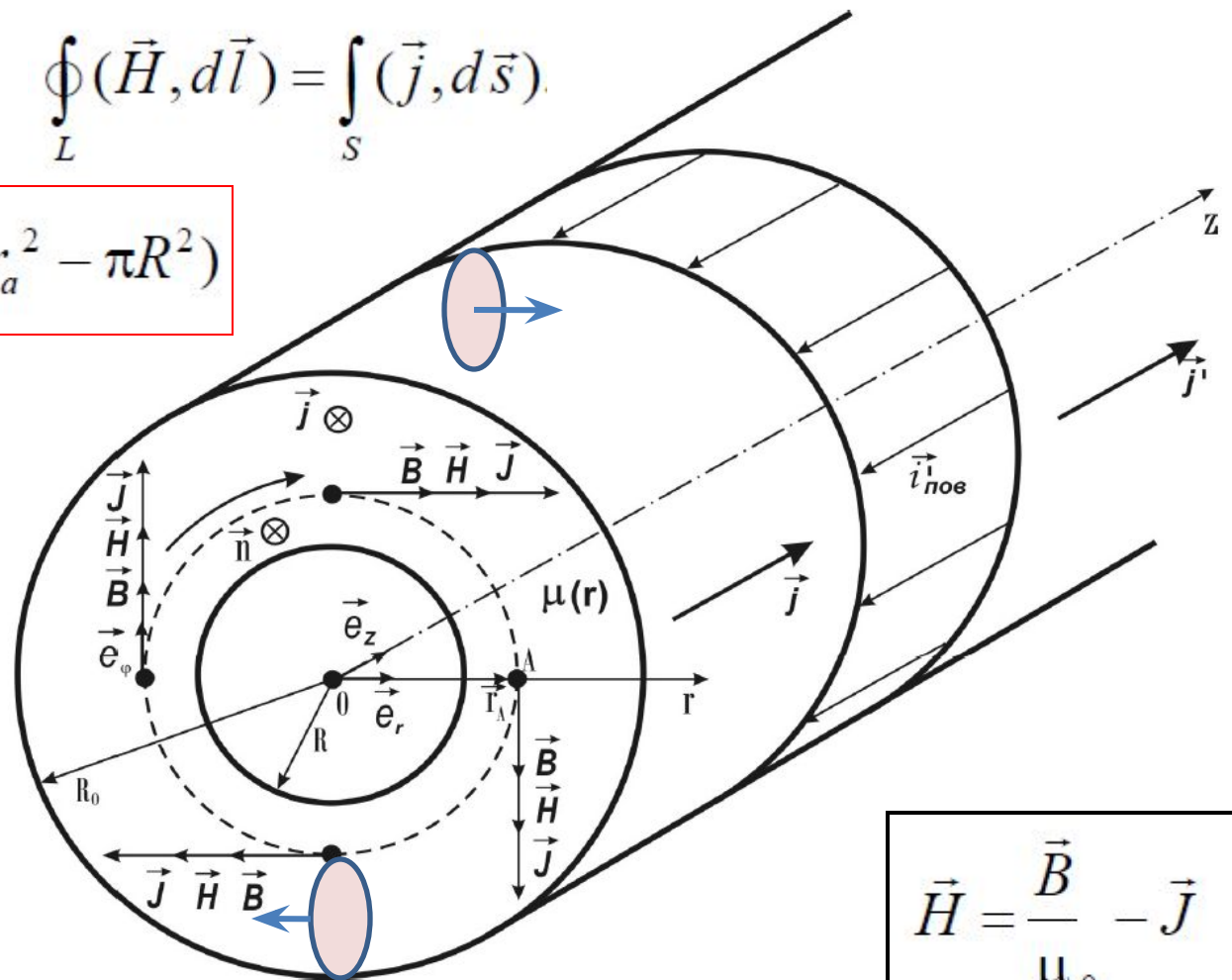
$$\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}$$

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

$$\chi = \mu - 1$$

$$\oint_L (\vec{J}, d\vec{l}) = I'$$

$$\text{rot } \vec{J} = \vec{j}'$$



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

Два варианта учета среды: μ или I'

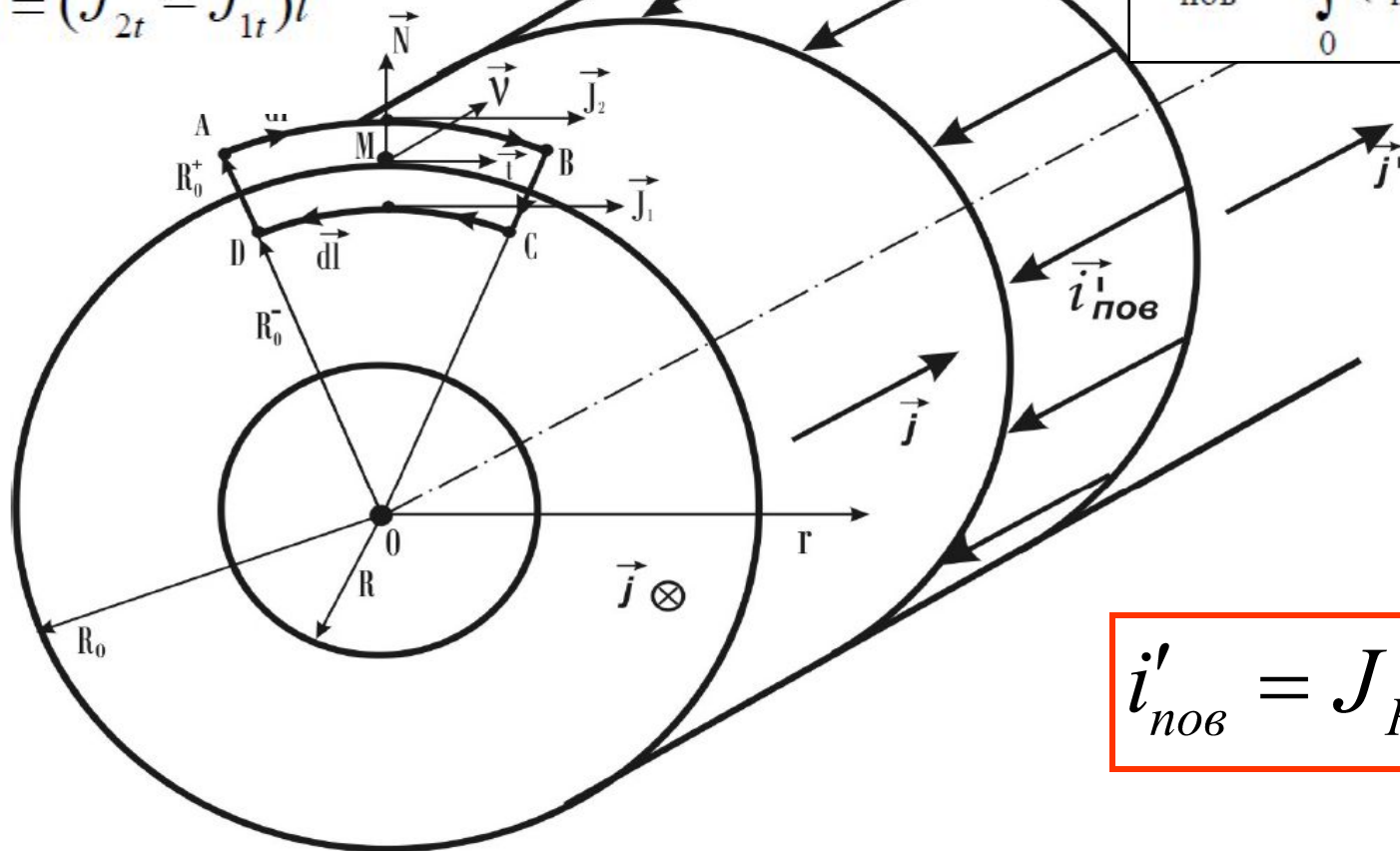
$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu\mu_0 \sum I = \mu_0 \sum (I + I')$$

$$i'_{нов} \cdot 2\pi R_0 = J_{R_0} \cdot 2\pi R_0$$

$$dI'_{пов} = (\vec{i}'_{пов}, \vec{v}) dl = (\vec{i}'_{пов})_v dl.$$

$$\oint_{ABCD} (\vec{J}, d\vec{l}) = (J_{2t} - J_{1t})l$$

$$I'_{пов} = \int_0^l (\vec{i}'_{пов})_v dl.$$



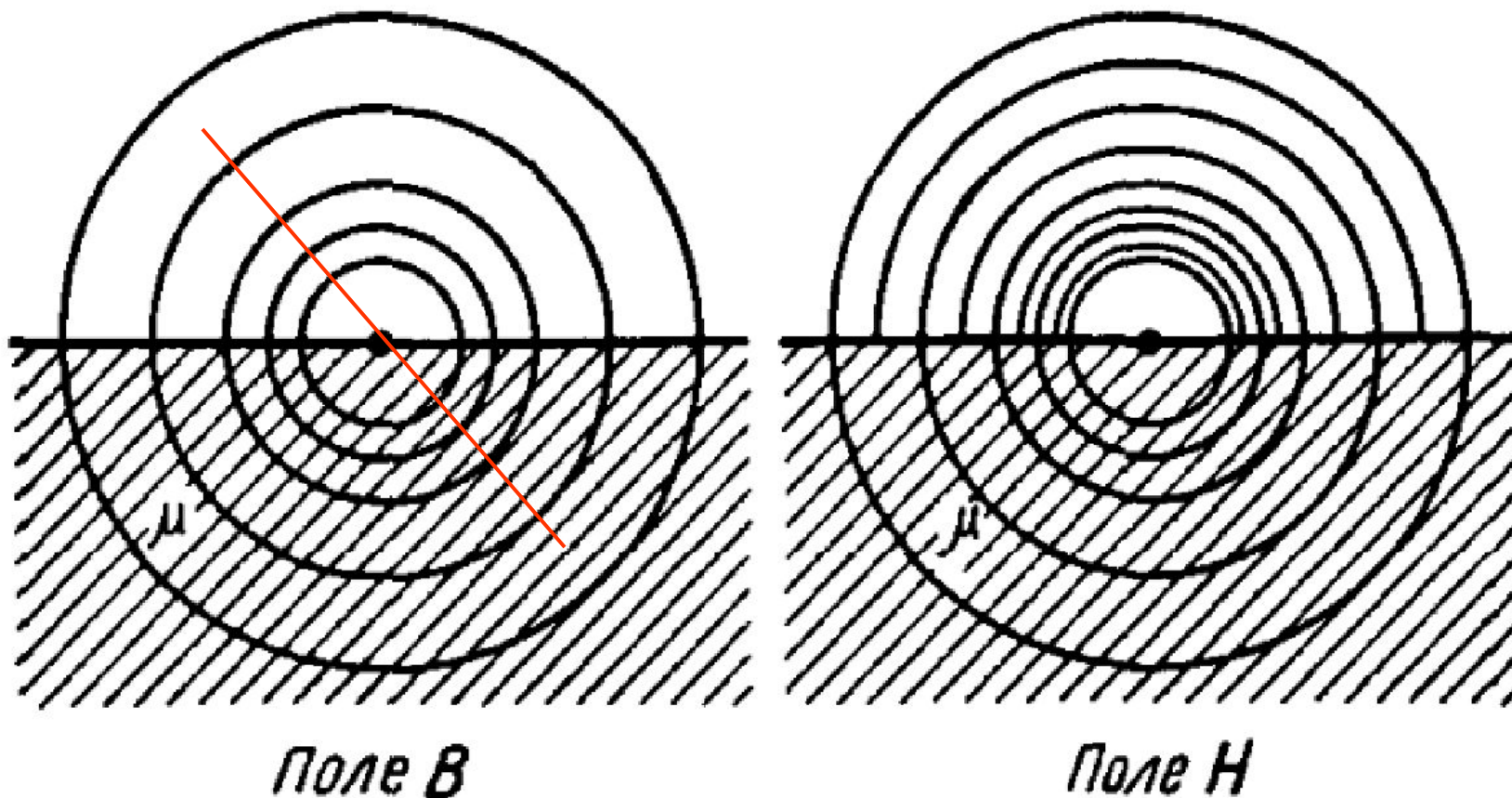
$$i'_{нов} = J_{R_0}$$

$$I'_{сум} = \int_0^{2\pi R_0} i'_{нов} dl + \int_S j' dS = 0$$

Проверка правильности решения

ФАКУЛЬТАТИВНЫЙ МАТЕРИАЛ ЛЕКЦИИ

Парадокс изображения магнитных полей

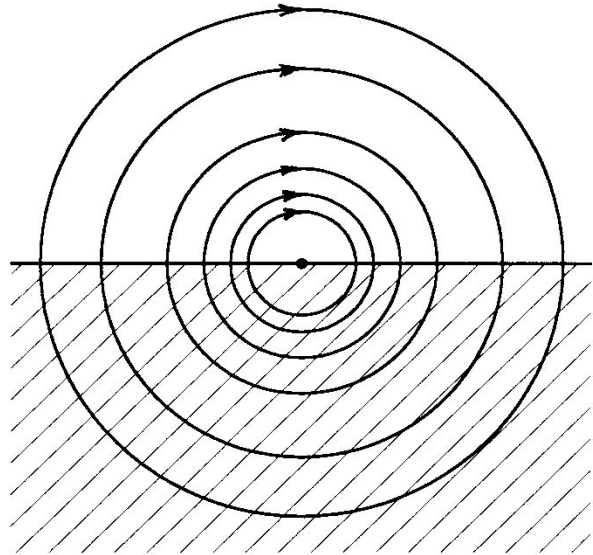


Закон Б-С-Л не выполняется

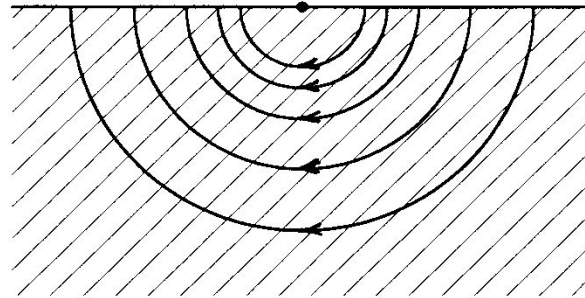
$$dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{I[d\vec{l}, \vec{r}]}{r^3}$$

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

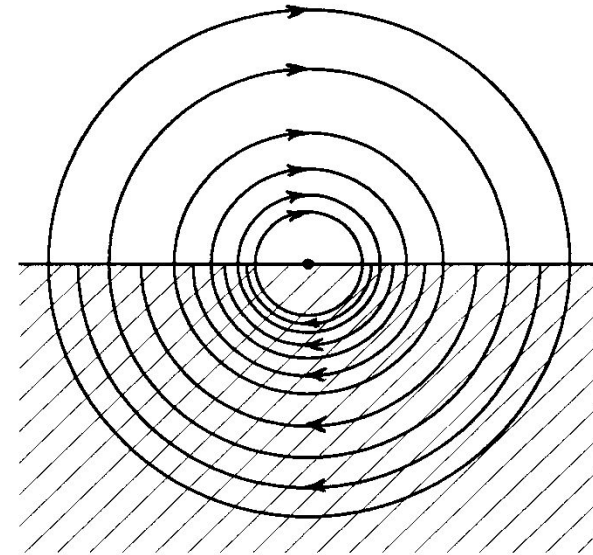
Верные изображения магнитных полей от проводника с током на границе 2-х сред



Поле H



Поле J



Поле B

В этом случае получается другое несоответствие сегодняшней теории:

$$\text{div} \vec{B} \neq 0$$

Парадокс изображения магнитных векторов в теле кольцевого магнита с щелевым зазором

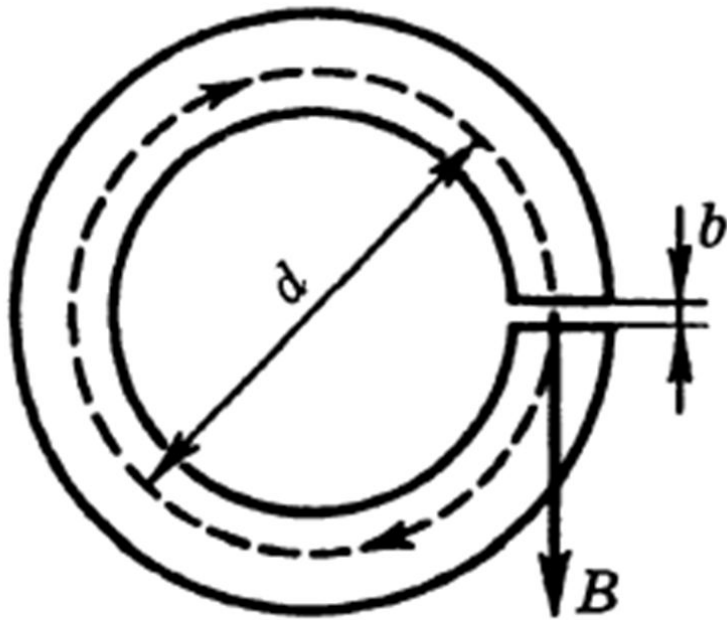


Рис. 7.22

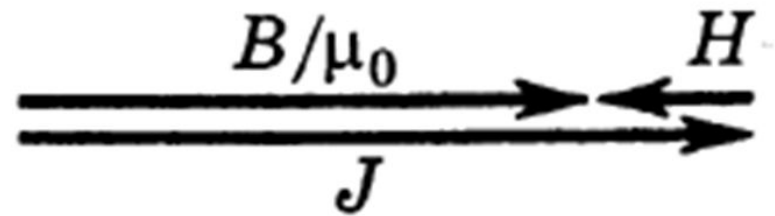


Рис. 7.23

Правильные соотношения магнитных векторов внутри магнетиков

Диамагнетики



Парамагнетики



Ферромагнетики



Обозначения:



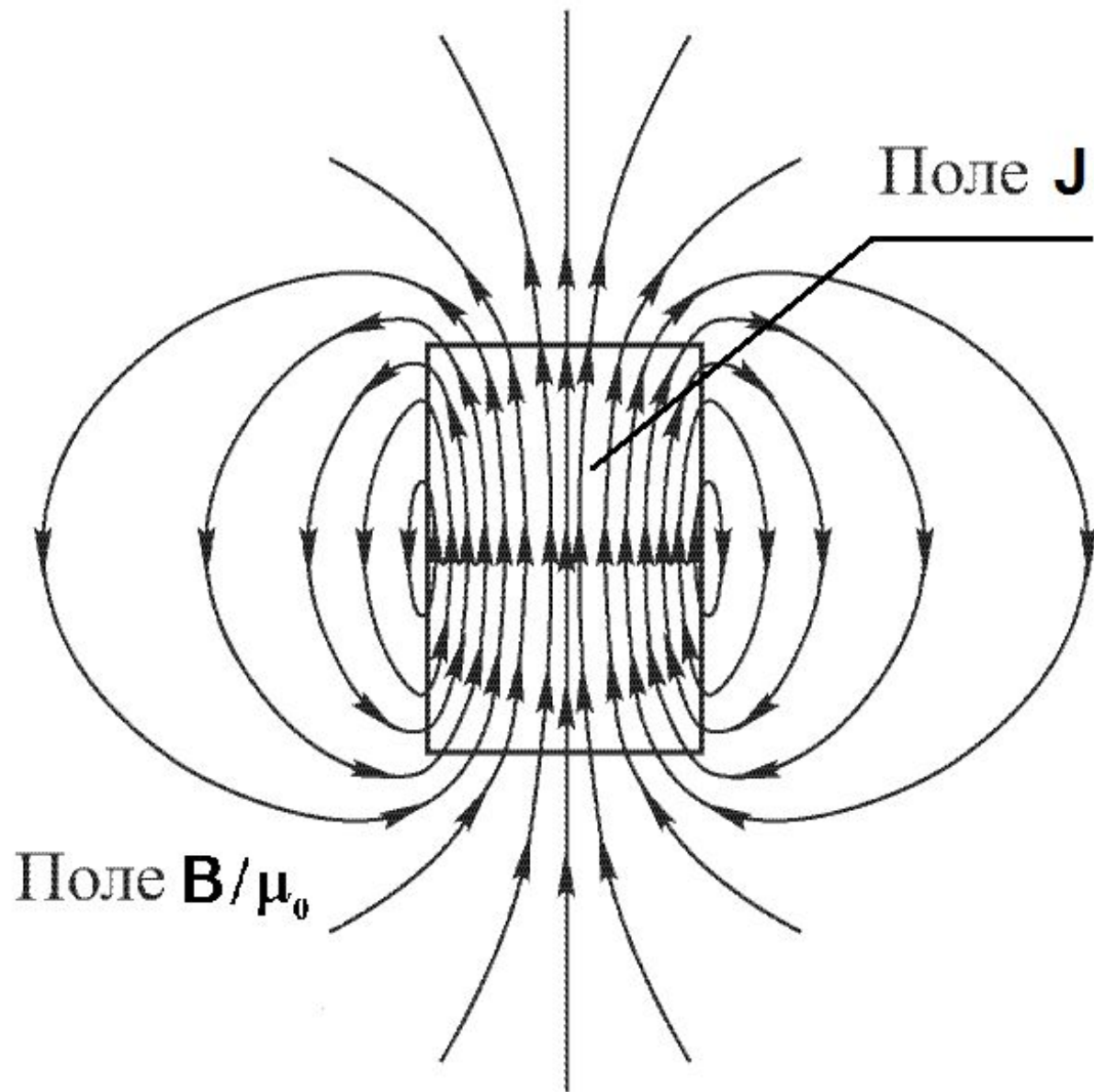
Вектор H от токов проводимости



Вектор J - намагниченность магнетика



Вектор B/μ_0 (составной результирующий вектор)



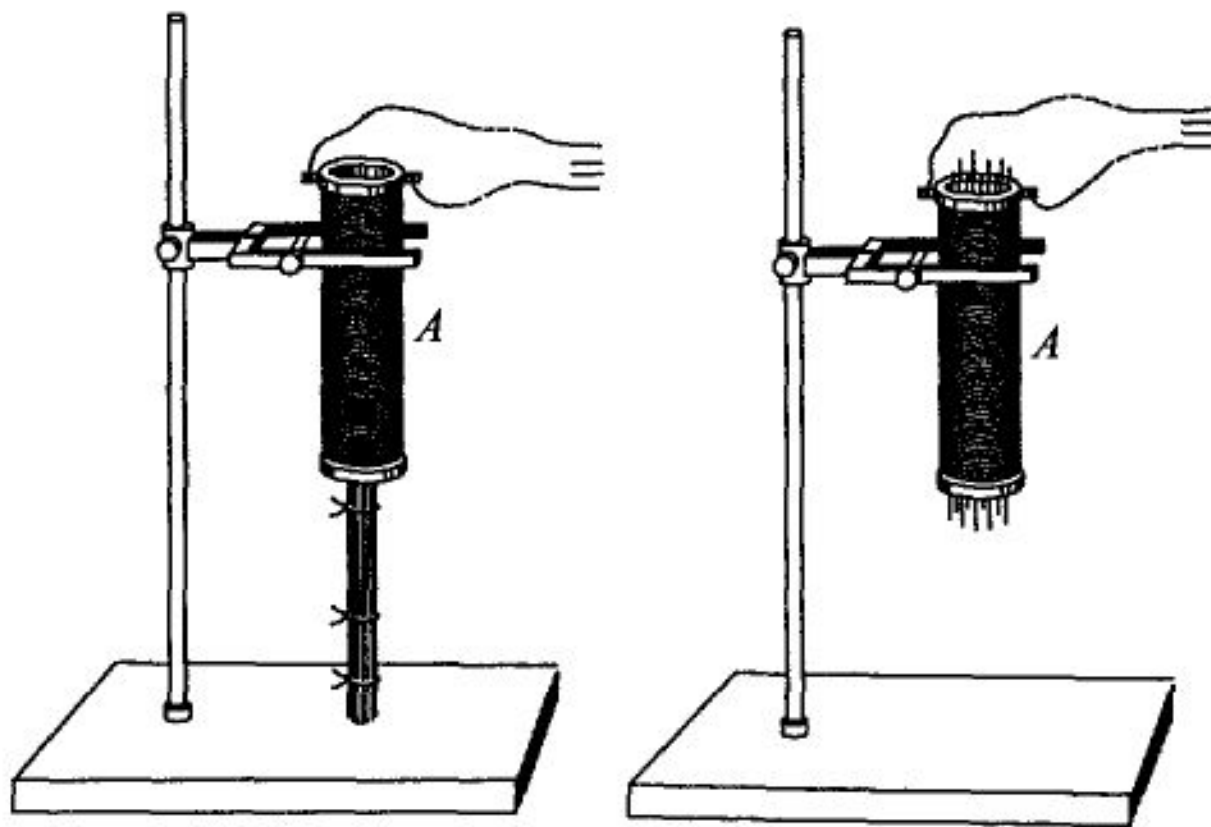
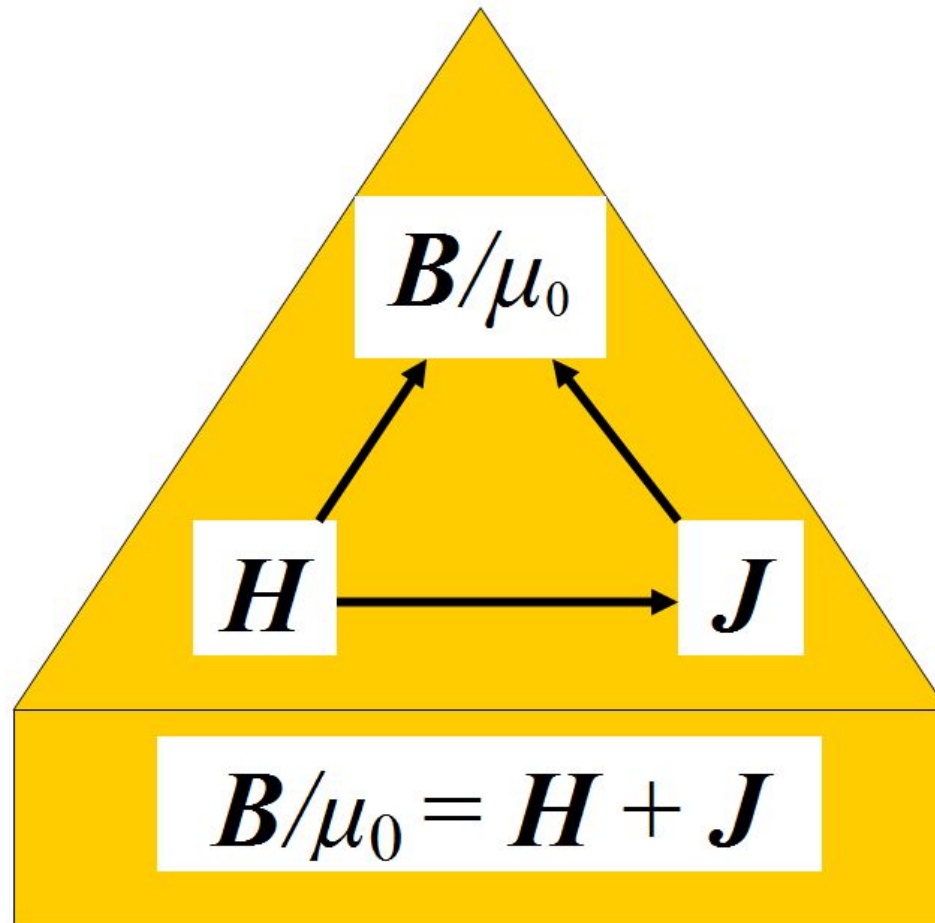


Рис 162. Железные проволоки порознь намагничиваются сильнее, чем толстый стержень, составленный из этих проволок

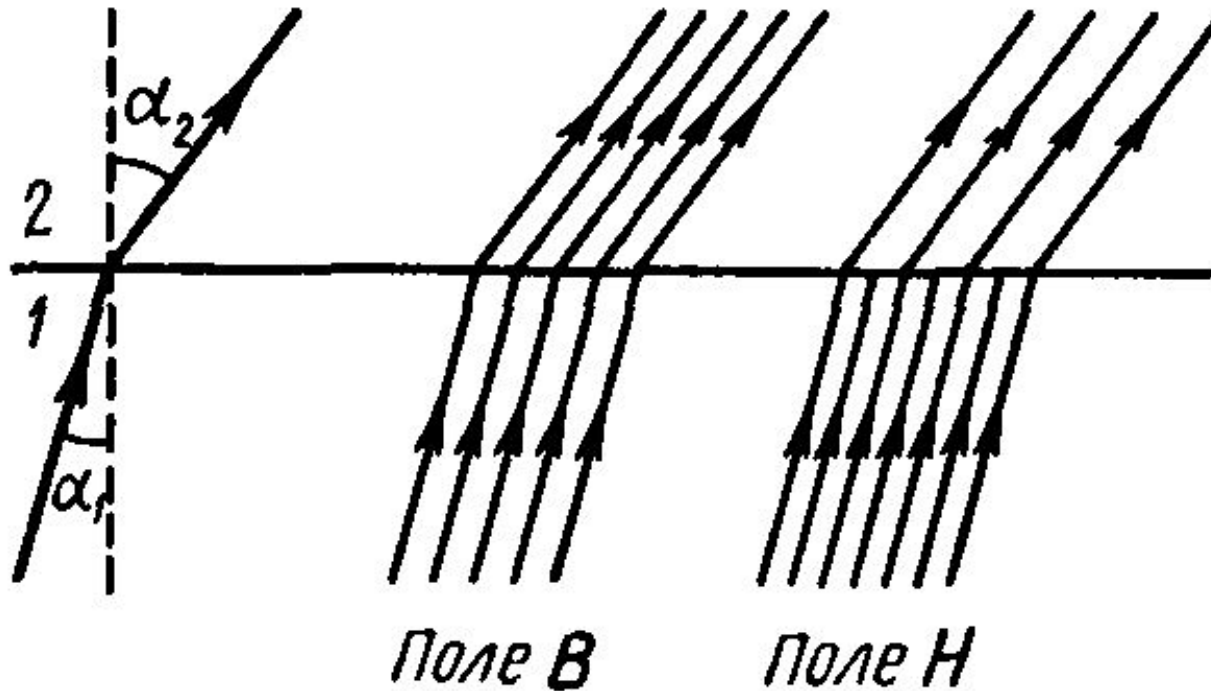


$$\vec{B} / \mu_0 = (1 + \chi) \vec{H} = \mu \vec{H}$$

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

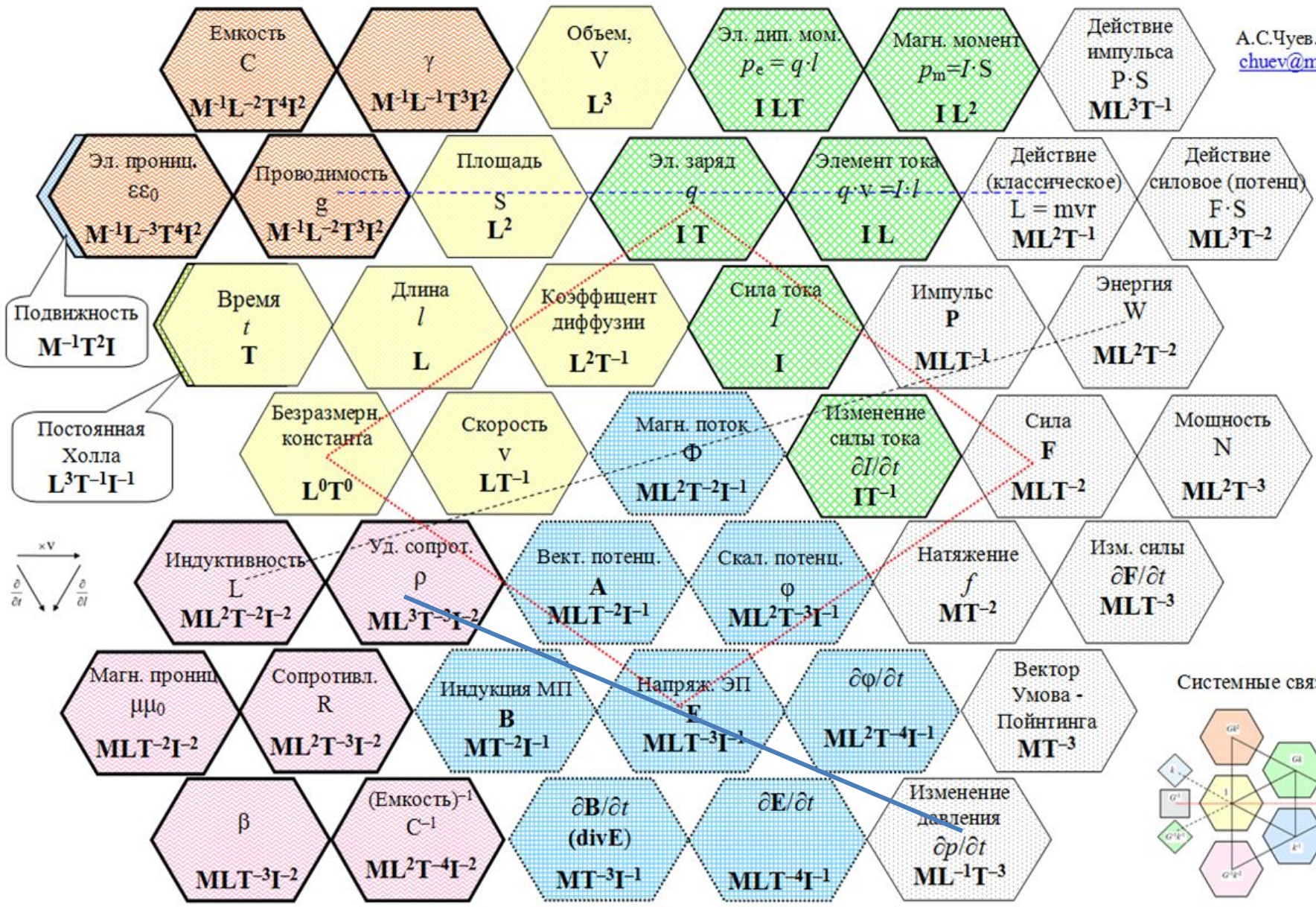
$$(1 + \chi) = \mu$$

Вектор H не может прерываться и преломляться на границе двух сред

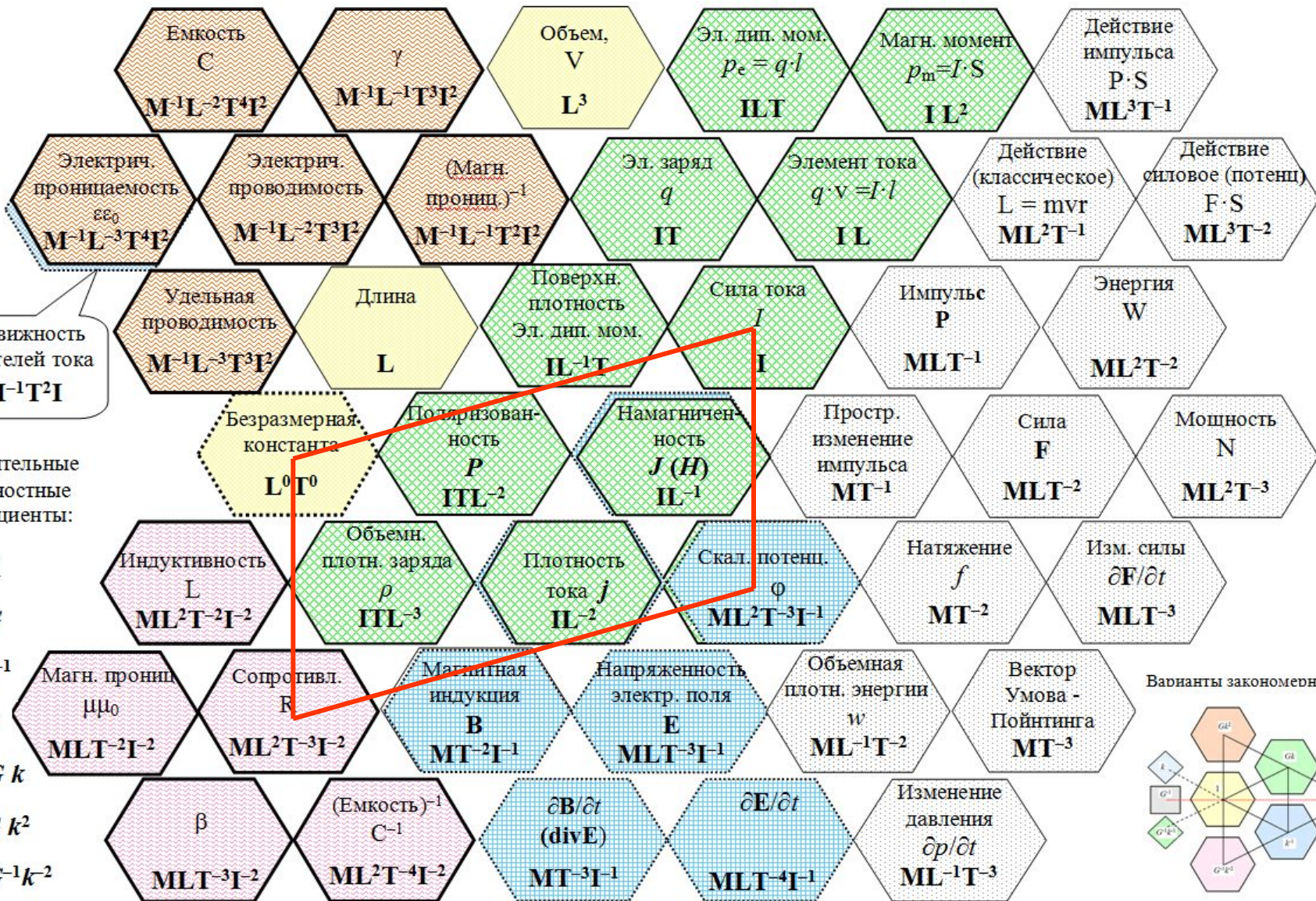


СИСТЕМА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЕЛИЧИН И ИХ ВЗАИМОСВЯЗЕЙ

А.С.Чуев. 2013
chuev@mail.ru



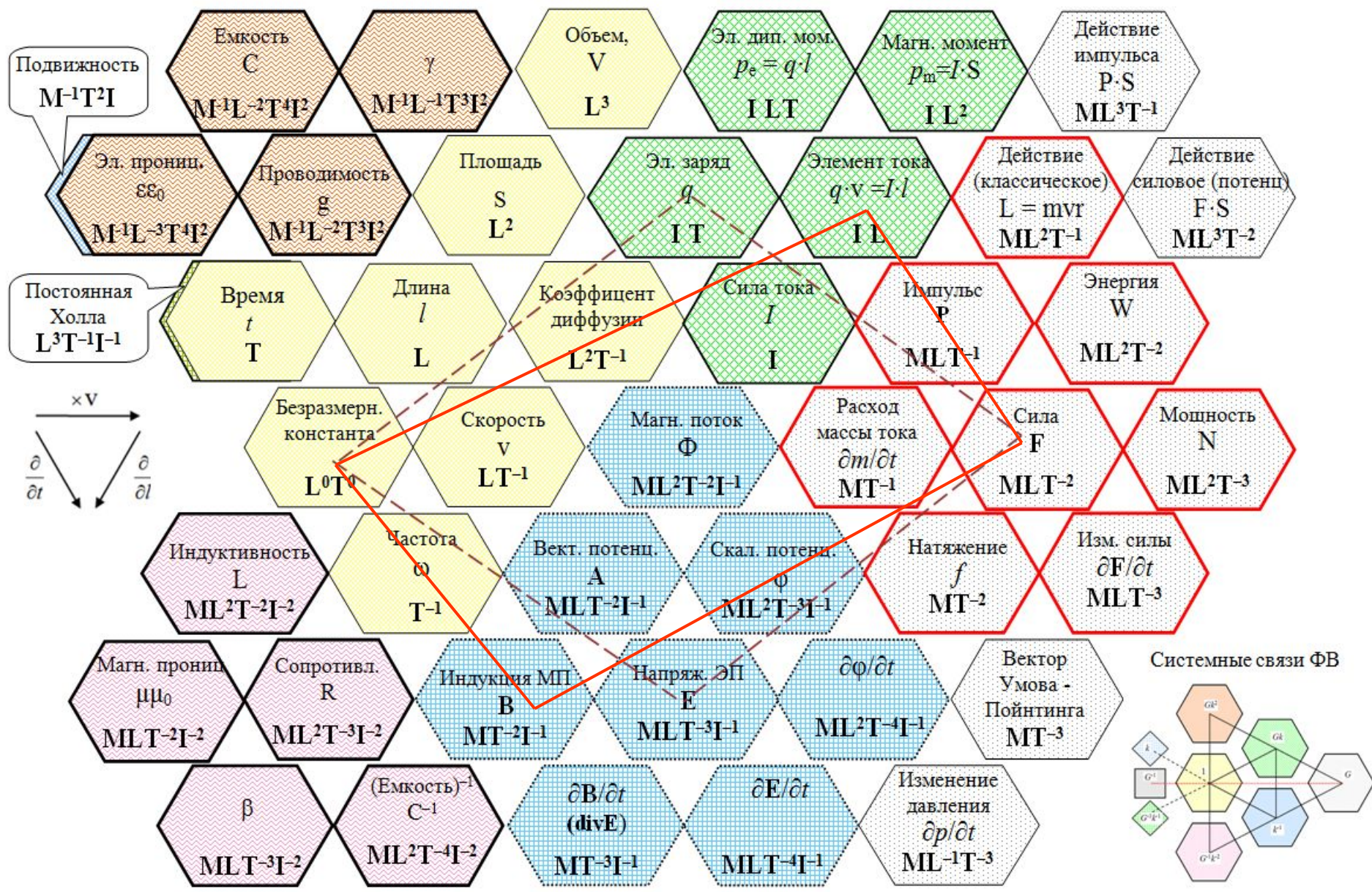
Система электромагнитных величин и их взаимосвязей



Закон Ома

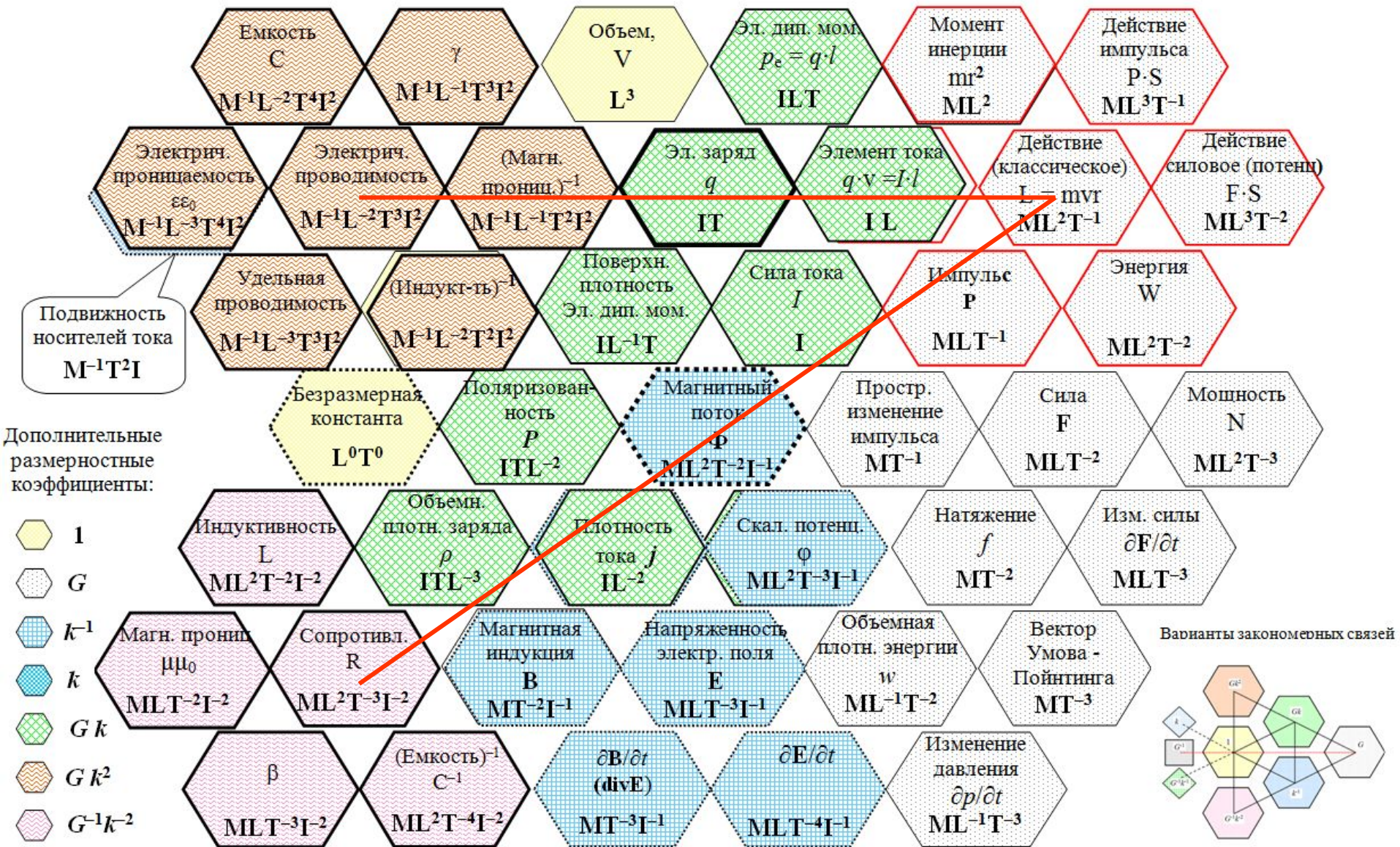
© 1965 А.С. 2020

СИСТЕМА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЕЛИЧИН И ИХ ВЗАИМОСВЯЗЕЙ

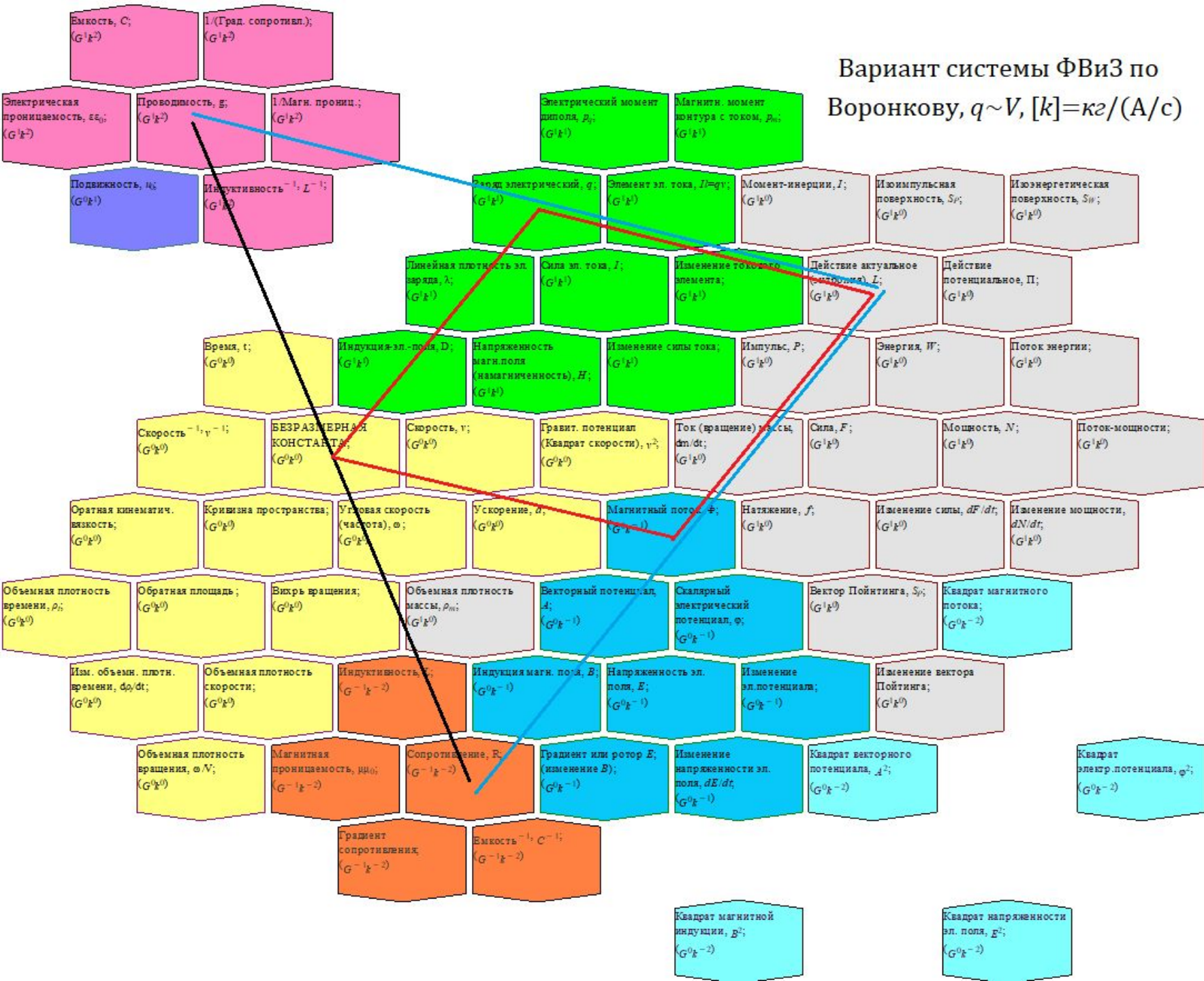


Полевые ЭМ величины это отпечаток через **заряд** базовых динамических ФВ⁶¹

Система электромагнитных величин и их взаимосвязей

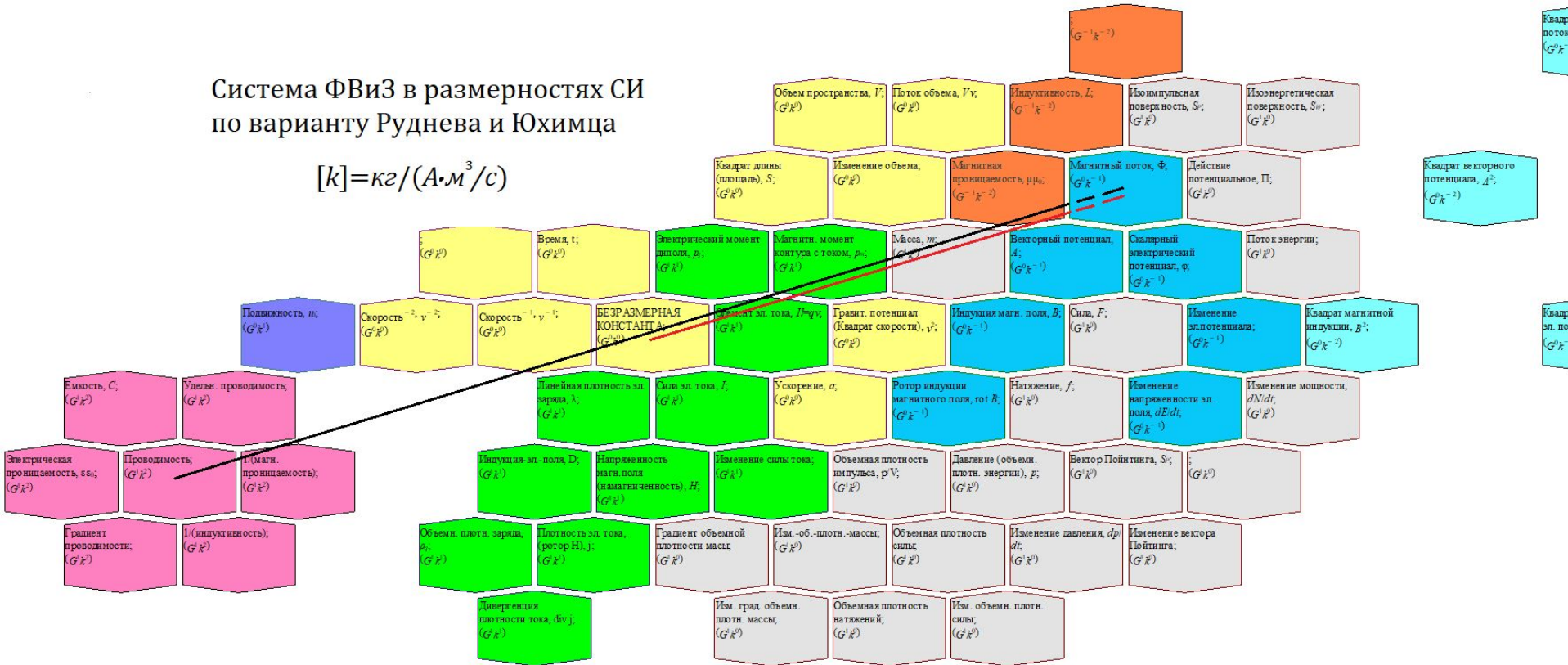


Вариант системы ФВиЗ по Воронкову, $q \sim V$, $[k] = \kappa z / (A/c)$



Система ФВиз в размерностях СИ по варианту Руднева и Юхимца

$$[k] = \kappa_2 / (A \cdot M^3 / c)$$



КОНЕЦ ПРЕЗЕНТАЦИИ