

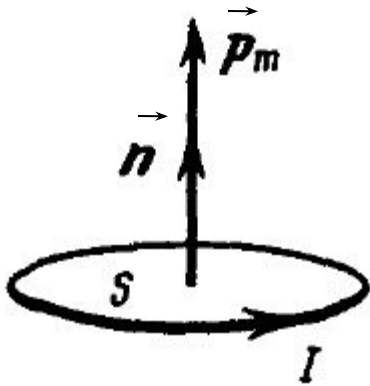
Лекция 8 - 2019

1. Намагниченность вещества
2. Вектор напряженности магнитного поля и его связь с векторами индукции и намагниченности.
3. Магнитная восприимчивость и магнитная проницаемость вещества
4. Теоремы о циркуляции векторов напряженности и намагниченности в интегральной и дифференциальной формах.
5. Диамагнетики, парамагнетики, ферромагнетики.
6. Поле на границе раздела магнетиков

То, что мы знаем, - ограничено, а то,
что не знаем, - бесконечно

П. Лаплас

Магнитный момент



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

Намагниченность –
объемная плотность
суммарного магнитного
дипольного момента

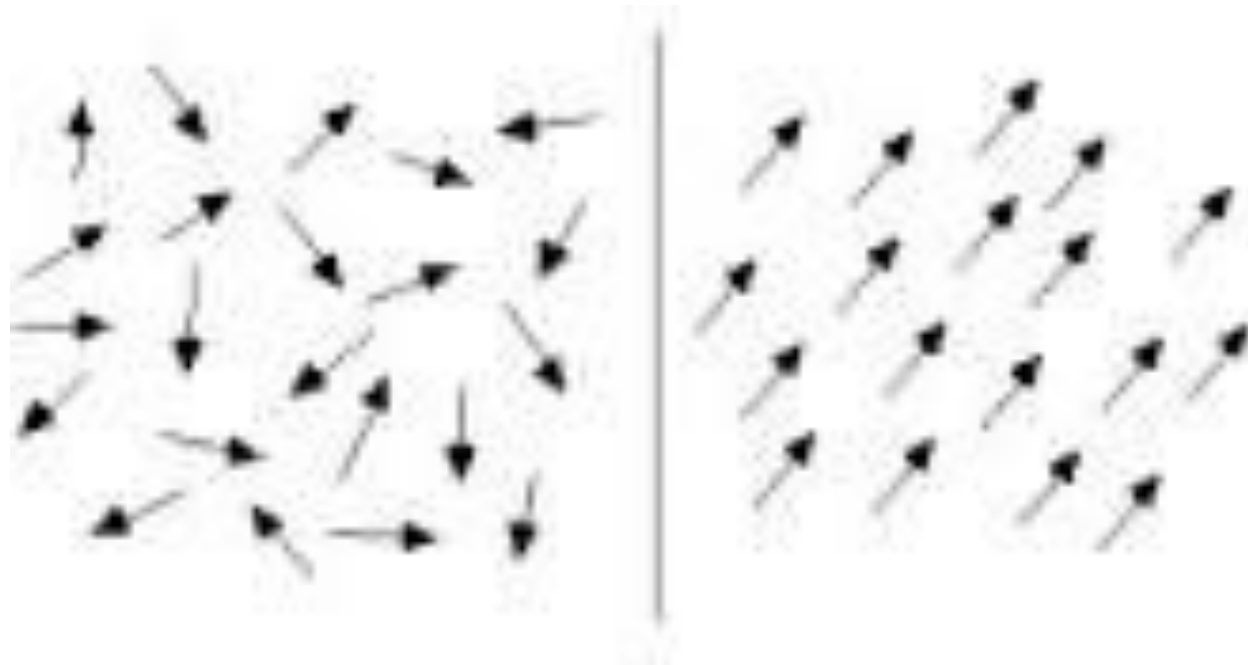
$$\vec{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \vec{P}_{m i}$$

Намагниченность вещества

$$\vec{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum \vec{p}_m,$$

$$\vec{J} = n \langle \vec{p}_m \rangle,$$

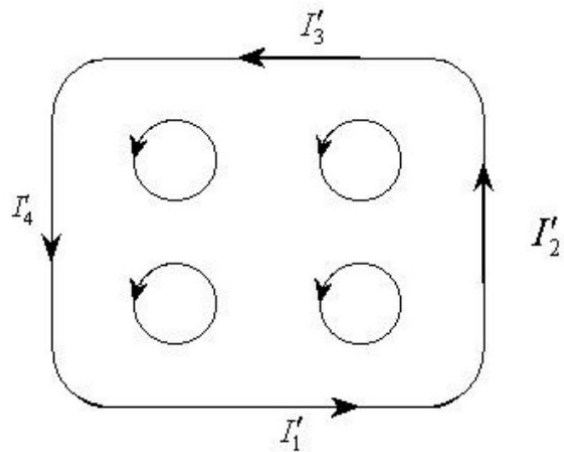
Намагниченность веществ



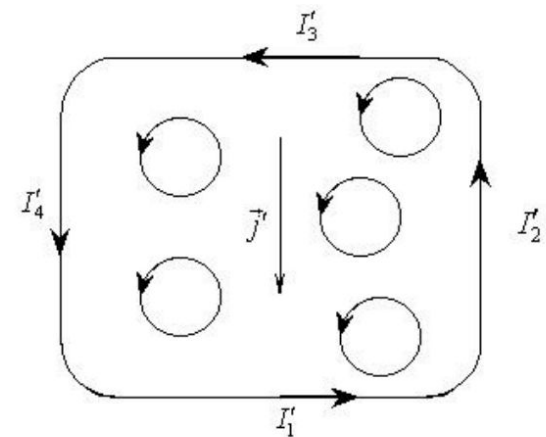


Намагниченность веществ

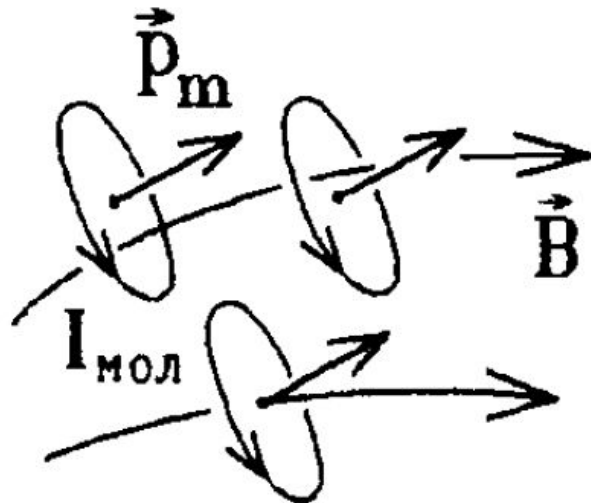
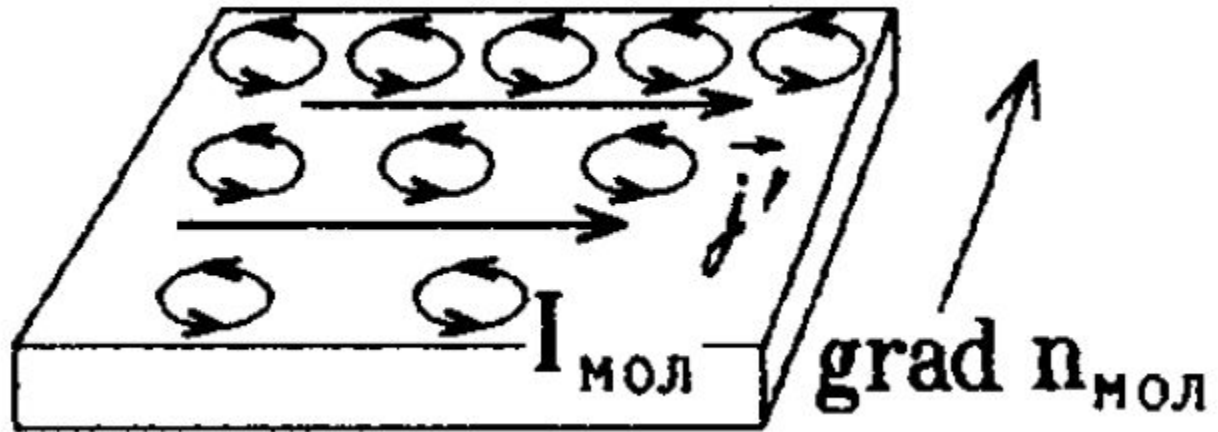
Однородная намагниченность



Неоднородная намагниченность

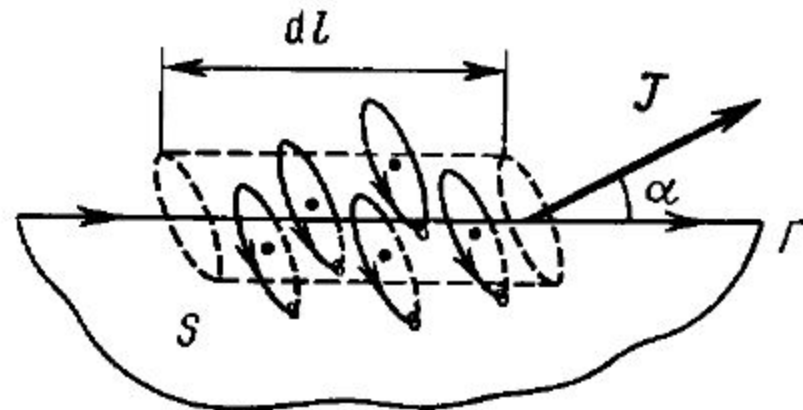
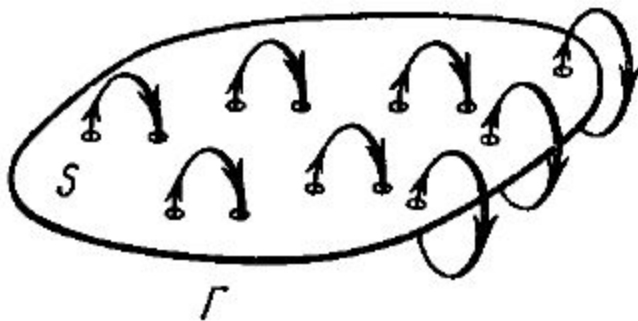


Неоднородная намагниченность



Теорема о циркуляции вектора \mathbf{J}

$$\oint \vec{\mathbf{J}} d\vec{\mathbf{l}} = I',$$



$$dV = S_m \cos \alpha dl,$$

$dI' = I_m n dV$, где \bar{n} — концентрация молекул.

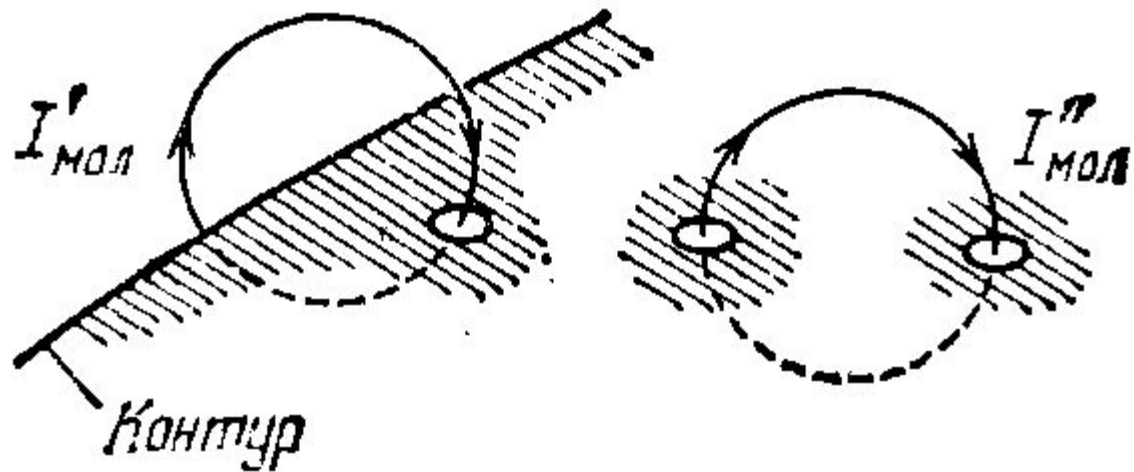
$$dI' = I_m S_m n \cos \alpha dl = J \cos \alpha dl = \vec{\mathbf{J}} d\vec{\mathbf{l}};$$

$I_m S_m = \rho_m$ — магнитный момент отдельного молекулярного тока.

$I_m S_m n$ — магнитный момент единицы объема вещества.

$$I_{\text{мол}} = I'$$

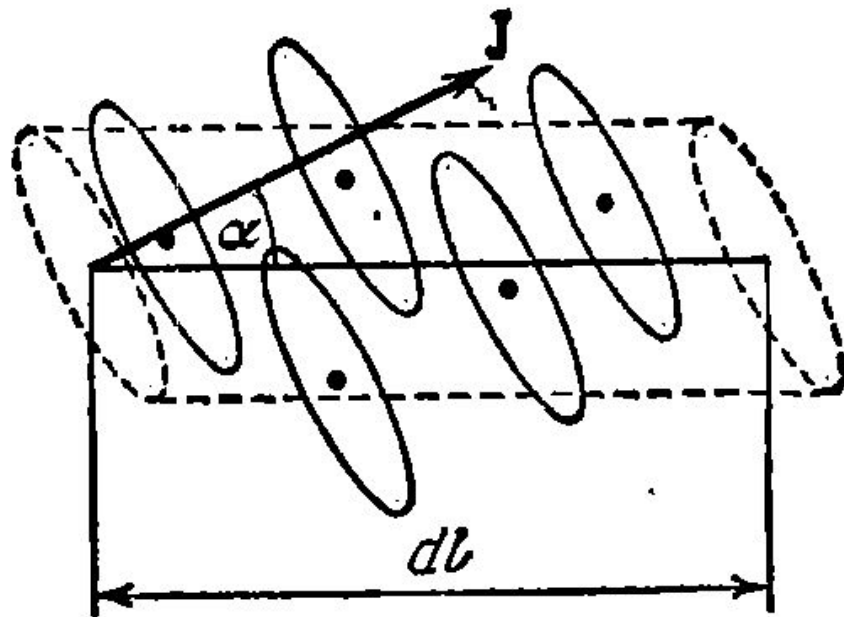
$$\vec{j}_{\text{мол}} = \vec{j}'$$



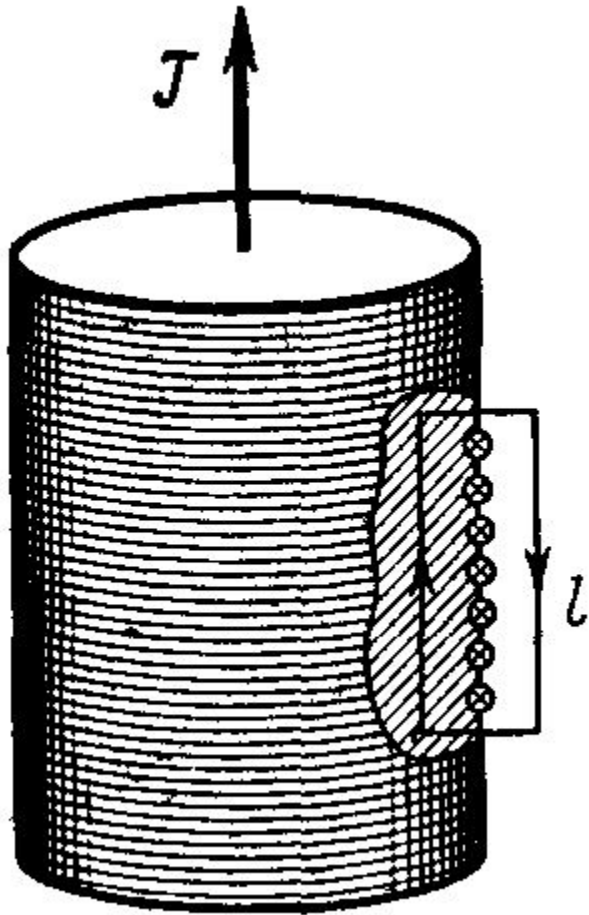
$$\int_S \vec{j}_{\text{мол}} d\vec{S} = \oint_{\Gamma} \vec{J} d\vec{l}.$$

$$\int_S \vec{j}_{\text{мол}} d\vec{S} = \int_S [\vec{\nabla} \vec{J}] d\vec{S}.$$

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



Граничное условие для вектора \mathbf{J}

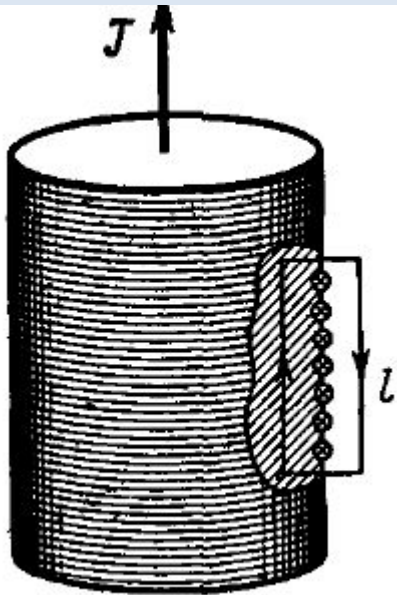


$$Jl = i'l$$

$$i' = J.$$

$$\oint \vec{\mathbf{J}} \cdot d\vec{\mathbf{l}} = I'.$$

Намагниченность численно равна
поверхностной плотности тока
намагничивания

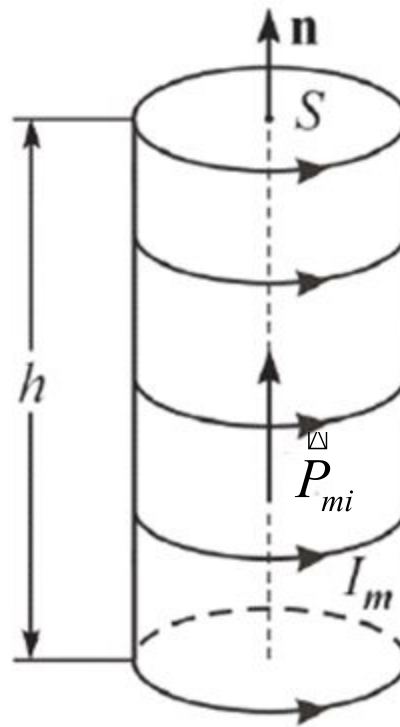


$$i' = J.$$

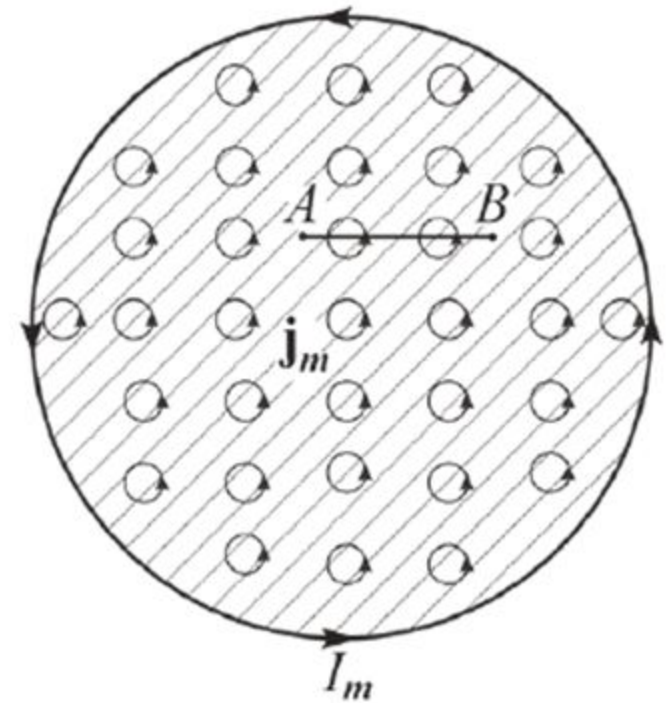
векторы \vec{i}' и \vec{J} взаимно перпендикулярны:

$$\vec{i}' \perp \vec{J}.$$

$$\boxed{J = \frac{1}{\Delta V} \sum P_{mi}}$$



а



б

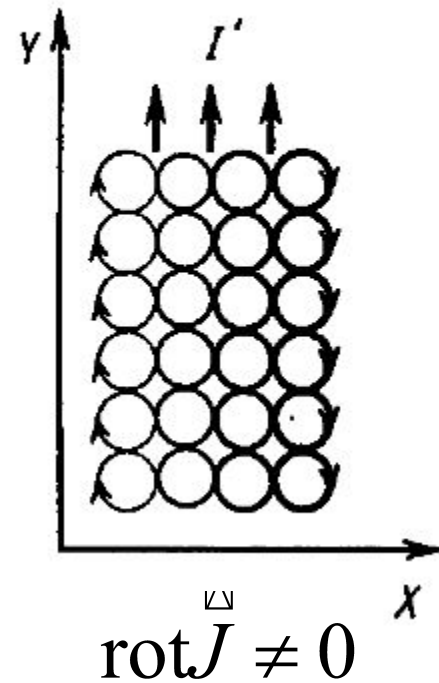
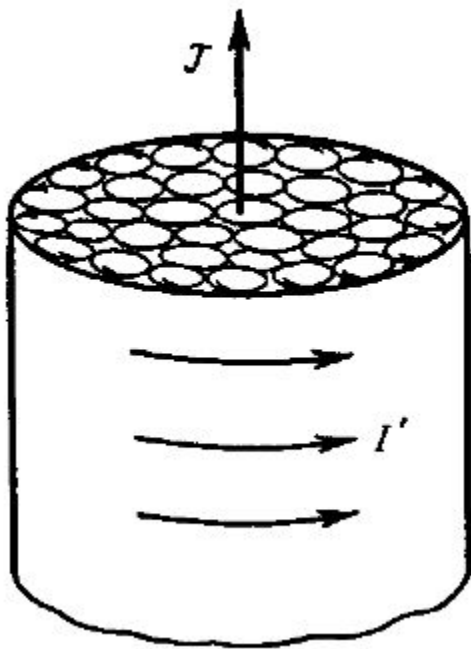
Циркуляция вектора \mathbf{B}

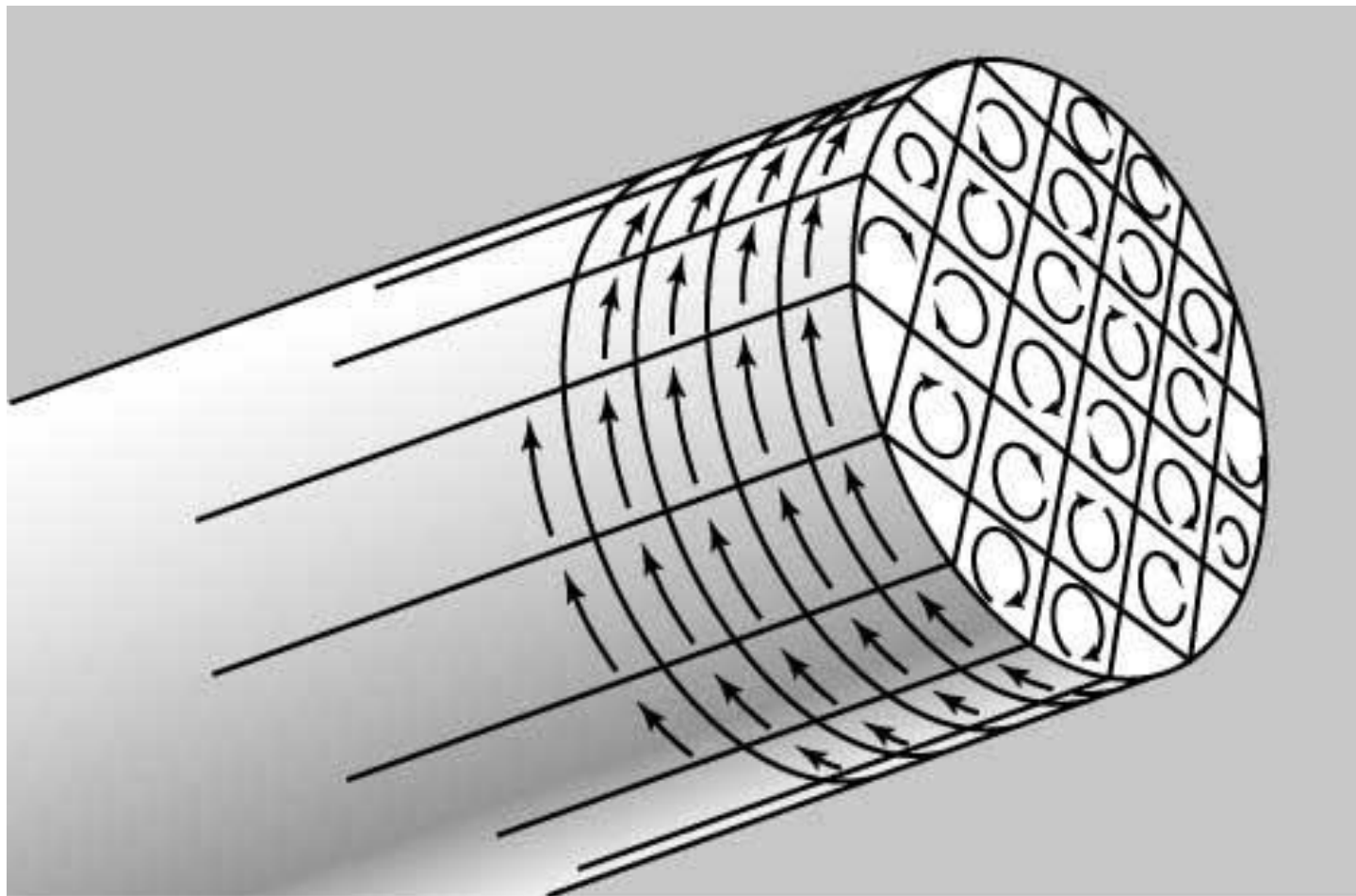
$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 (I_{\text{макро}} + I_{\text{микро}})$$

$I_{\text{микро}}$ и $I_{\text{макро}}$ – алгебраическая сумма макро- и микротоков сквозь поверхность, натянутую на замкнутый контур L .

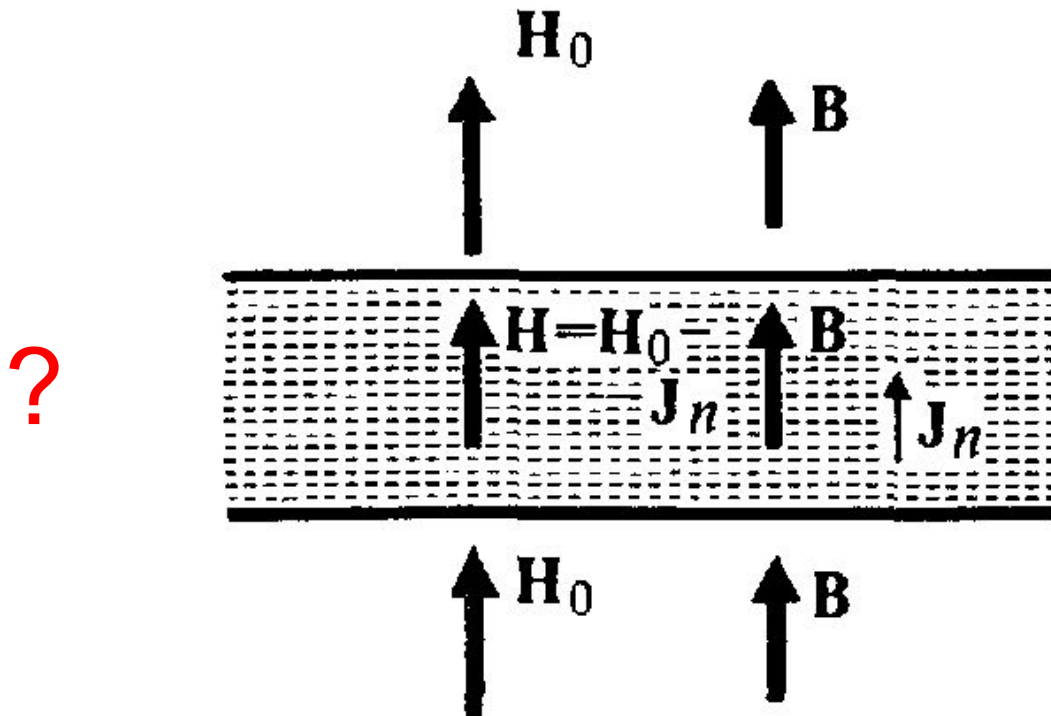
$$\vec{\mathbf{B}} = \vec{\mathbf{B}}_0 + \vec{\mathbf{B}}'.$$

$$\oint \vec{\mathbf{B}} \, d\vec{\mathbf{S}} = 0.$$





Реакция ферромагнетиков на внешнее однородное магнитное поле



149

Традиционное представление

Магнитное поле в присутствии ферромагнетика

Реакция ферромагнетиков на внешнее однородное магнитное поле

Из учебника Матвеева

Рассмотрим для примера постоянный магнит в виде плоской пластины конечной толщины и бесконечной площади (рис. 149). Постоянная намагниченность $J_{\text{п}}$ направлена перпендикулярно поверхности постоянного магнита. Диа- и парамагнитные свойства постоянного магнита не учитываем.

Пусть вне постоянного магнита имеется магнитное поле с напряженностью H_0 , направленной перпендикулярно его поверхности. Индукция поля одинакова как вне магнита, так и внутри него и равна $B = \mu_0 H_0$. Тогда [см. (38.31в)] $\mu_0 H_0 = \mu_0 H + \mu_0 J_{\text{п}}$. Отсюда напряженность поля внутри постоянного магнита равна (см. рис. 149):

$$H = H_0 - J_{\text{п}}$$

Однако на рис. 149 длины векторов H показаны неизменными.

Теорема о циркуляции вектора \vec{H}

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

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

$$\oint \vec{J} d\vec{l} = I'.$$

учетом:

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

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

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

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = I.$$

Из этого выражения, используя теорему Стокса $\oint_{\Gamma} \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_S \text{rot} \vec{H} \cdot d\vec{S}$

И соотношение: $I = \int_S \vec{j} \cdot d\vec{S}$

Получим:

Дифференциальная форма теоремы о циркуляции вектора H:

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

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

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.

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

Магнитная восприимчивость и магнитная проницаемость веществ

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

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

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

$$\vec{J} = (\mu - 1) \vec{H}$$

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

Диамагнетики, парамагнетики, ферромагнетики

$$\chi \leq 0$$

$$\chi \geq 0$$

$$\chi \gg 0$$

Диамагнетиками называются вещества, магнитные моменты атомов которых в отсутствии внешнего поля равны нулю, т.к. магнитные моменты всех электронов атома взаимно скомпенсированы (например инертные газы, водород, азот, NaCl и др.).

При внесении диамагнитного вещества в магнитное поле его атомы приобретают наведенные магнитные моменты. В пределах малого объема ΔV изотропного диамагнетика наведенные магнитные моменты всех атомов одинаковы и направлены *противоположно* вектору B .

Парамагнетиками называются вещества, атомы которых имеют, в отсутствие внешнего магнитного поля, отличный от нуля магнитный момент .

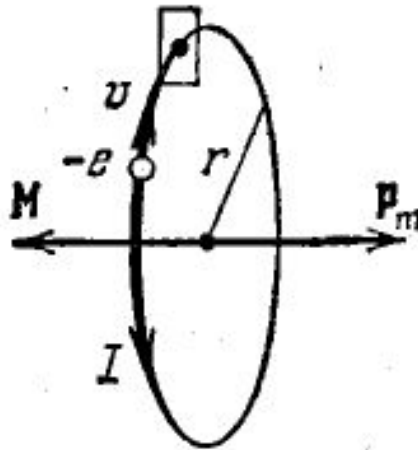
К парамагнетикам относятся многие щелочные металлы, кислород , оксид азота NO, хлорное железо $FeCl_2$ и др.

**Магнитная восприимчивость элементов
и соединений при 20 °С ($B = \mu_0(1 + \chi)H$)**

Вещество	$\chi, 10^{-6}$	Вещество	$\chi, 10^{-6}$
Алюминий	23	Серебро	-26,25
Висмут	-176	Стекло	-12,6
Вода	-9	Цинк	-12,3
Вольфрам	176	Эбонит	14,0
Золото	-36,7	<i>Газы</i>	
Калий	5,6	Азот	0,013
Каменная соль	-12,6	Водород	-0,063
Кварц	-15,1	Воздух	0,38
Кислород жидкий	3400	Гелий	-1,1
Медь	-10,3	Кислород	1,9
Платина	360		

Орбитальный магнитный момент электрона в атоме

$$M = mvr$$



$$p_m = IS = ev\pi r^2$$

$$p_m = \frac{evr}{2}$$

Гиромангнитное
соотношение

$$\frac{p_m}{M} = \frac{e}{2m}$$

Физическая природа диамагнетизма

За время dt вектор \mathbf{M} получает приращение $d\mathbf{M}$, равное

$$d\mathbf{M} = \mathbf{N} dt.$$

Вектор $d\mathbf{M}$, как и вектор \mathbf{N} , перпендикулярен к плоскости, проходящей через векторы \mathbf{B} и \mathbf{M} ; его модуль равен

$$|d\mathbf{M}| = p_m B \sin \alpha dt,$$

где α — угол между \mathbf{p}_m и \mathbf{B} .

За время dt плоскость, в которой лежит вектор \mathbf{M} , повернется вокруг направления \mathbf{B} на угол

$$d\vartheta = \frac{|d\mathbf{M}|}{M \sin \alpha} = \frac{p_m B \sin \alpha dt}{M \sin \alpha} = \frac{p_m}{M} B dt.$$

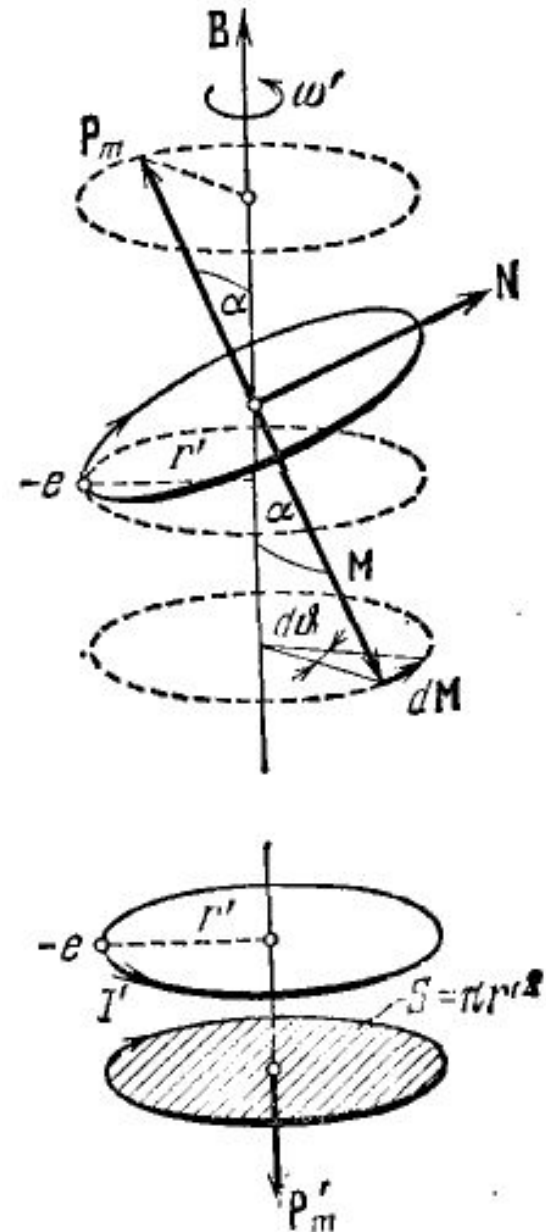
Разделив этот угол на время dt , найдем угловую скорость прецессии:

$$\omega_L = \frac{d\vartheta}{dt} = \frac{p_m}{M} B.$$

Подставив значение (56.3) отношения магнитного и механического моментов электрона, получим

$$\omega_L = \frac{eB}{2m}. \quad (57.1)$$

А.С. Чуев, 2019



$$\omega_L = \frac{eB}{2m} \cdot \quad (57.1)$$

Частоту (57.1) называют частотой ларморовой прецессии или просто ларморовой частотой. Она не зависит ни от угла наклона орбиты по отношению к направлению магнитного поля, ни от радиуса орбиты или скорости электрона и, следовательно, для всех электронов, входящих в состав атома, одинакова.

Ферромагнетизм

Особый класс магнетиков образуют вещества, способные обладать намагниченностью в отсутствие внешнего магнитного поля. По своему наиболее распространенному представителю — железу — они получили название ферромагнетиков. К их числу кроме железа принадлежат никель, кобальт, гадолиний, их сплавы и соединения, а также некоторые сплавы и соединения марганца и хрома с неферромагнитными элементами. Ферромагнетизм присущ всем этим веществам только в кристаллическом состоянии.

Ферромагнетики являются сильномагнитными веществами. Их намагниченность в огромное (до 10^{10}) число раз превосходит намагниченность диа- и парамагнетиков, принадлежащих к категории слабомагнитных веществ.

Ферромагнитные свойства веществ обусловлены наличием собственного (спинового) момента у электронов атомов.

Соотношения магнитных векторов внутри магнетиков

Диамагнетики



Парамагнетики



Ферромагнетики



Обозначения:



Вектор \mathbf{H} от токов проводимости



Вектор \mathbf{J} - намагниченность магнетика



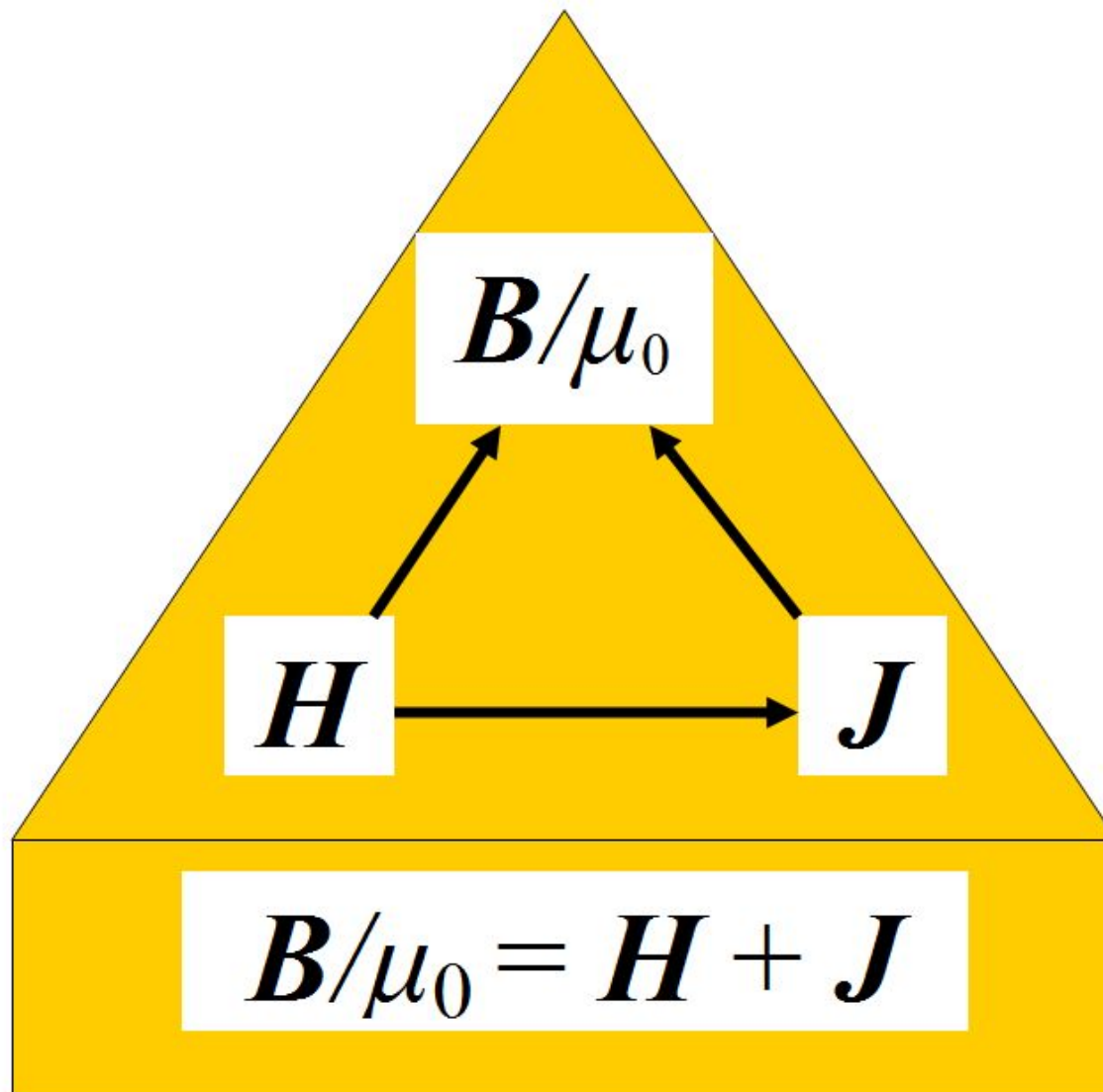
Вектор \mathbf{B}/μ_0 (составной результирующий вектор)

Вектор \mathbf{B} - суммарный вектор

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

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

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



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

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

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

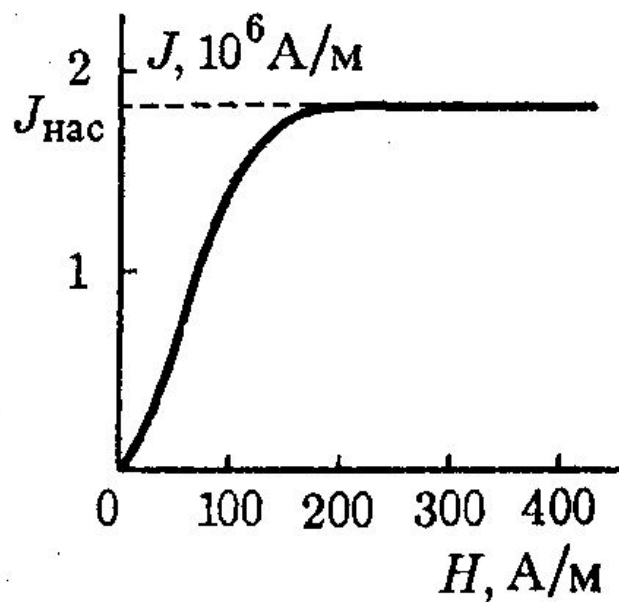


Рис. 7.17

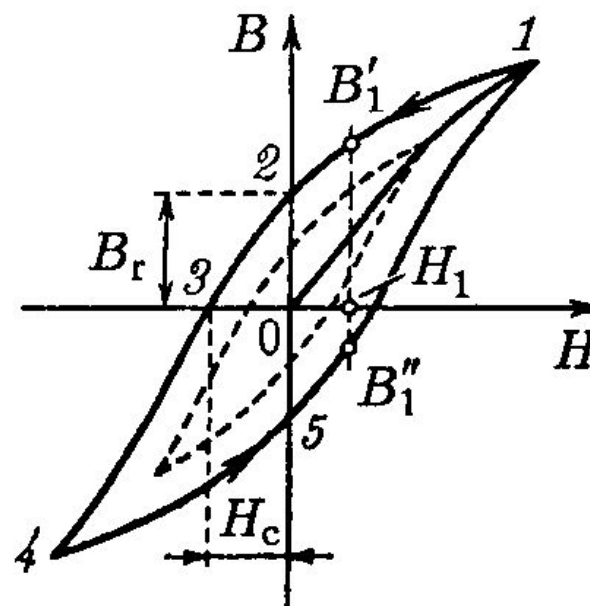


Рис. 7.18

0-1 основная кривая намагничивания

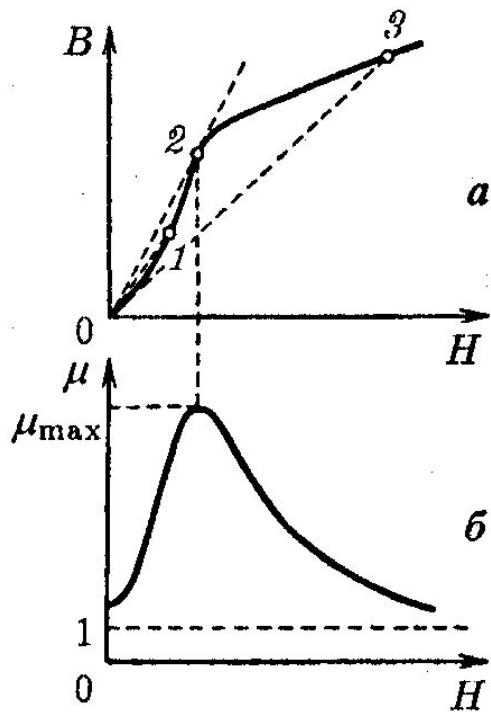
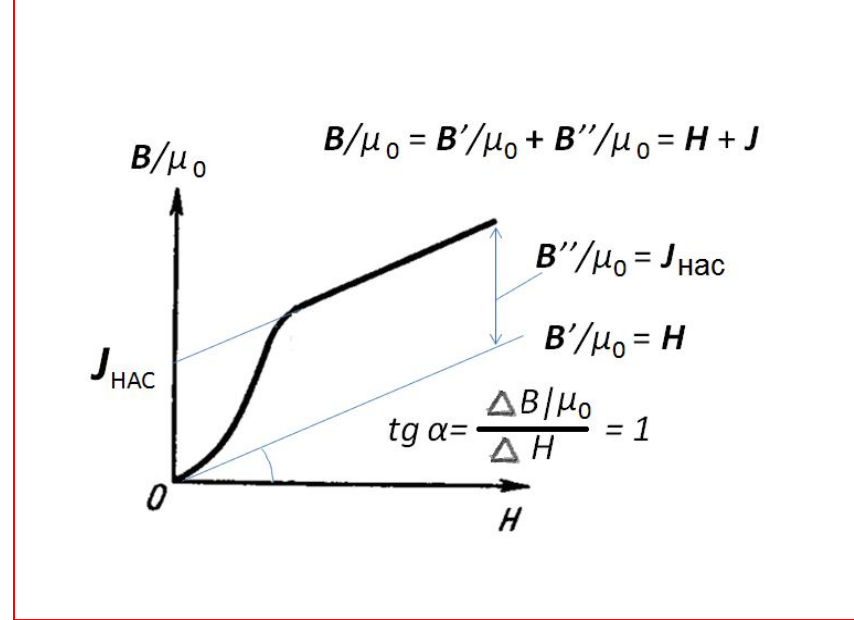
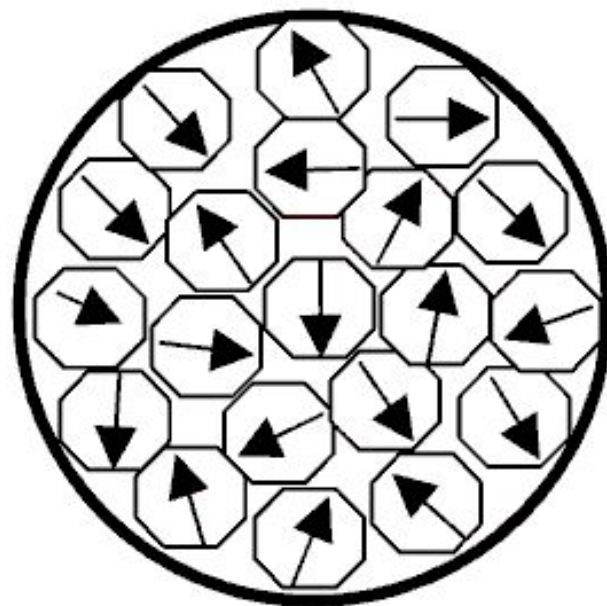
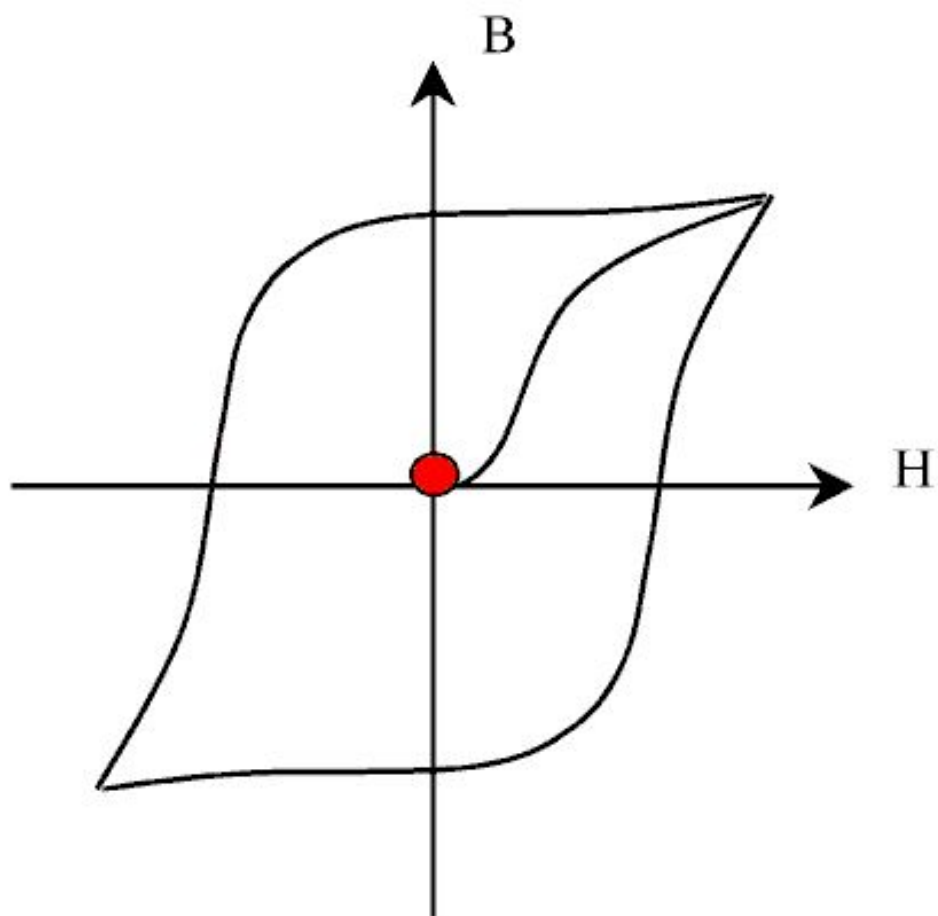


Рис. 7.19



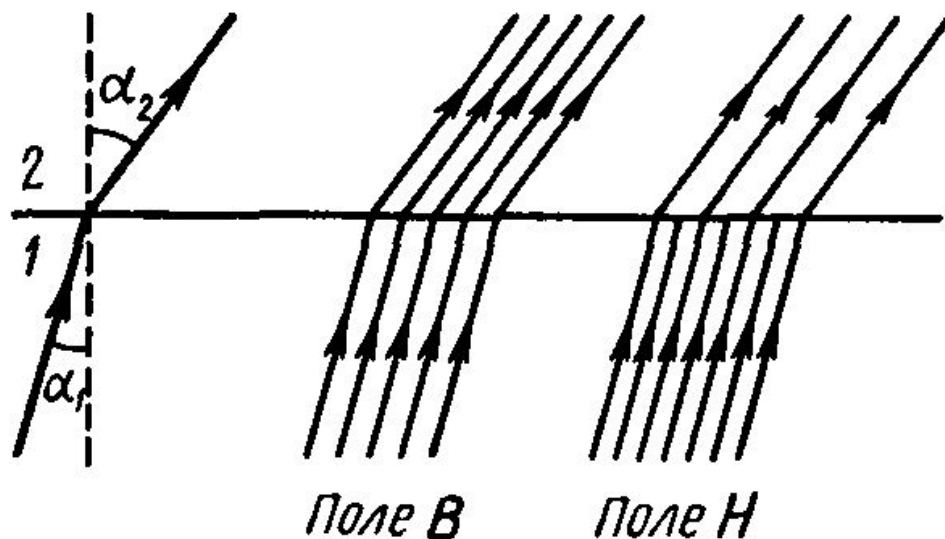
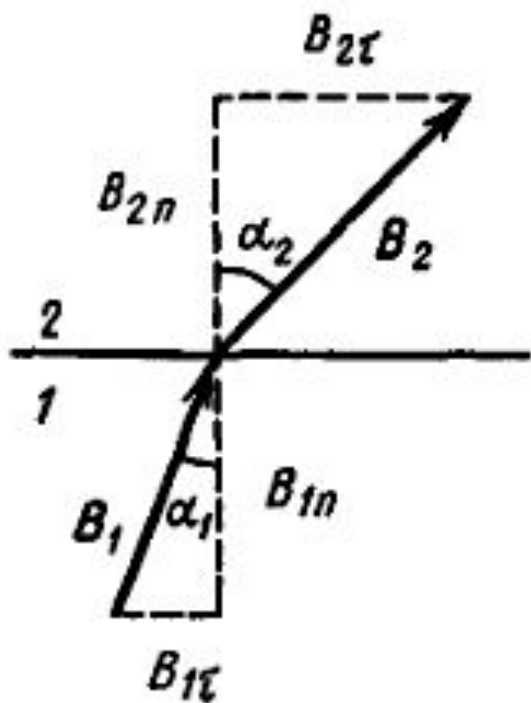
$B = \mu_0 (H + J)$. Поэтому по достижении насыщения B продолжает расти с H по линейному закону:
 $B = \mu_0 H + \text{const}$, где $\text{const} = \mu_0 J_{\text{нас}}$.



H



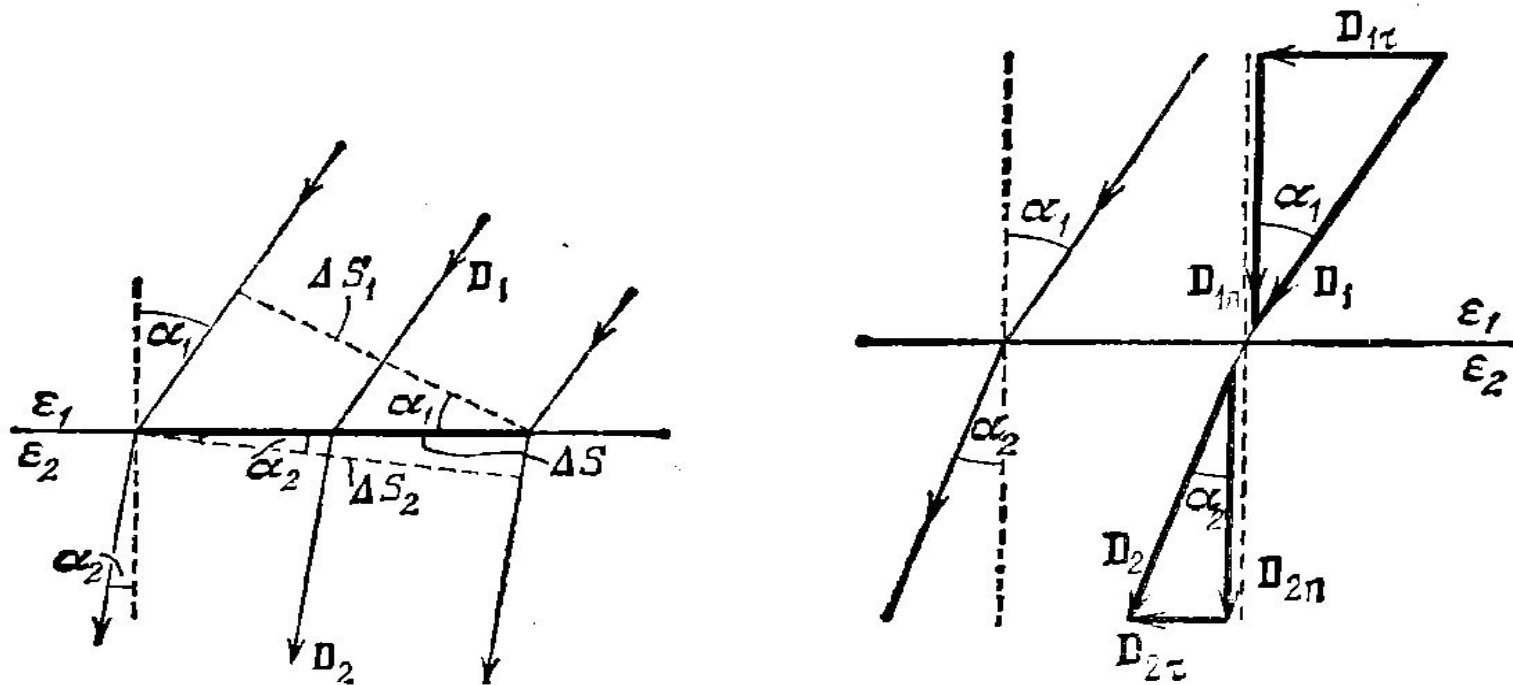
Классическое представление о поведении векторов \mathbf{H} и \mathbf{B} на границе двух сред



$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{B_{1\tau} / B_{1n}}{B_{2\tau} / B_{2n}}$$

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2}$$

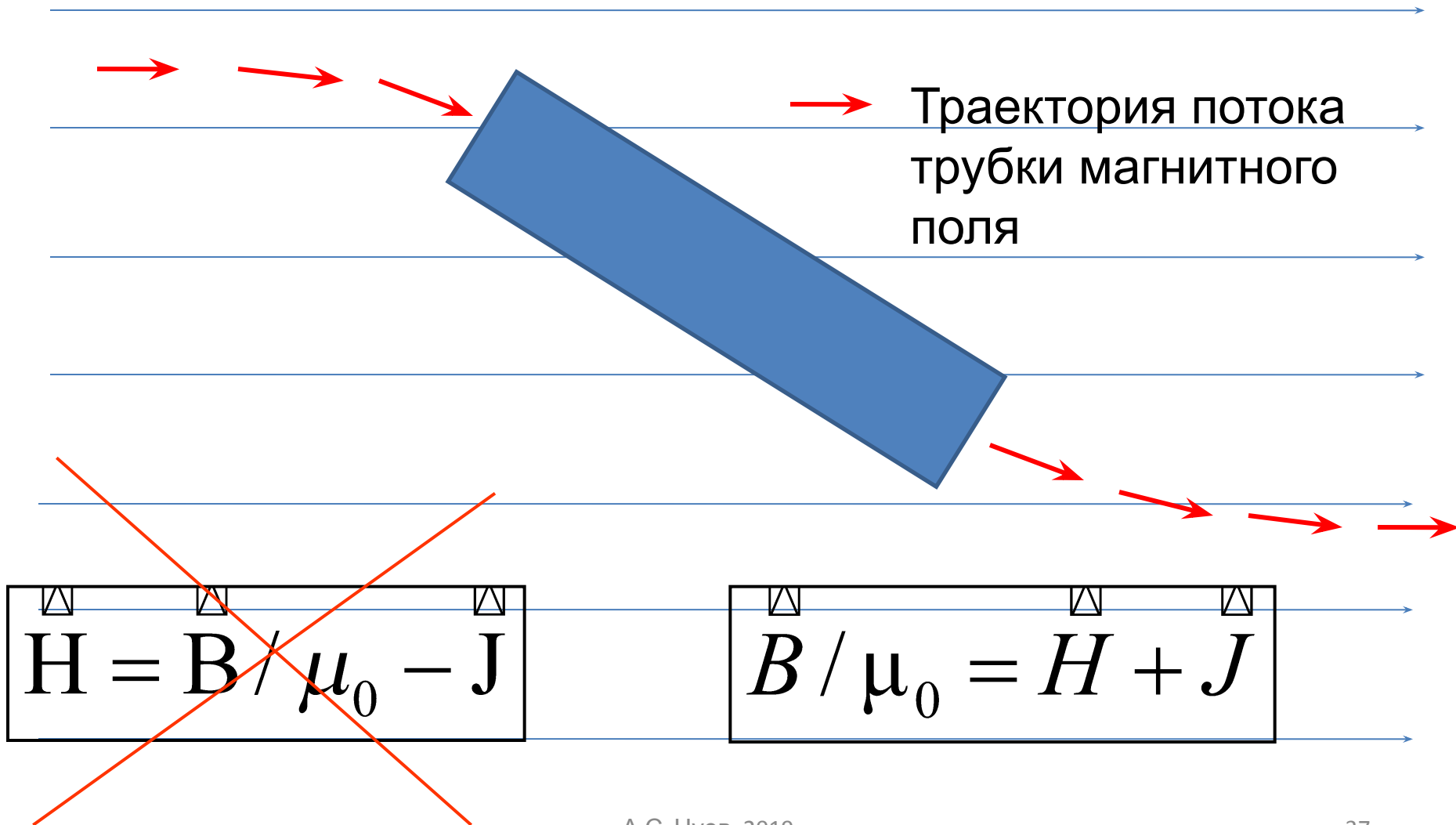
Для сравнения: классическое представление о поведении вектора \mathbf{D} на границе двух сред



Закон преломления векторов электрической индукции \mathbf{D} и магнитной индукции \mathbf{B} оказывается одинаковым!!!

ФАКУЛЬТАТИВНЫЙ МАТЕРИАЛ ЛЕКЦИИ

вектор \mathbf{B} (точнее, \mathbf{B}/μ_0)
составной, он включает в себя векторы \mathbf{H} и \mathbf{J}



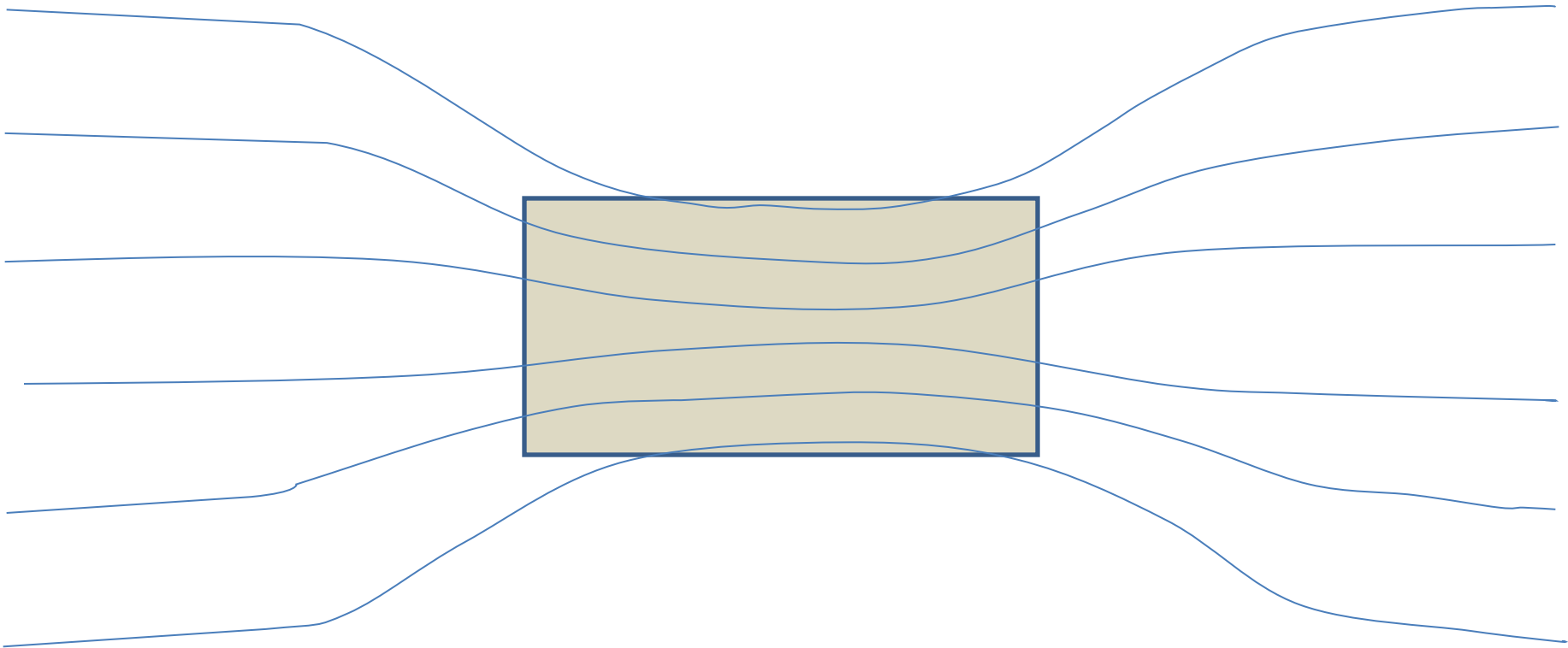
Реакция ферромагнетиков на внешнее однородное магнитное поле

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

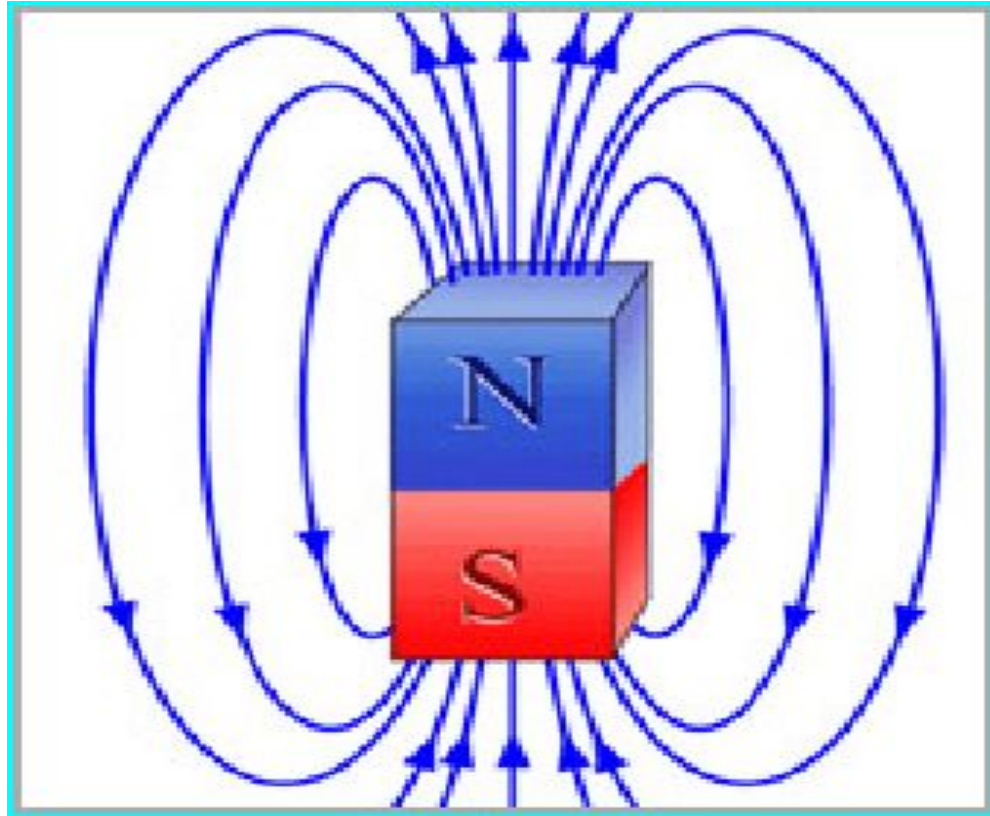
$$\operatorname{div} \vec{J} \neq 0$$

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

?

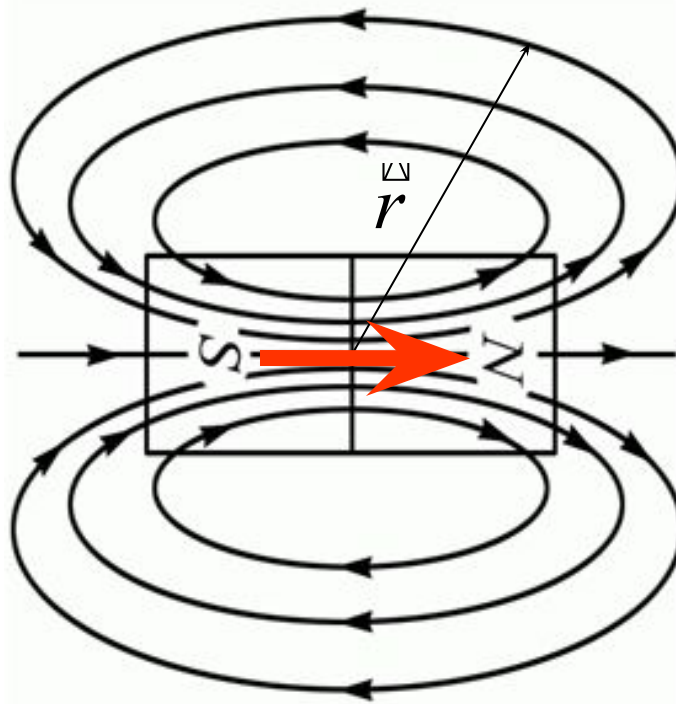


Внешнее магнитное поле намагниченных тел



Внешнее магнитное поле цилиндрического магнита (намагниченного стержня)

Есть ли поле H ?

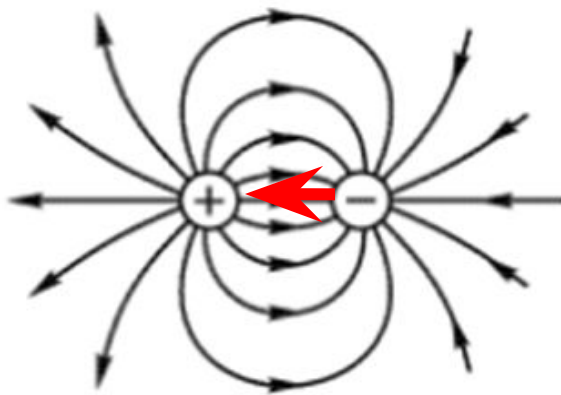


$$\vec{p}_m = \vec{J} \cdot V_M$$

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

$$\frac{\vec{B}}{\mu_0} = \frac{V_M}{4/3 \pi r^3} \left(\vec{e}_r (\vec{e}_r \cdot \vec{J}) - \frac{\vec{J}}{3} \right)$$

Линии вектора E



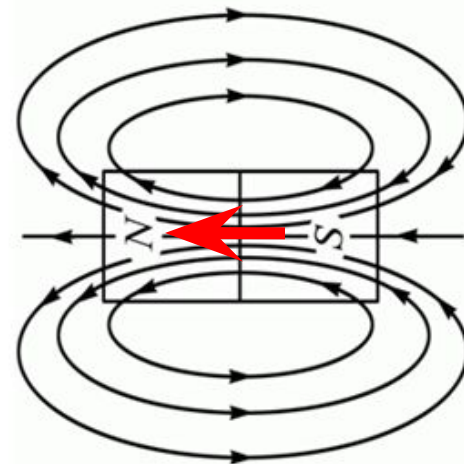
$$\vec{p}_e = q\vec{l}$$

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

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

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

Линии вектора B



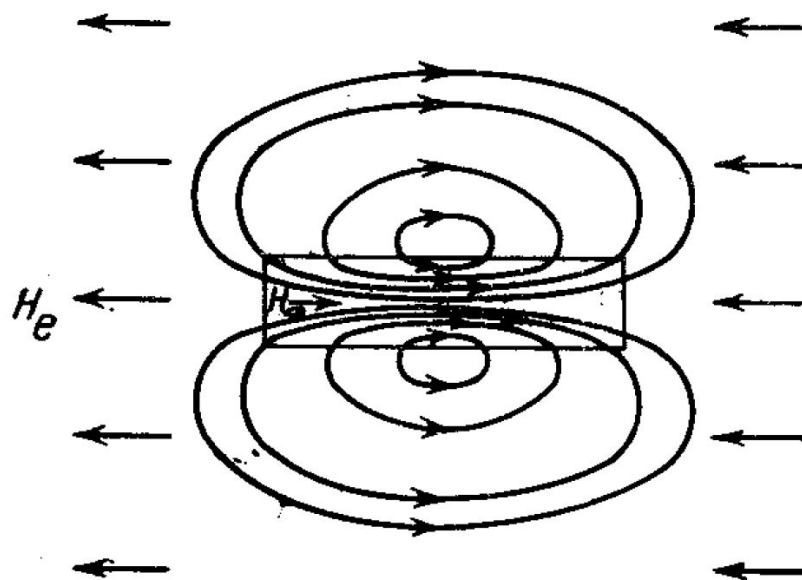
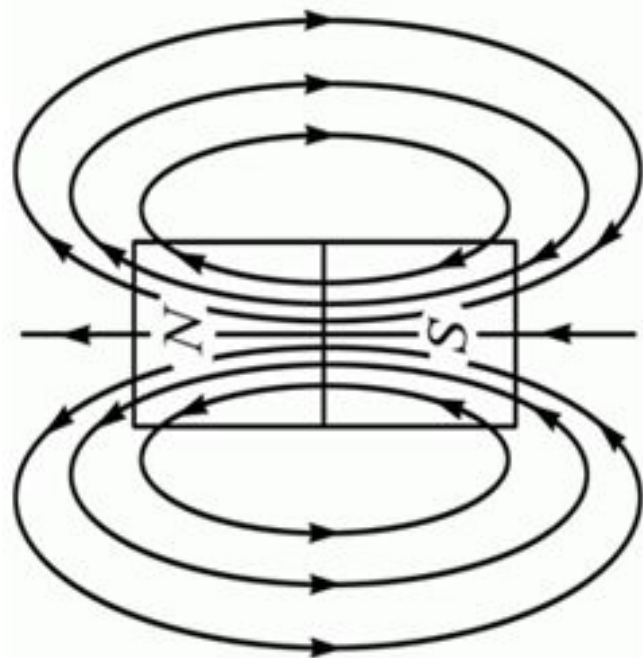
$$\vec{p}_m = IS\vec{n}$$

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

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

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

Магнитное поле свободного диполя и диполя, находящегося во внешнем поле H_e большой совокупности диполей



Размагничивающее поле

$$H_{\otimes} = H_{\tau} = -NJ$$

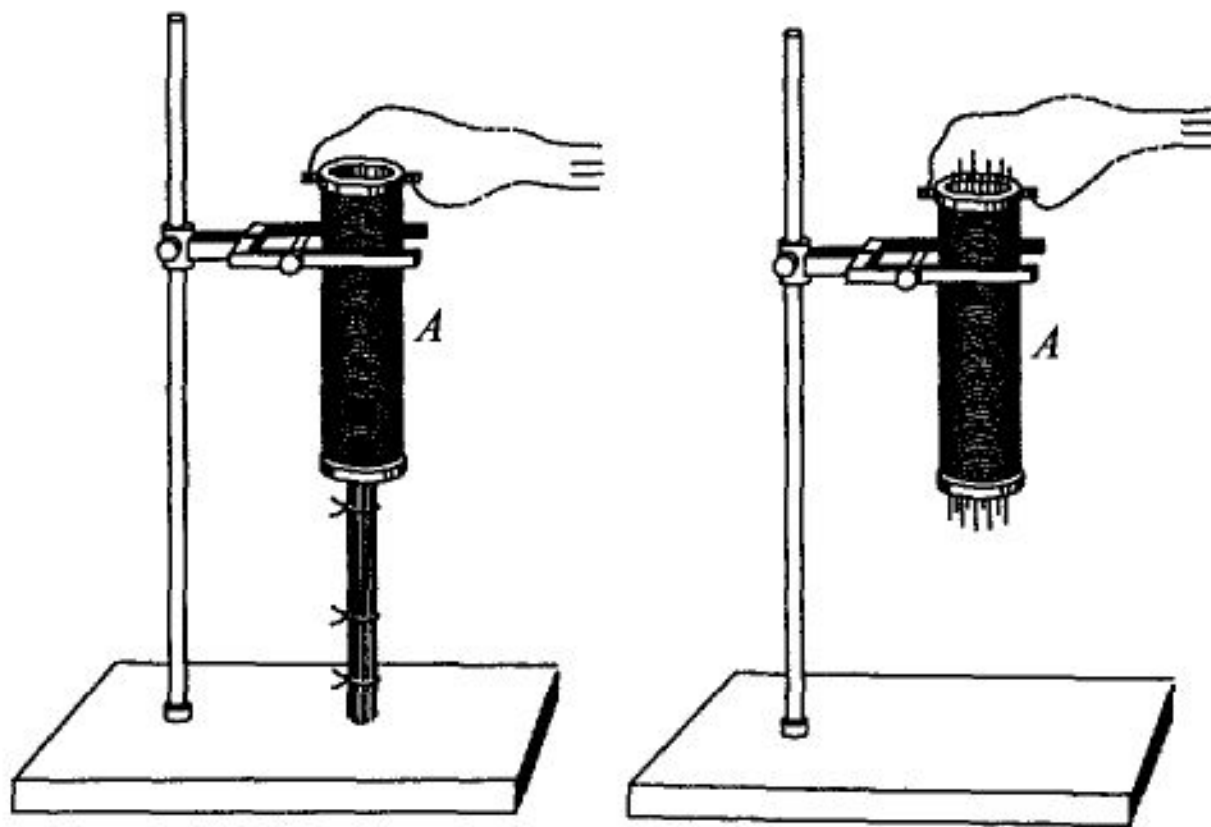
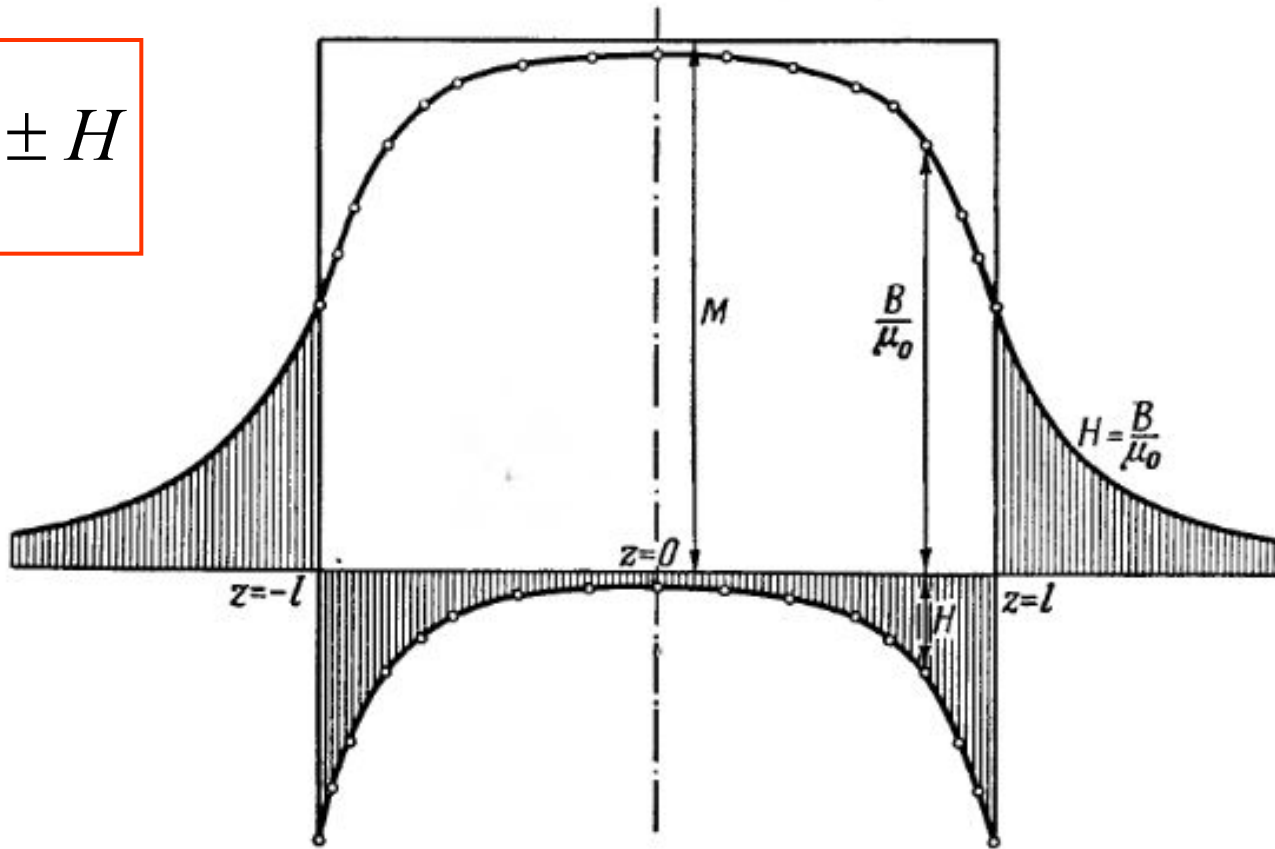


Рис 162. Железные проволоки порознь намагничиваются сильнее, чем толстый стержень, составленный из этих проволок

Внешнее поле намагниченных проволок ослабляет внутреннее магнитное поле соседних с ними проволок

Картина магнитного поля намагниченного стержня (по Зоммерфельду). Поле вектора H создается магнитными зарядами.

$$\frac{B}{\mu_0} = M \pm H$$

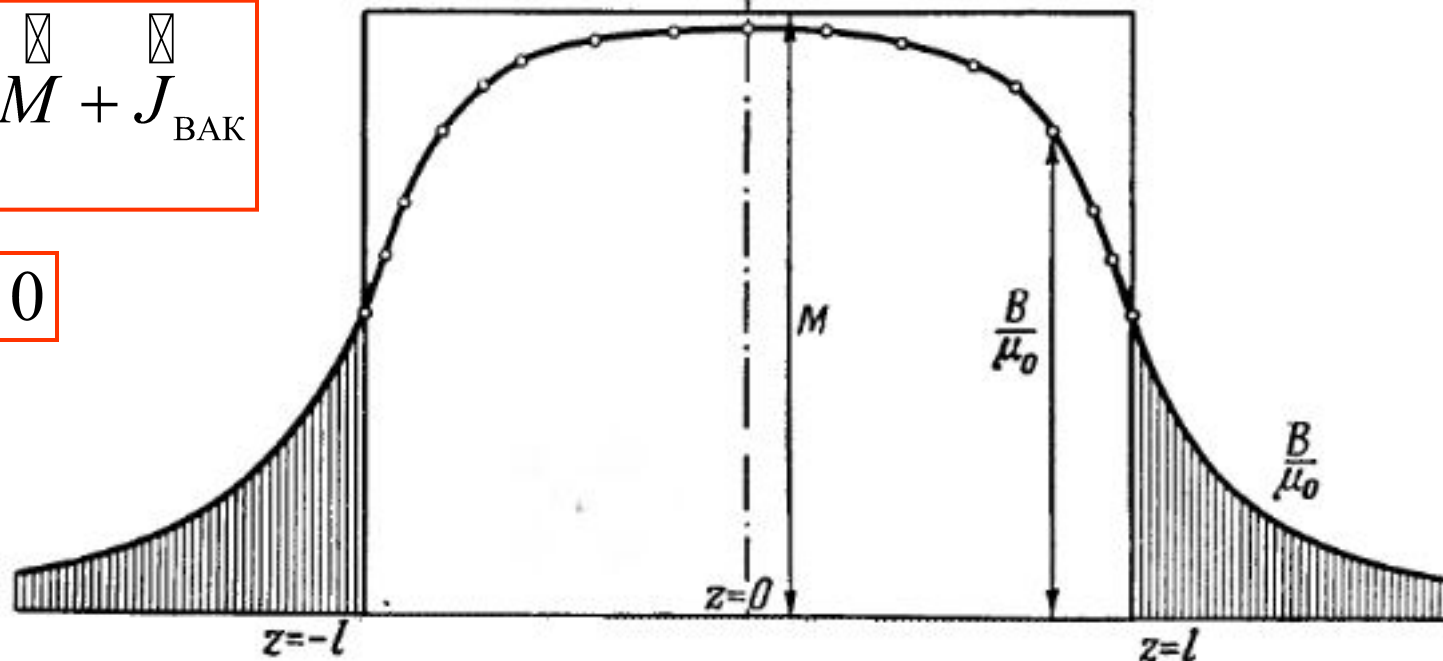


Фиг. 15. Распределение поля и намагниченности однородно намагниченного стержня.

Иное изображение намагниченности M и магнитного поля B намагниченного стержня

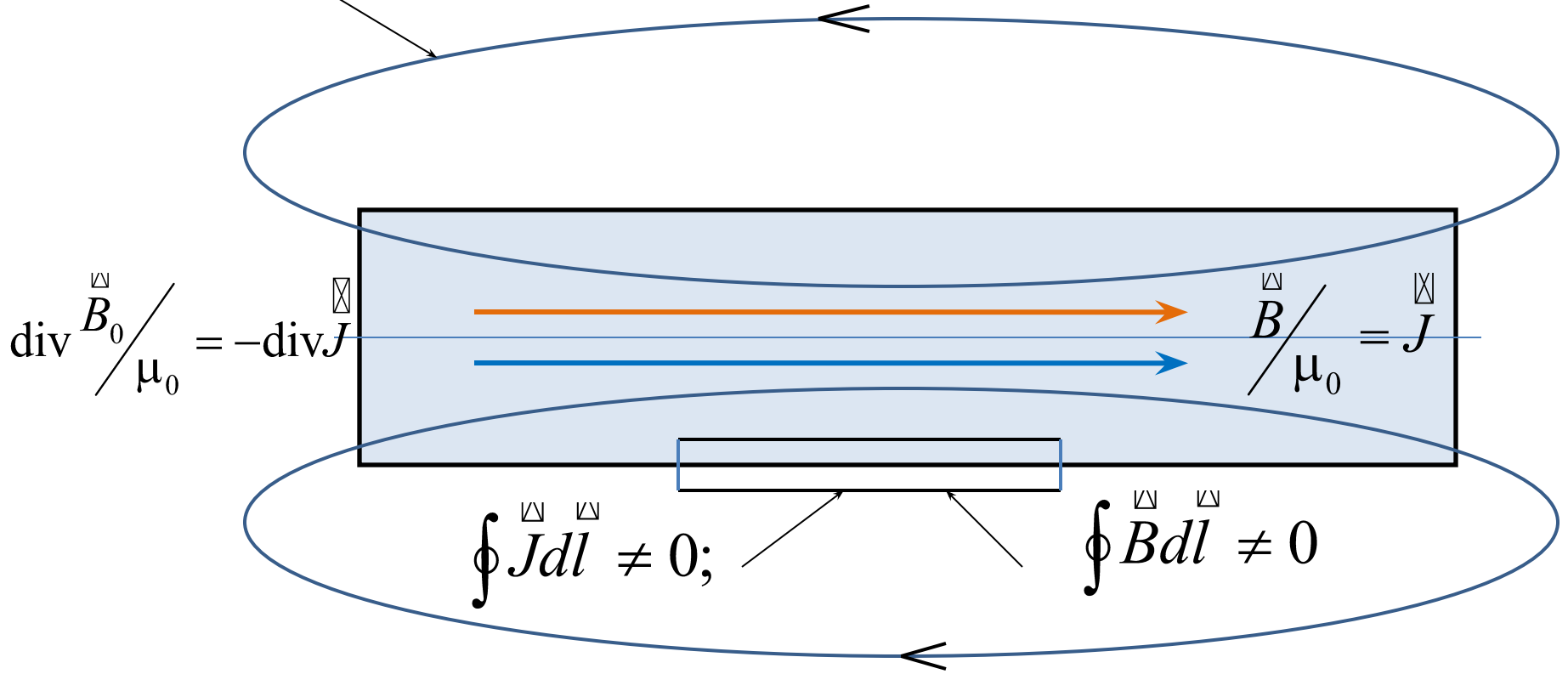
$$\frac{B}{\mu_0} = M + J_{\text{БАК}}$$

$$H = 0$$



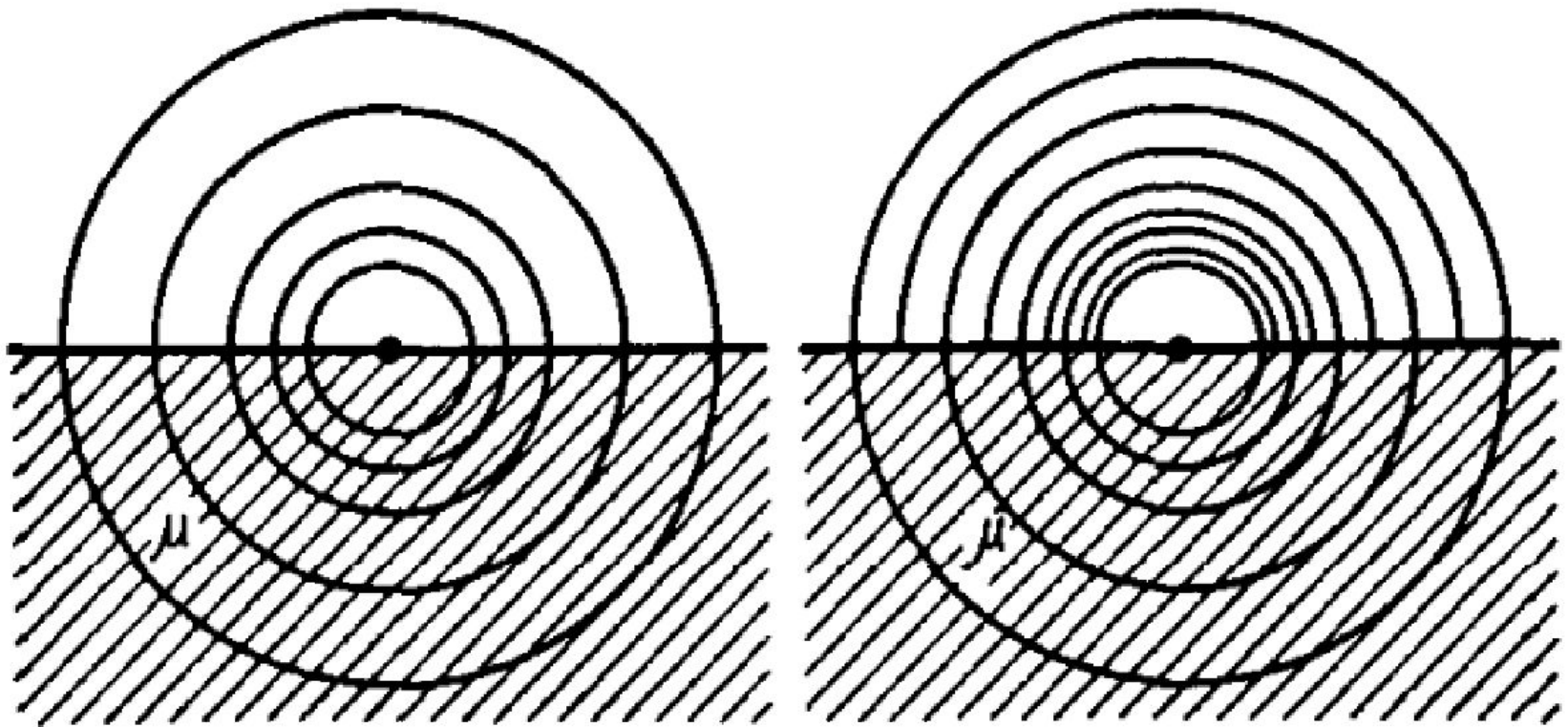
Получается, что намагниченность части пространства внутри вещества противоположна намагниченности пространства, свободного от вещества. И картина становится в какой-то степени похожей на зоммерфельдовскую.

$$\frac{B_0}{\mu_0} = \frac{P_m}{4\pi r^3} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta},$$



Приводимое изображение противоречит известному соотношению $\text{div} \vec{B} = 0$

Парадокс изображения магнитных полей



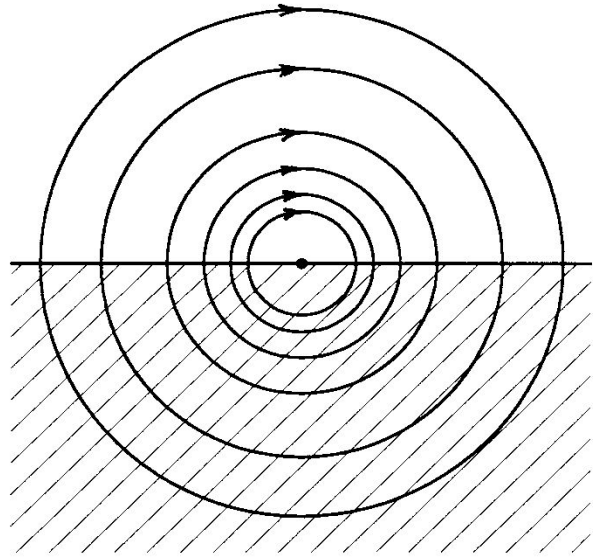
Поле B

Поле H

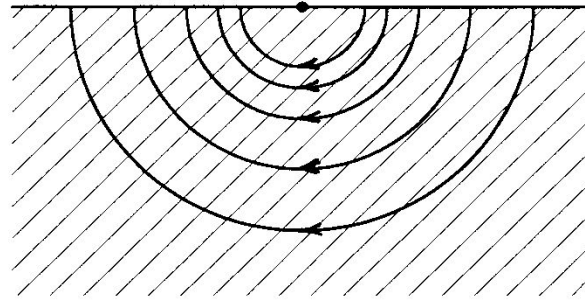
$$dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{I[dl, r]}{r^3}$$

Закон Б-С-Л не выполняется

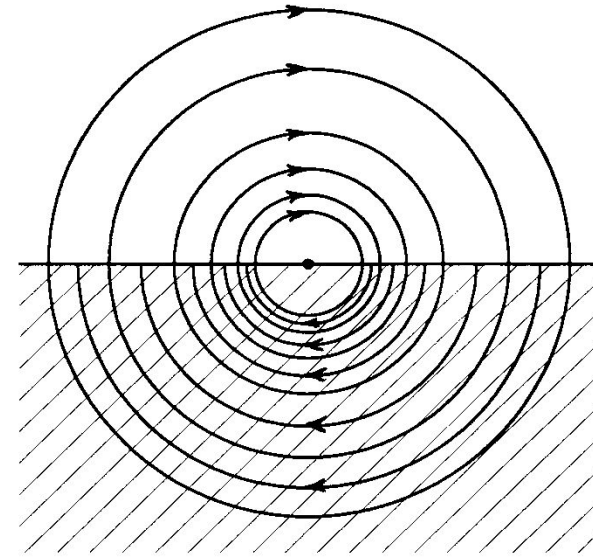
Верные изображения магнитных полей от проводника с током на границе 2-х сред



Поле H



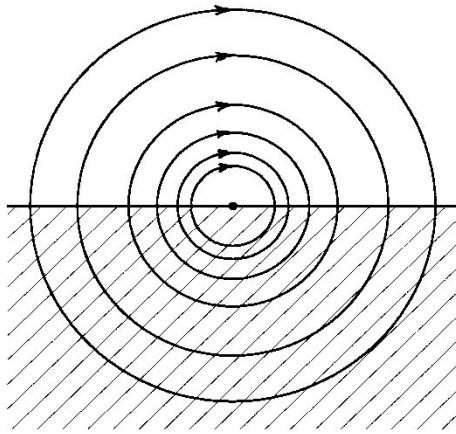
Поле J



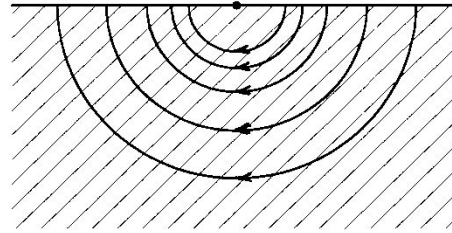
Поле B

Несоответствие сегодняшней теории:

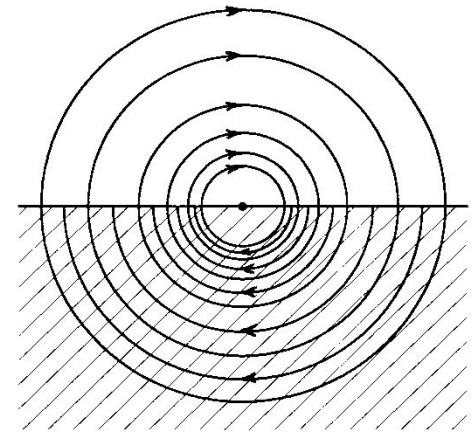
$$\text{div} \vec{B} \neq 0$$



Поле H

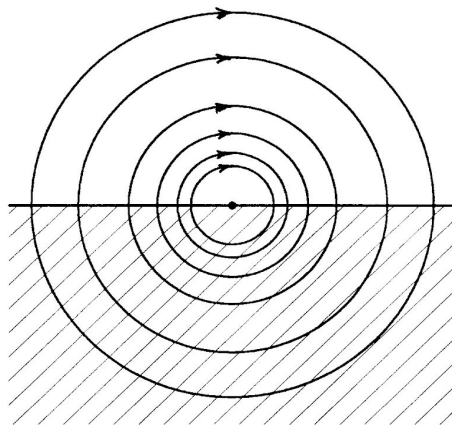


Поле J

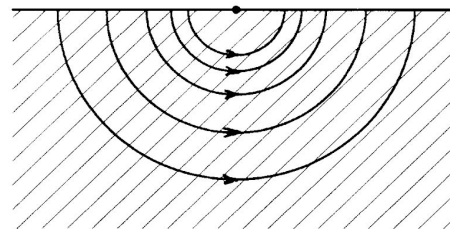


Поле B

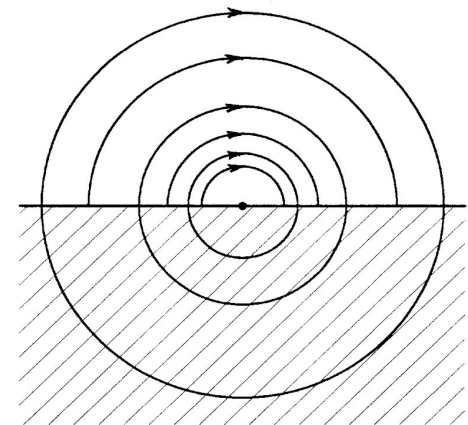
Магнитные поля от проводника с током на границе вакуум-парамагнетик и вакуум-ферромагнетик



Поле H



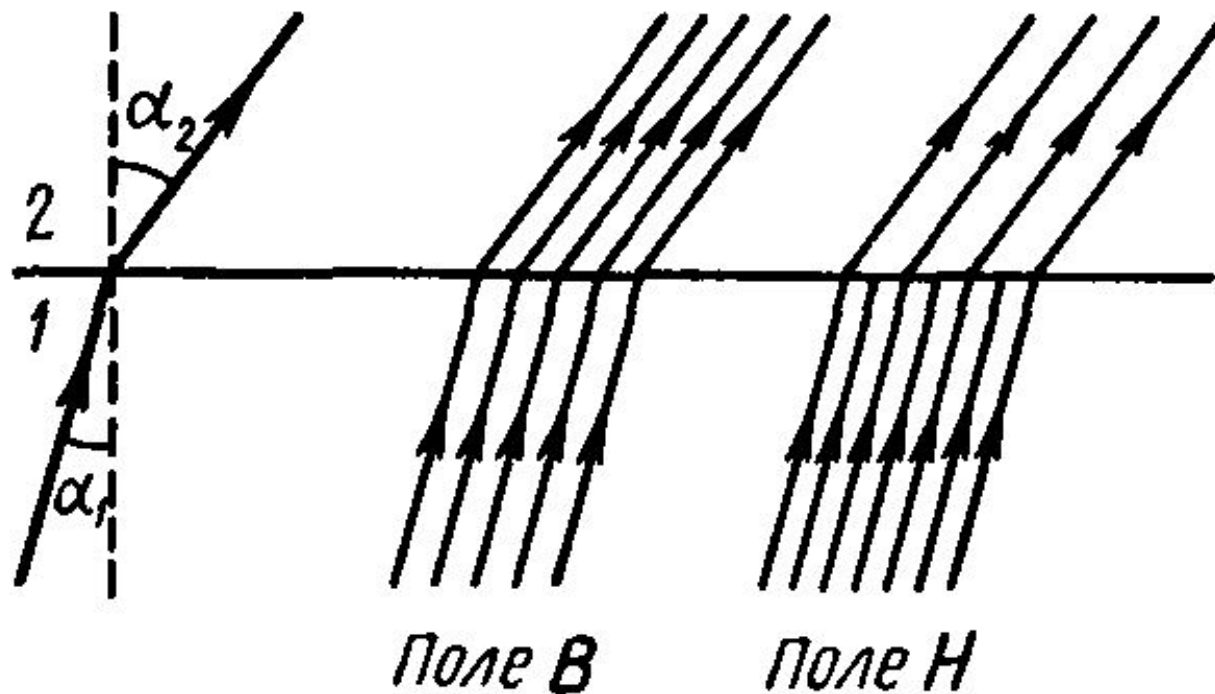
Поле J



Поле B

Магнитные поля от проводника с током на границе вакуум-диамагнетик

Вектор \mathbf{H} не может прерываться и преломляться на границе двух сред



В данном случае становится невыполнимой известная на практике теорема о циркуляции вектора \mathbf{H}

Парадокс изображения магнитных векторов в теле кольцевого магнита с щелевым зазором

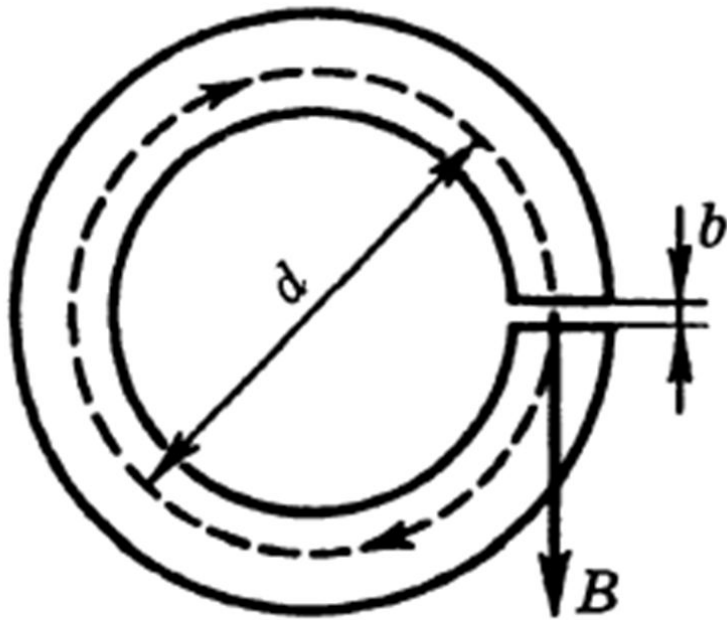


Рис. 7.22

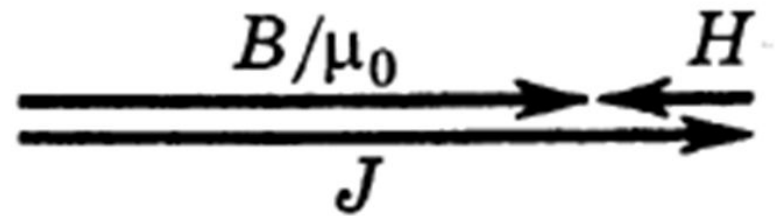


Рис. 7.23

7.6. Постоянный магнит имеет вид кольца с узким зазором между полюсами. Средний диаметр кольца равен d . Ширина зазора b , магнитная индукция поля в зазоре B . Пренебрегая рассеянием поля на краях зазора, найти модули векторов \mathbf{H} и \mathbf{J} внутри вещества.

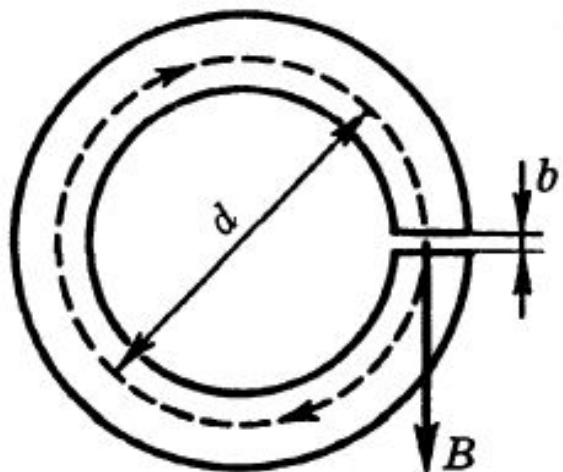


Рис. 7.22

нитная индукция поля в зазоре B . Пренебрегая рассеянием поля на краях зазора, найти модули векторов \mathbf{H} и \mathbf{J} внутри вещества.

Решение. Воспользовавшись теоремой о циркуляции вектора \mathbf{H} по пунктирной окружности диаметром d (рис. 7.22) и учитывая, что токов проводимости нет, запишем

$$(\pi d - b)H_{\tau} + bB/\mu_0 = 0,$$

где H_{τ} — проекция вектора \mathbf{H} на направление обхода контура (оно взято совпадающим с направлением вектора \mathbf{B} в зазоре). Отсюда

$$H_{\tau} = -\frac{bB}{\mu_0(\pi d - b)} \approx -\frac{bB}{\mu_0 \pi d}. \quad (1)$$

Знак минус показывает, что направление вектора \mathbf{H} внутри вещества магнита противоположно вектору \mathbf{B} в той же точке. Заметим, что при $b \rightarrow 0$ и $H \rightarrow 0$.

Модуль намагниченности \mathbf{J} найдем по формуле (7.11), используя результат (1):

$$\mathbf{J} = \frac{B/\mu_0}{1 - b/\pi d} \approx \frac{B}{\mu_0} .$$

Соотношение между векторами B/μ_0 , \mathbf{H} и \mathbf{J} в любой точке вещества магнита показано на рис. 7.23.

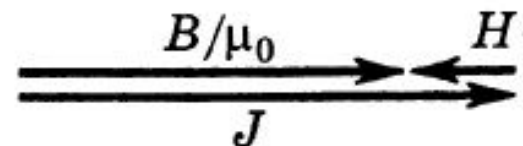
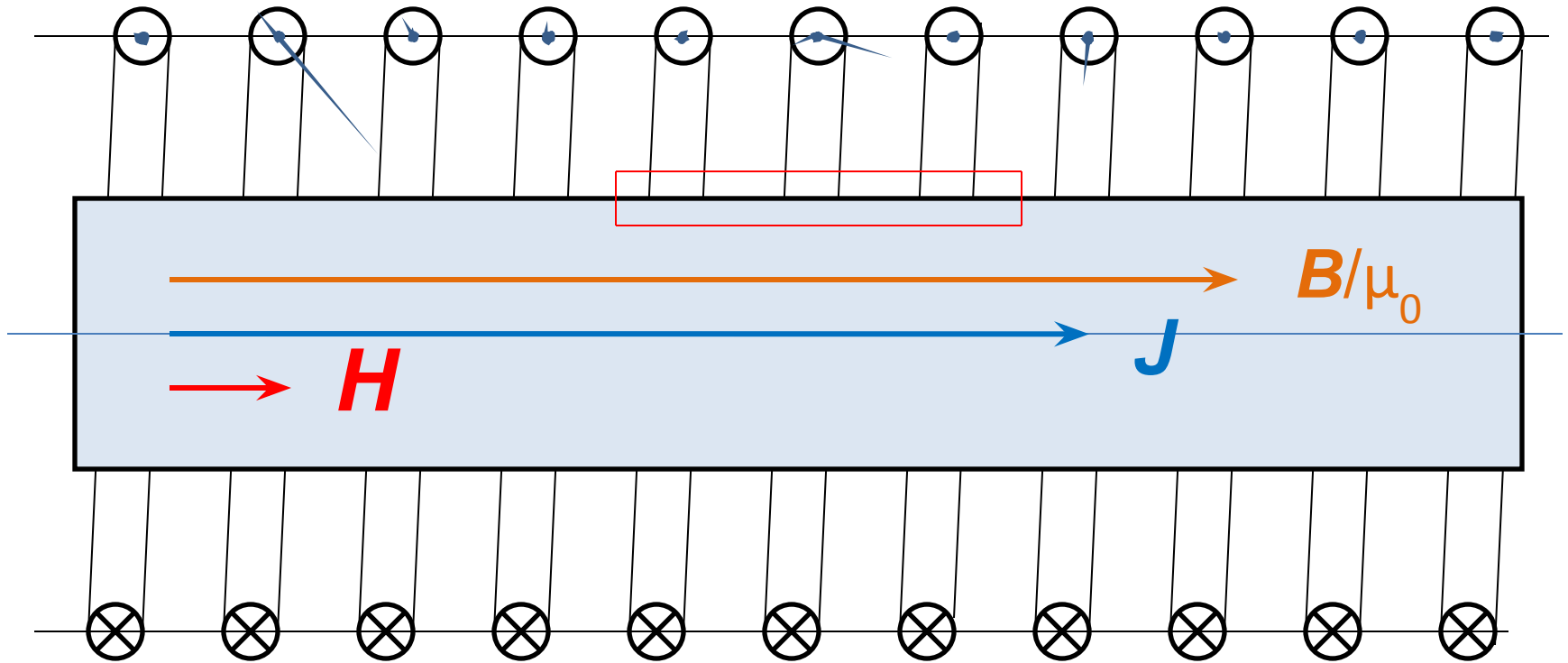


Рис. 7.23

Катушка индуктивности с током, внутри намагничиваемый стержень.
Внутри стержня поле \mathbf{H} и поле намагниченности \mathbf{J} .



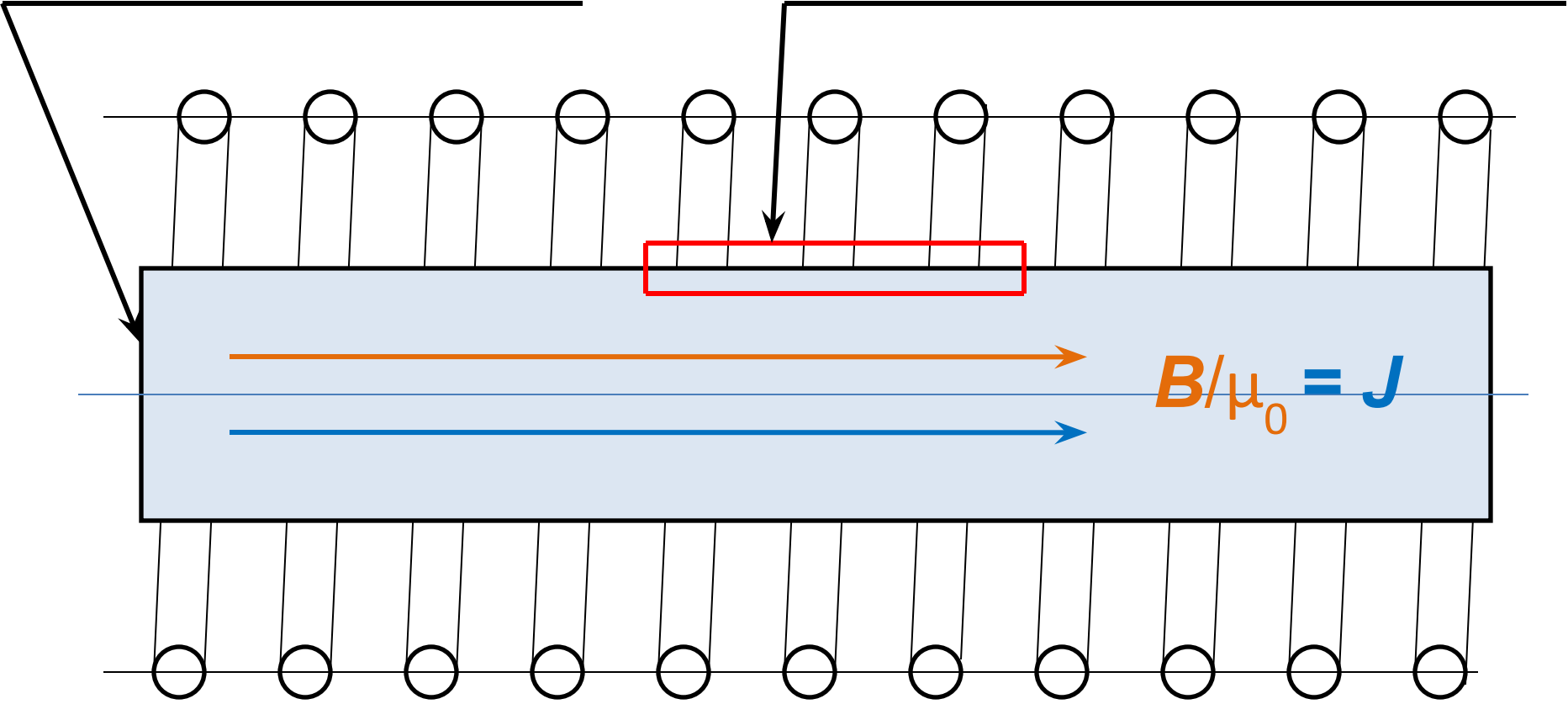
Поле \mathbf{B}/μ_0 суммарное поле внутри стержня.

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = -\nabla \cdot \mathbf{B} / \mu_0$$

$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = 0;$$

$$\oint \mathbf{J} d\mathbf{l} \neq 0;$$

$$\oint \mathbf{B} d\mathbf{l} \neq 0$$

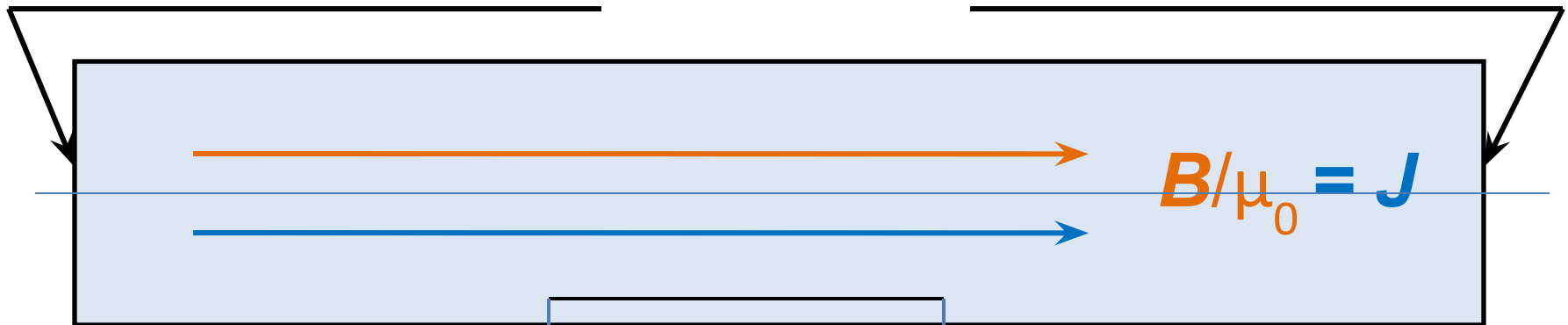


Ток катушки выключен, внутри стержня поле намагниченности \mathbf{J}

$$\frac{\mathbf{B}}{\mu_0} = \cancel{\mathbf{H}} + \mathbf{J}$$

Магнитное поле внутри намагниченного стержня

$$\operatorname{div} \vec{B} / \mu_0 = -\operatorname{div} \vec{J}$$



$$\oint J dl \neq 0;$$

$$\oint B dl \neq 0$$

Поле вне стержня: $\frac{B_0}{\mu_0} = \frac{P_m}{4\pi r^3} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta},$

$$\boxed{\vec{H} + \vec{J} = \frac{\vec{B}}{\mu_0}}$$

$$\frac{\vec{B}}{\mu\mu_0} + \vec{J} = \frac{\vec{B}}{\mu_0};$$

$$\vec{B} + \mu\mu_0\vec{J} = \mu\vec{B};$$

$$\mu\mu_0\vec{J} = (\mu - 1)\vec{B};$$

Преобразуем в выражение:

$$\frac{\mu\vec{J}}{\mu - 1} = \frac{\vec{B}}{\mu_0}$$

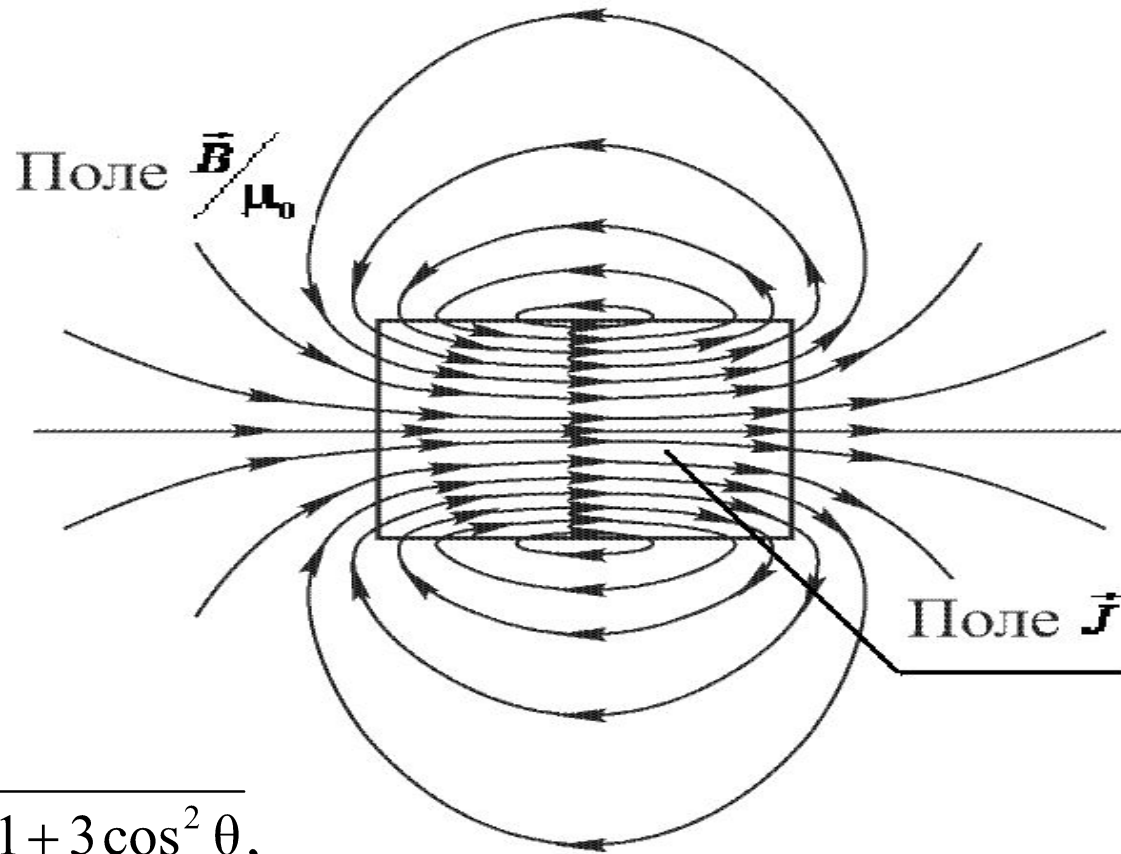
Для ферромагнетиков $\mu \gg 1$, тогда $\mu \approx \mu - 1$

и на торцах намагниченного стержня

$$\boxed{\vec{J} \approx \frac{\vec{B}}{\mu_0}}$$

Это означает, что на торцах стержня вектор \vec{J} переходит в вектор $\frac{\vec{B}}{\mu_0}$
а вектор \vec{H} отсутствует .

В отсутствие токов проводимости на торцах магнита поле намагниченности переходит во внешнее поле B/μ_0



$$\frac{B_0}{\mu_0} = \frac{P_m}{4\pi r^3} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta},$$

Примечания Чуева, выделены рамкой красного цвета

$$\vec{D} = \frac{\sum \vec{p}_e^{\text{вирт}}}{V}$$

$$D_{n1} = D_{n2}; \quad D_{\tau1} = D_{\tau2}.$$

На границе двух диэлектриков, возможно

$$\oint \vec{E} d\vec{l} \neq 0 \quad \text{и} \quad \text{rot} \vec{E} \neq 0$$

$$\vec{H} = \frac{\sum \vec{p}_m^{\text{вирт}}}{V}$$

$$H_{\tau1} = H_{\tau2}; \quad H_{n1} = H_{n2}; \quad \text{div} \vec{H} = 0.$$

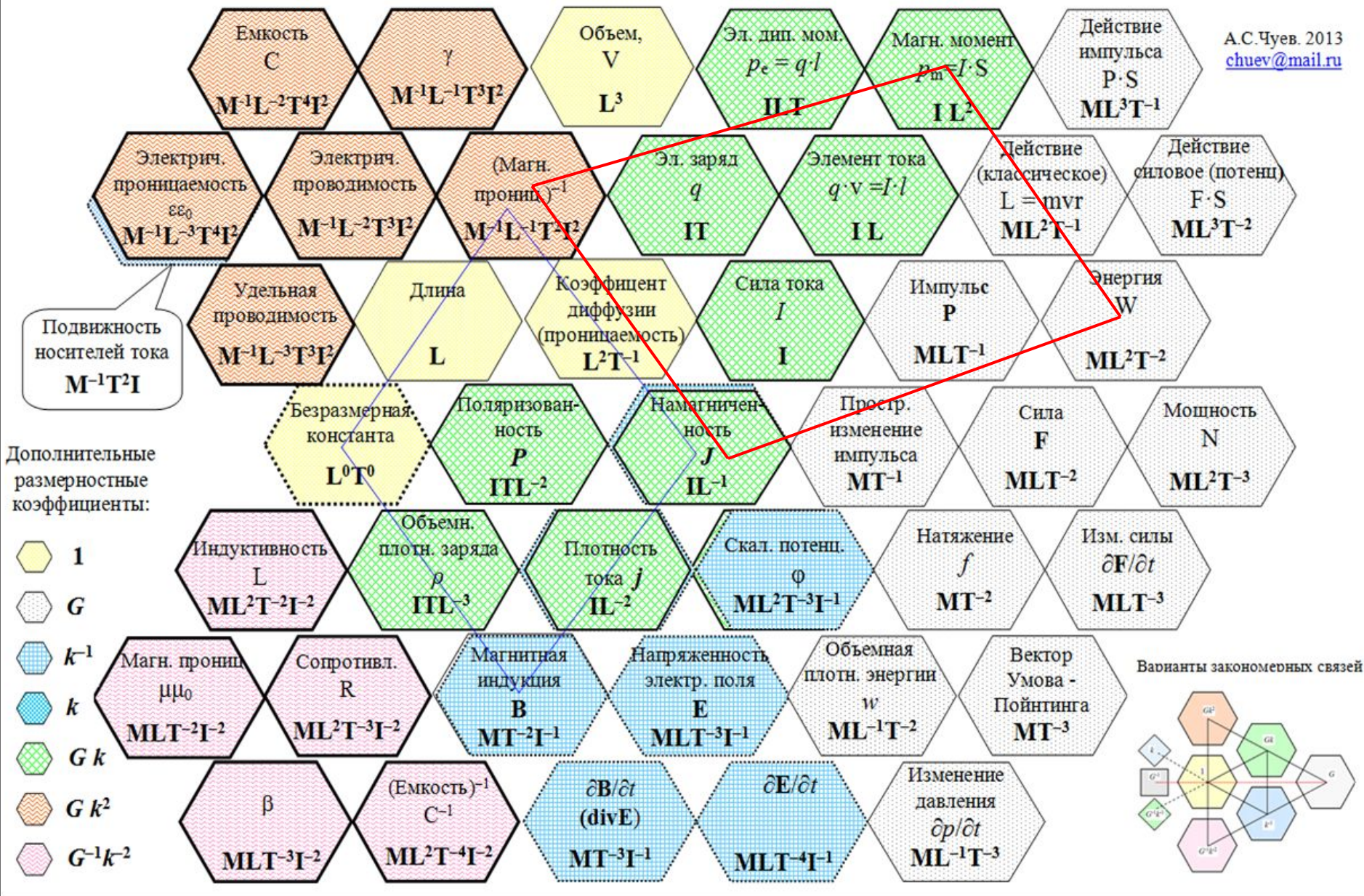
На полюсах магнита и в отсутствии токов

$$\text{проводимости} \quad \text{div} \vec{B} / \mu_0 = -\text{div} \vec{J}$$

Соотношения, выделенные рамкой красного цвета, не являются общепризнанными.

Система электромагнитных величин и их взаимосвязей

А.С.Чуев. 2013
chuev@mail.ru



Пример из ДЗ

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

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

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

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

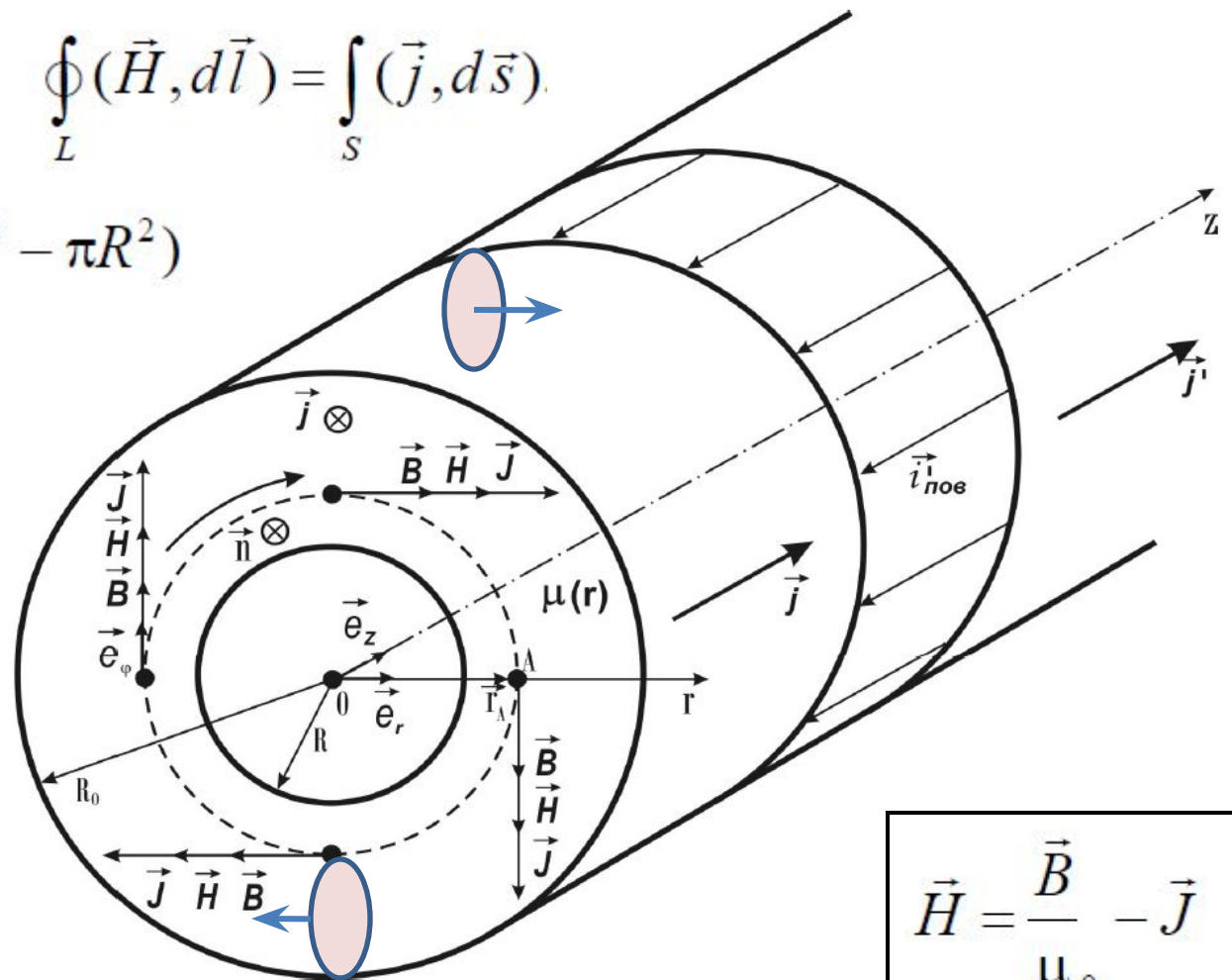
$$\vec{J} = \chi\vec{H}$$

$$\chi = \mu - 1$$

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

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

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



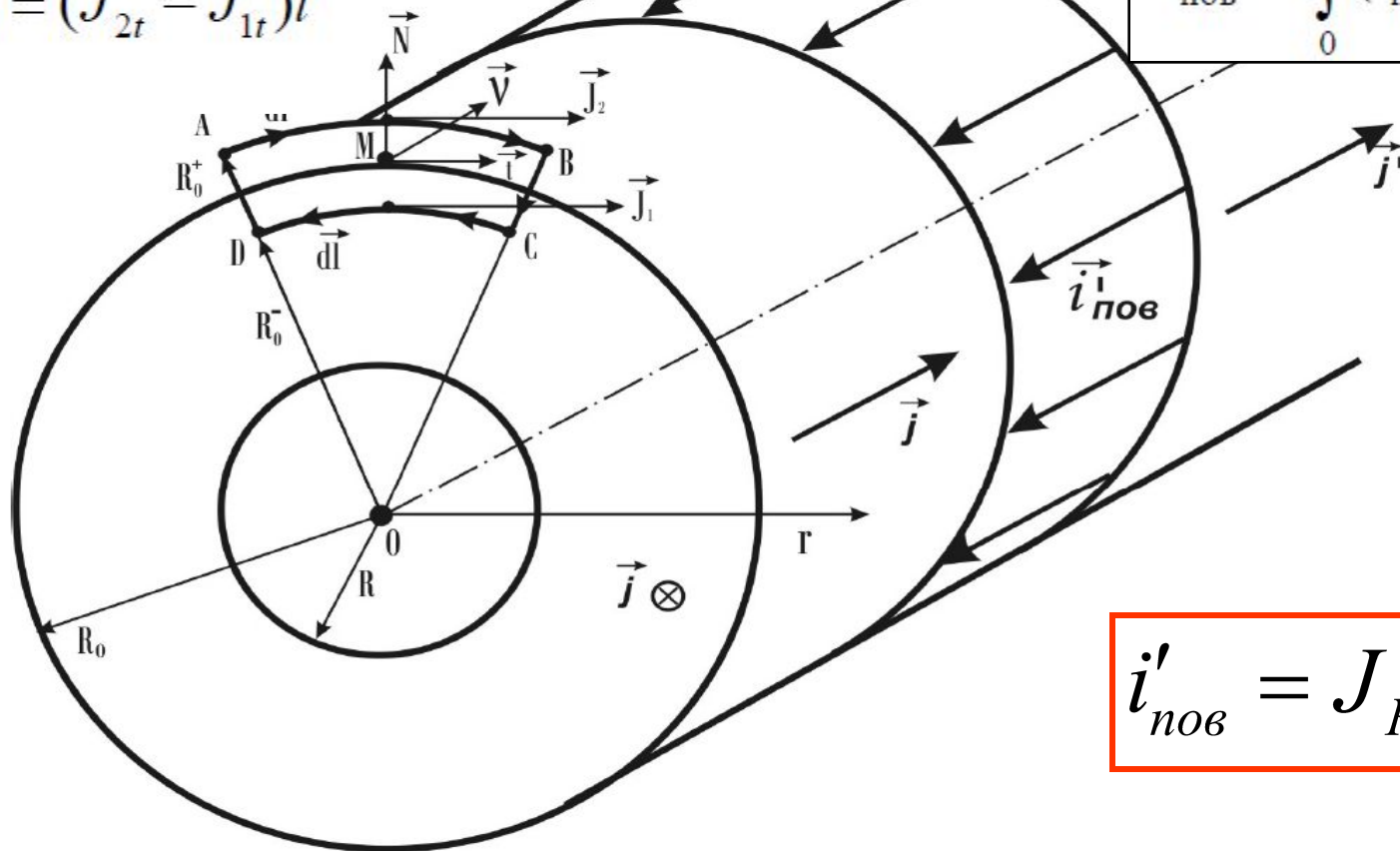
$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}$$

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

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

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

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



$$i'_{нов} = J_{R_0}$$

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

Проверка правильности решения

\vec{N} — единичный вектор нормали к элементу поверхности раздела двух магнетиков (в рассматриваемой задаче это поверхность раздела «магнетик — вакуум») в окрестности точки наблюдения M , \vec{t} — единичный вектор, лежащий в касательной плоскости к поверхности раздела в точке наблюдения; единичный вектор \vec{v} также лежит в этой касательной плоскости и является ортогональным к вектору нормали \vec{N} и выбранному касательному направлению — вектору \vec{t} . Легко заметить, что в условиях рассматриваемой задачи вектор \vec{v} перпендикулярен плоскости элементарного контура $ABCD$ и обуславливает положительное направление обхода этого контура, циркуляция вектора намагниченности \vec{J} по которому лежит в основе вывода локального соотношения для касательных компонент вектора \vec{J} на границе раздела двух магнетиков. Это соотношение выполняется в каждой точке поверхности раздела S .

Конец лекции 8