Магнитное поле в веществе является суперпозицией двух полей: внешнего магнитного поля, создаваемого макротоками, и внутреннего, создаваемого микротоками:

$$\vec{B} = \vec{B}_{\text{внеш}} + \vec{B}_{\text{внутр}}$$

Количественной характеристикой намагниченного состояния вещества служит ***намагниченность*** $\vec{J}$, равная отношению магнитного момента малого объема вещества к величине этого объема:

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

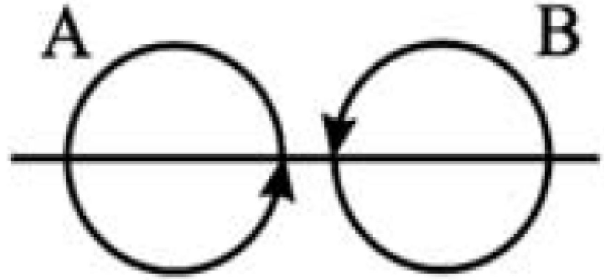
где $\vec{P}_{m_i}$ - магнитный момент i-го атома из числа n атомов в объеме ΔV.

<u>Закон полного тока</u> (циркуляция вектора $\vec{B}$) для магнитного поля в вакууме можно обобщить на случай магнитного поля в веществе:

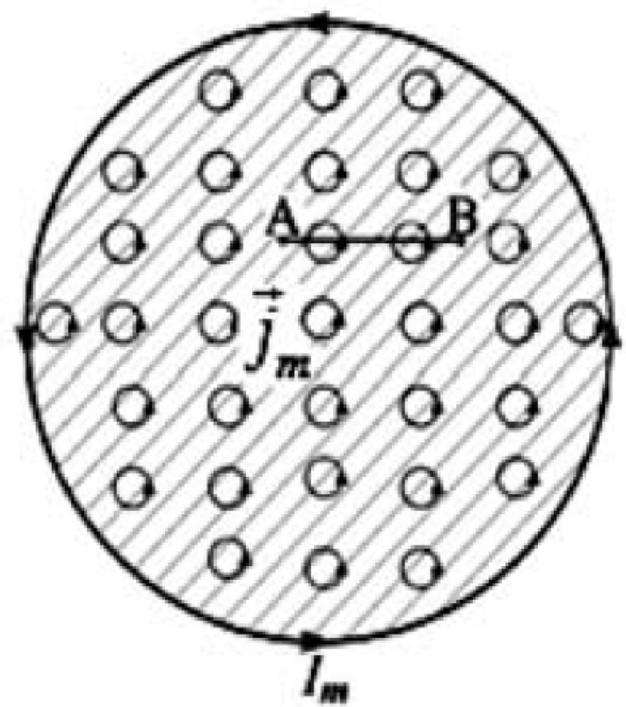
$$\oint\limits_L \vec{B}d\vec{l} = \mu_0\left(I_{\text{макро}} + I_{\text{микро}}\right)$$

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

Все микротоки внутри тела компенсируют друг друга:

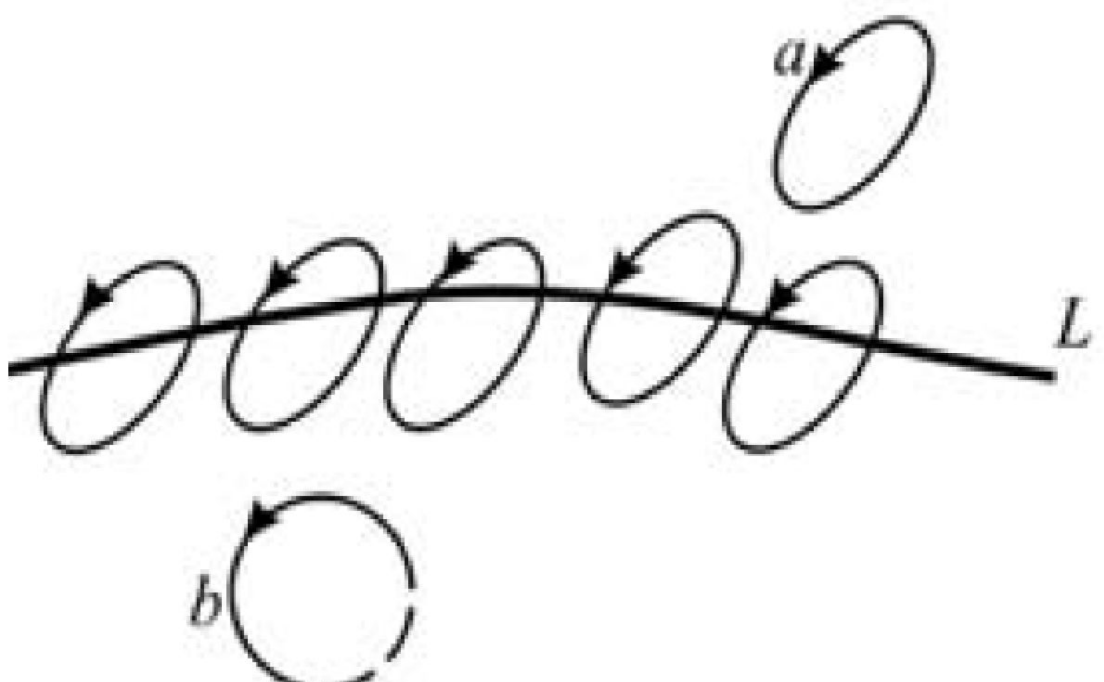


И остаются только микротоки сосредоточенные на поверхности:



Алгебраическая сумма сил микротоков связана с намагниченностью <u>***теоремой о циркуляции вектора намагниченности***</u>:

$$\boxed{\oint_L \vec{J}\,d\vec{l} = I_{\text{микро}}}$$



Тогда закон полного тока можно записать в виде:

$$\oint_L \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}\right) d\vec{l} = I_{\text{макро}}$$

Вектор

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

есть <u>***напряженность магнитного поля***</u>.

Т.о., ***<u>закон полного тока для магнитного поля в веществе</u>***: ***<u>циркуляция вектора напряженности магнитного поля</u>*** $\vec{H}$ вдоль произвольного замкнутого контура L равна алгебраической сумме макротоков сквозь поверхность, натянутую на этот контур:

$$\boxed{\oint_L \vec{H} d\vec{l} = I_{\text{макро}}}$$

Намагниченность изотропной среды (свойства среды не зависят от направления) связана с напряженностью соотношением:

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

где χ – магнитная восприимчивость среды. Она связана с магнитной проницаемостью соотношением:

$$\mu = 1 + \chi$$

Подставим в формулу: $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}$ намагниченность:

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

Отсюда

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

Тогда ***<u>связь между $\vec{\mathbf{H}}$ и $\vec{\mathbf{B}}$</u>***:

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

Первоначально предполагалось, что в природе имеются подобные электрическим зарядам магнитные массы, и учение о магнетизме развивалось по аналогии с учением об электричестве. В те времена и были введены названия «магнитная индукция» для $\vec{B}$ и «напряженность поля» для $\vec{H}$. Впоследствии выяснилось, что магнитных масс в природе не существует и что величина $\vec{B}$ в действительности является аналогом напряженности электрического поля $\vec{E}$, а не электрического смещения $\vec{D}$. Соответственно напряженность $\vec{H}$ аналог $\vec{D}$, а не $\vec{E}$.

Условие на границе двух магнетиков

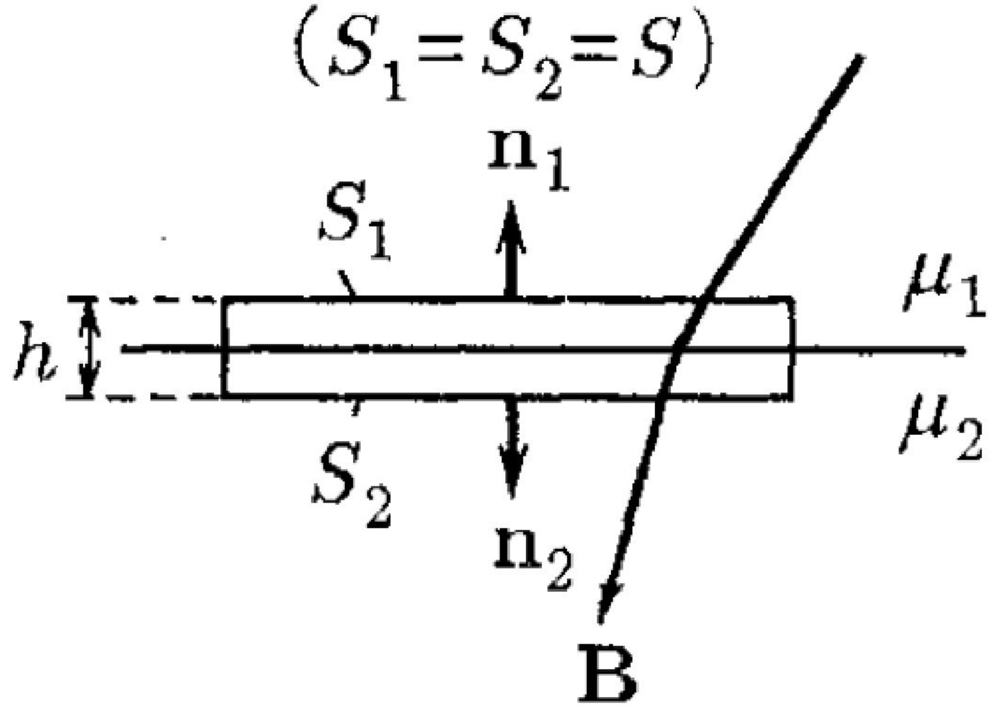
Вблизи поверхности раздела двух магнетиков векторы $\vec{B}$ и $\vec{H}$ должны удовлетворять граничным условиям, которые вытекают из соотношений:

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

и

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = I_{\text{макро}}$$

Возьмем границу двух разных магнетиков с проницаемостями μ_1 и μ_2. Вокруг границы рассмотрим воображаемую цилиндрическую поверхность высотой h:



Поток магнитной индукции, через эту поверхность:

$$\Phi_B = B_{1n}S + B_{2n}S + \Phi_{B\,\text{бок}}$$

Пусть $h \to 0$, тогда $\Phi_{B\,\text{бок}} = 0$.

Согласно условию: $\oint_S \vec{B}d\vec{S} = 0$, поток через замкнутую поверхность равен нулю, тогда:

$$B_{1n}S + B_{2n}S = 0$$

$$B_{1n} = -B_{2n}$$

Если проецировать $\vec{B}_1$ и $\vec{B}_2$ на одну нормаль, то

$$B_{1n} = B_{2n}$$

Выведем магнитную индукцию, через напряженности:

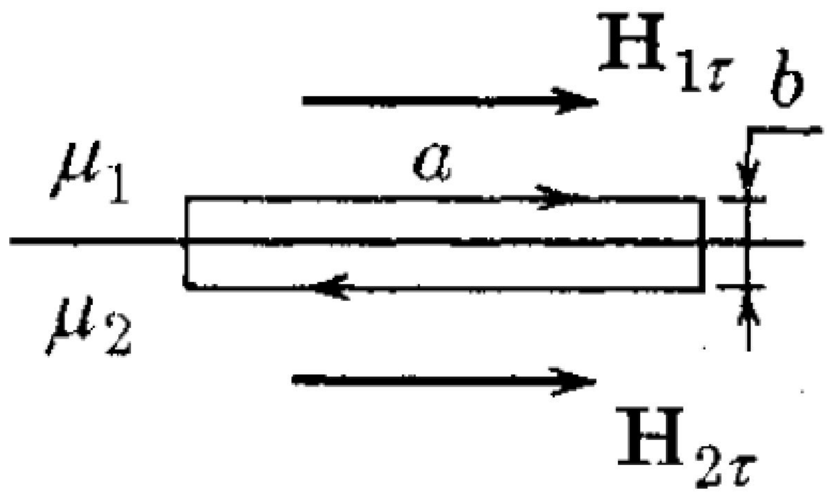
$$\mu_0\mu_1H_{1n} = \mu_0\mu_2H_{2n}$$

или

$$\boxed{\frac{H_{1n}}{H_{2n}} = \frac{\mu_2}{\mu_1}}$$

Т.е. ***нормальная составляющая вектора напряженности МП $\vec{\mathbf{H}}$ при переходе через границу раздела претерпевает разрыв***.

Теперь рассмотрим на границе магнетиков прямоугольный контур и вычислим для него циркуляцию $\vec{H}$:



При малых разделах контура:

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = H_{1\tau}a - H_{2\tau}a + \langle H_l \rangle \cdot 2b$$

Где $\langle H_l \rangle$ - среднее значение H_l на перпендикулярных к границе участках контура. Если на границе раздела текут макроскопические токи $I_{\text{макро}} = 0$:

Пусть $b \to 0$ тогда:

$$H_{1\tau}a - H_{2\tau}a = 0$$

Или

$$H_{1\tau} = H_{2\tau}$$

Заменим напряженность на индукцию:

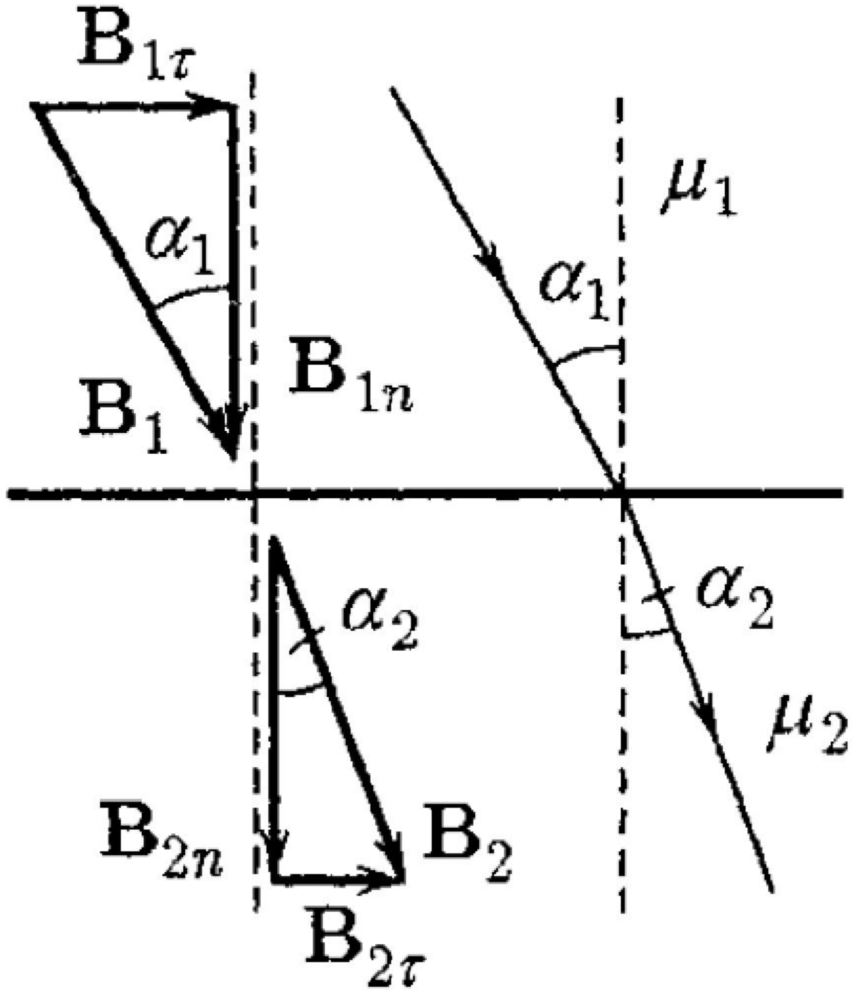
$$\frac{B_{1\tau}}{\mu_0\mu_1} = \frac{B_{2\tau}}{\mu_0\mu_2}$$

Или

$$\boxed{\frac{B_{1\tau}}{B_{2\tau}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}}$$

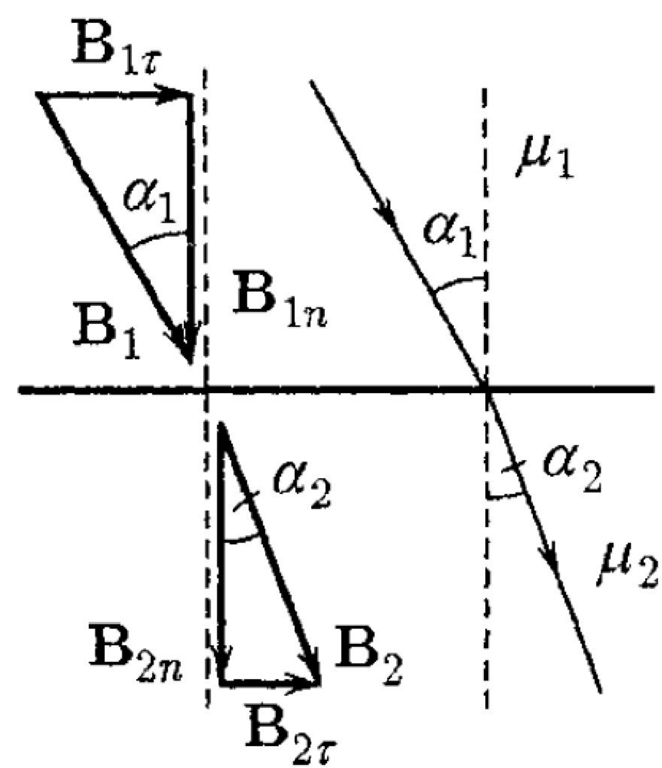
Т.е. ***тангенциальная составляющая индукции МП*** $\vec{\mathbf{B}}$ ***при переходе через границу раздела претерпевает разрыв***.

Поведение линий магнитной индукции при пересечении границы раздела двух магнетиков:



Из рисунка можно выразить, что

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



Учитывая, что $B_{1n} = B_{2n}$ и $\frac{B_{1\tau}}{B_{2\tau}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}$ получаем

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

При переходе в магнетик с большей проницаемостью μ линии магнитной индукции отклоняются от нормали к поверхности. Это приводит к сгущению линий. Это дает возможность формировать магнитные пучки.

Пример:

Защитный экран из железа приводит к ослаблению магнитного поля внутри экрана: