

# ЛЕКЦИЯ 18

## Электромагнетизм

### План лекции

1. Намагниченность. Напряженность магнитного поля.
2. Теорема о циркуляции вектора  $\vec{H}$ .
3. Связь между векторами  $\vec{J}$  и  $\vec{H}$ . Виды магнетиков.
4. Ферромагнетики. Петля гистерезиса.

## ***Намагниченность. Напряженность магнитного поля***

Если несущие ток проводники находятся в некоторой среде (не в вакууме) или если в магнитное поле внести вещество, магнитное поле изменится.

Это объясняется тем, что всякое вещество является *магнетиком*, т. е. способно под действием магнитного поля намагничиваться (приобретать магнитный момент)

Намагниченное вещество создает свое магнитное поле  $\vec{B}'$ , которое вместе с полем  $\vec{B}_0$ , созданным токами проводимости, образует результирующее поле

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

$\vec{B}_0$  и  $\vec{B}'$  - усредненные (макроскопические) поля

Степень намагничивания  $\chi$  магнетика характеризуется магнитным моментом *единицы объема*  $\mathbf{J}$ .

## ***Намагниченность. Напряженность магнитного поля***

$\vec{J}$  - величина векторная. 
$$\vec{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum \vec{p}_m$$

где  $\Delta V$  - бесконечно малый объем,  $\vec{p}_m$  - магнитный момент отдельной молекулы. Суммируются все молекулы в объеме  $\Delta V$ .

Намагниченность можно представить себе как 
$$\vec{J} = n \langle \vec{p}_m \rangle$$

где  $n$  - концентрация молекул,  $\langle \vec{p}_m \rangle$  - средний магнитный момент одной молекулы.

Вектор  $\vec{J}$  сонаправлен со средним вектором  $\langle \vec{p}_m \rangle$ .

## ***Намагниченность. Напряженность магнитного поля***

В теореме о циркуляции вектора  $\vec{B}$  кроме токов проводимости необходимо учитывать и молекулярные токи

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

где  $I$  и  $I'$  - токи проводимости и молекулярные токи, охватываемые контуром  $L$ .

Определение токов  $I'$  в общем случае задача непростая, поэтому приведенная формула неудобна для практического использования.

## Намагниченность. Напряженность магнитного поля

Для стационарного случая циркуляция вектора намагниченности  $\vec{J}$  по произвольному контуру равна алгебраической сумме молекулярных токов  $I'$ , охватываемых контуром  $L$ :

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

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

$$\oint_L (\vec{B}, d\vec{l}) = \mu_0 \left( I + \oint_L (\vec{J}, d\vec{l}) \right)$$

## Намагниченность. Напряженность магнитного поля

$$\oint_L (\vec{B}, d\vec{l}) = \mu_0 \left( I + \oint_L (\vec{J}, d\vec{l}) \right)$$

Разделив обе части на  $\mu_0$  и объединив подинтегральные выражения, получим:

$$\oint_L \left( \left( \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \right), d\vec{l} \right) = I$$

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

$\vec{H}$  - напряженность магнитного поля

Циркуляция вектора  $\vec{H}$  по произвольному замкнутому контуру равна алгебраической сумме токов проводимости, охватываемых этим контуром:

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

Это **теорема о циркуляции вектора  $\vec{H}$** .

## ***Намагниченность. Напряженность магнитного поля***

Введение вектора  $\vec{H}$ , как и вектора  $\vec{D}$  смещения в электростатике, оправдывается тем, что во многих случаях упрощает изучение поля в различных средах.

Модуль вектора  $\vec{H}$  имеет размерность силы тока, деленной на длину. В связи с этим единицей величины  $H$  является *ампер на метр* (А/м).

$$\text{В вакууме} \quad \vec{J} = 0 \quad \text{и} \quad \vec{B} = \mu_0 \vec{H}$$

## Связь между векторами $\vec{J}$ и $\vec{H}$ . Виды магнетиков

Намагниченность  $\vec{J}$  зависит от величины магнитной индукции  $\vec{B}$  в рассматриваемой точке вещества.

Однако  $\vec{J}$  принято связывать не с  $\vec{B}$ , а с вектором  $\vec{H}$

Существуют магнетики, для которых эта связь линейна:

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

где  $\chi$  - магнитная восприимчивость вещества, безразмерная величина, характерная для каждого магнетика.

Подставим эту формулу ( $\vec{J} = \chi \vec{H}$ ) в выражение для вектора  $\vec{H}$

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}, \text{ получим } \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \chi \vec{H} \Rightarrow \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0(1 + \chi)}$$

Безразмерная величина  $1 + \chi = \mu$  называется **относительной магнитной проницаемостью** вещества.



## Связь между векторами $\vec{J}$ и $\vec{H}$ . Виды магнетиков

С учетом этой характеристики вещества связь между  $\vec{B}$  и  $\vec{H}$  для магнетиков, которые подчиняются зависимости  $\vec{J} = \chi \vec{H}$ , можно выразить так:

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

В отличие от электрической восприимчивости  $\chi_E$ , которая была введена нами для диэлектриков, магнитная восприимчивость  $\chi$  бывает как положительной, так и отрицательной.

Поэтому магнитная проницаемость  $\mu$  может быть как больше, так и меньше единицы.

В зависимости от знака и величины магнитной восприимчивости  $\chi$  все магнетики подразделяются на три группы:

## Связь между векторами $\vec{J}$ и $\vec{H}$ . Виды магнетиков

- **диамагнетики.** У диамагнетиков  $\chi$  отрицательна и мала по абсолютной величине. Вектор  $\vec{J}$  диамагнетиков имеет направление, обратное направлению вектора  $\vec{H}$  ( $\vec{J} \uparrow \downarrow \vec{H}$ );
- **парамагнетики.**  $\chi$  парамагнетиков положительна и тоже мала по абсолютной величине. Вектор  $\vec{J}$  парамагнетиков имеет направление, совпадающее с направлением вектора  $\vec{H}$  ( $\vec{J} \uparrow \uparrow \vec{H}$ );
- **ферромагнетики.**  $\chi$  положительна и по абсолютной величине достигает очень больших значений.

Диа- и парамагнетики слабомагнитные вещества, для них характерна однозначная зависимость намагниченности  $\vec{J}$  от  $\vec{H}$ :

$\vec{J} = \chi \vec{H}$ . В отсутствие магнитного поля они не намагничены.

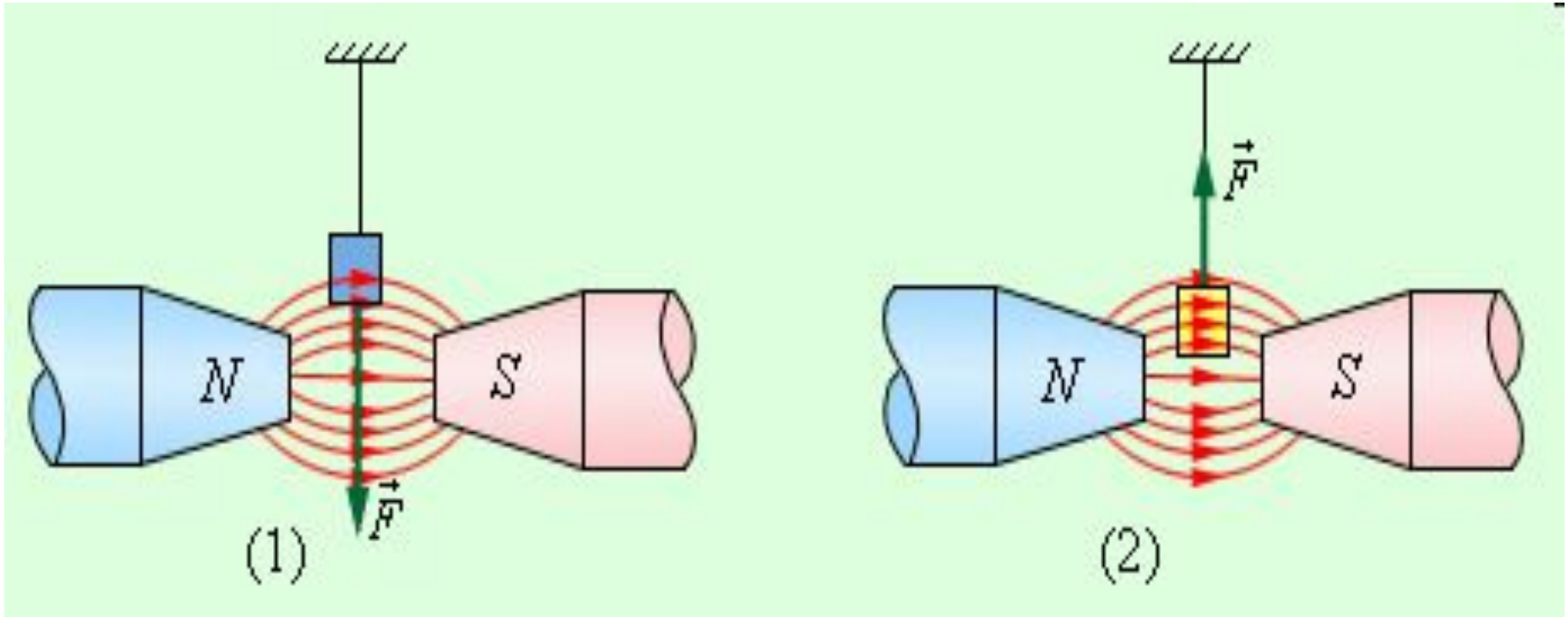
У ферромагнетиков магнитная восприимчивость сложным образом зависит от  $\vec{H}$ .

## *Диамagnetики и парамагнетики*

Диамagnetизм связан с действием силы Лоренца на электронные орбиты. Под этим изменяется характер орбитального движения и возникает собственное магнитное поле атома, которое направлено против внешнего поля.

В **парамагнетиках** внешнее магнитное поле также оказывает ориентирующее действие микротокки отдельных молекул стремятся сориентироваться так, чтобы их собственные магнитные поля оказались направленными по направлению индукции внешнего поля.

## Диамagnetики и парамагнетики

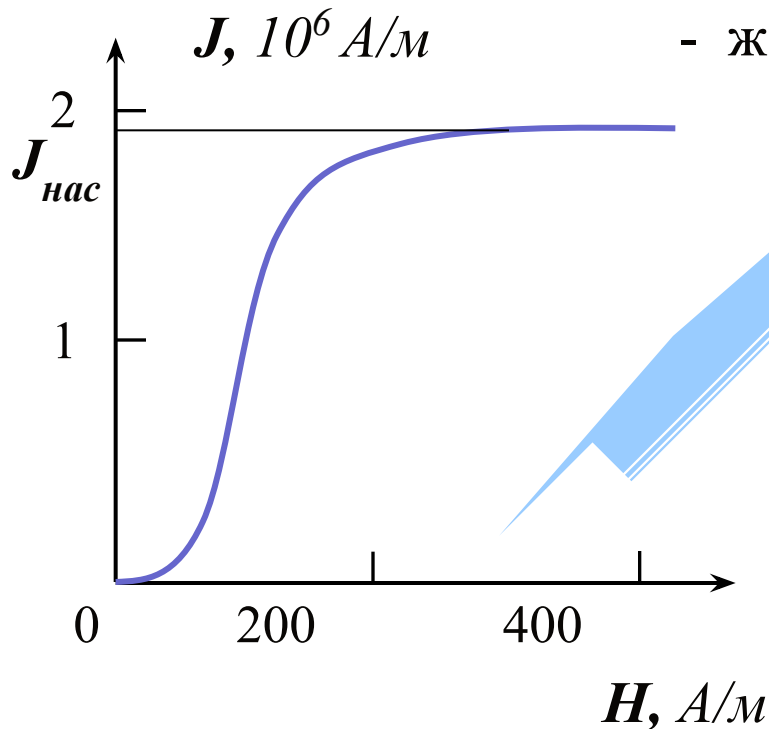


Парамагнетик (1) и диамagnetик (2) в неоднородном магнитном поле.

## Ферромагнетики. Петля гистерезиса.

**Ферромагнетиками** называют твердые вещества, которые могут обладать *спонтанной намагниченностью*, т.е. они могут быть намагничены уже при отсутствии внешнего магнитного поля.

Типичные представители ферромагнетиков - железо, никель, кобальт, их сплавы.

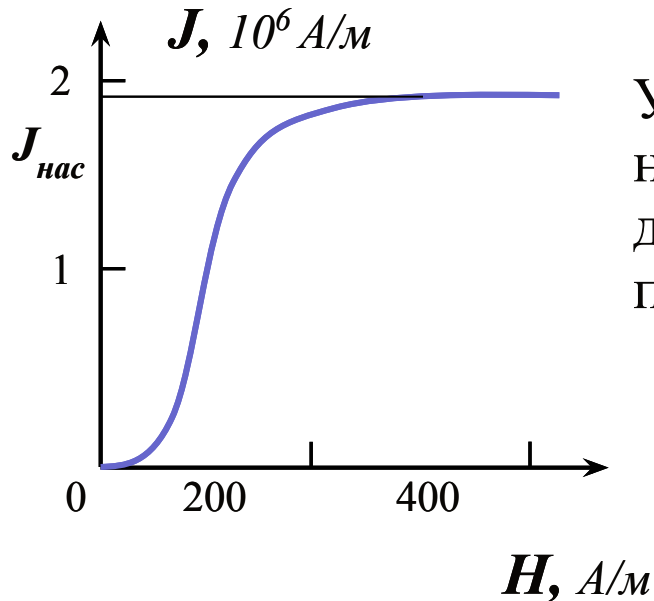


Намагниченность ферромагнетиков в огромное (до  $10^{10}$ ) число раз превосходит намагниченность диа- и парамагнетиков.

*Кривая намагниченности ферромагнетиков — это зависимость  $J(H)$ .*

*Основная или нулевая кривая, т.е. зависимость для ферромагнетика, магнитный момент которого первоначально был равен нулю*

## Ферромагнетики. Петля гистерезиса.

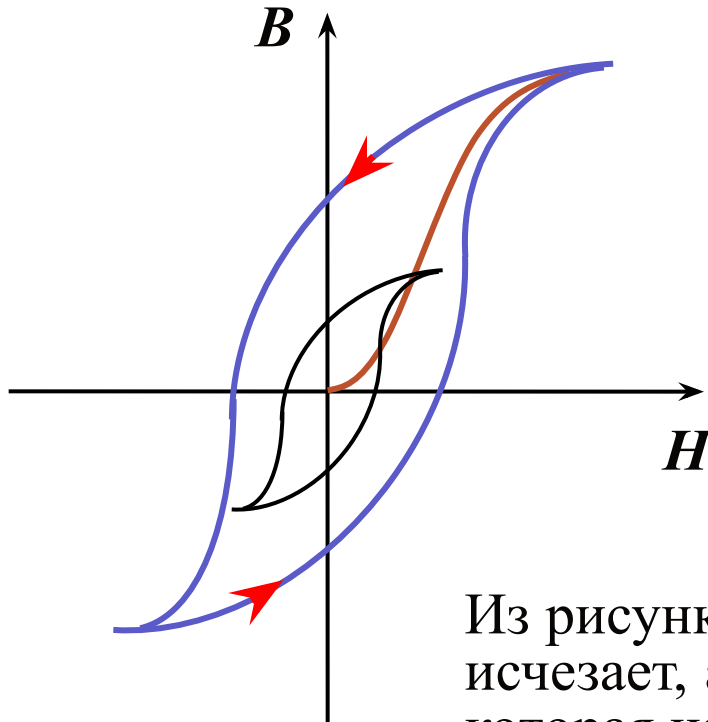


Уже при небольших полях кривая намагниченности достигает насыщения  $J_{нас}$ , дальнейший рост поля  $H$  практически не приводит к увеличению намагниченности  $J$ .

Нелинейной для ферромагнетиков является и зависимость  $B(H)$ .

Кроме нелинейной зависимости между  $J$ ,  $B$  и  $H$  для ферромагнетиков характерно наличие *петли гистерезиса*: связь между  $B$  и  $H$  или  $J$  и  $H$  оказывается неоднозначной и определяется предшествующей историей намагничивания ферромагнетика.

## Ферромагнетики. Петля гистерезиса.



Если первоначально ненамагниченный ферромагнетик намагничивать, увеличивая  $H$  значения, при котором наступает насыщение, а затем уменьшать  $H$ , то кривая намагничивания пойдет не по первоначальному пути, а несколько выше.

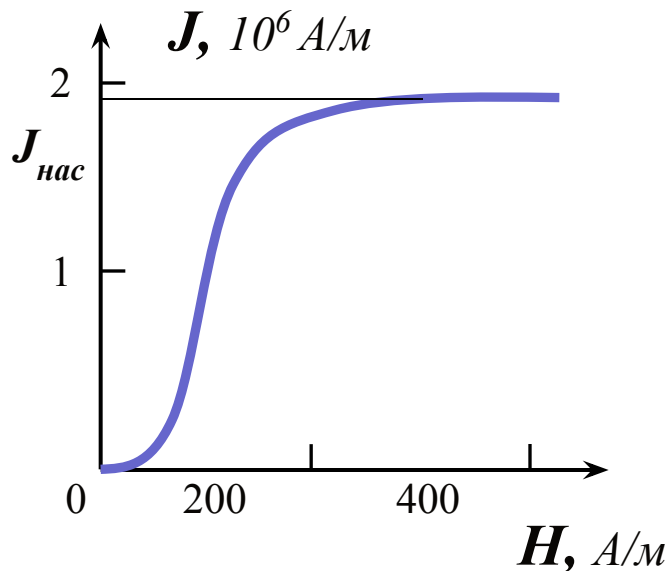
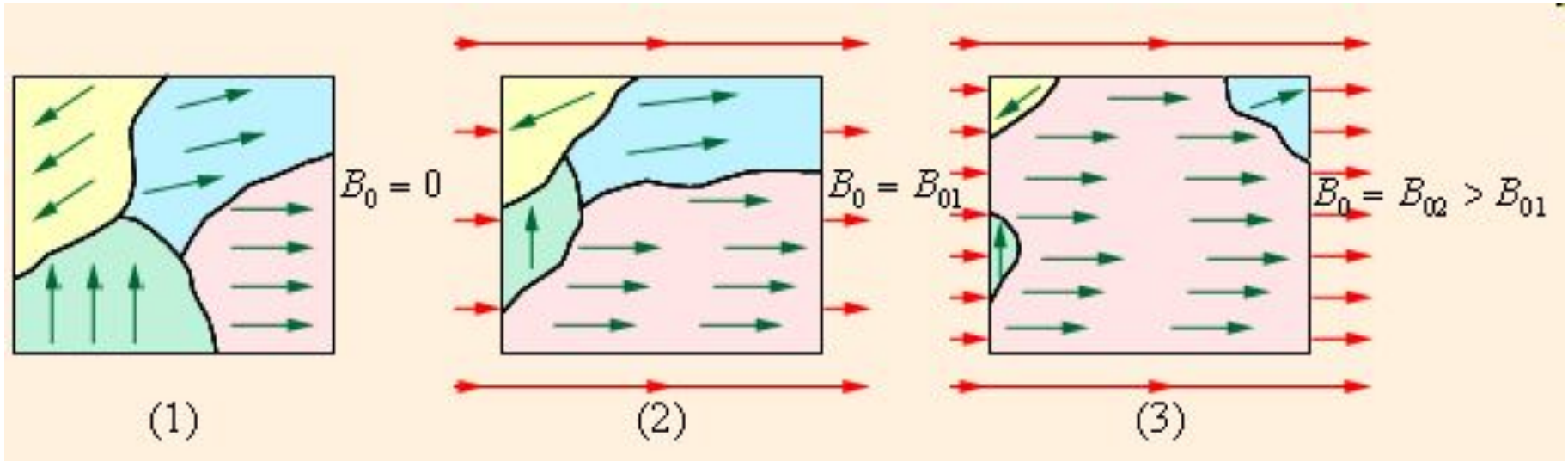
Получившуюся замкнутую кривую называют **петлей гистерезиса**.

Из рисунка видно: при  $H = 0$  намагничивание не исчезает, а характеризуется некоторой величиной  $B$ , которая называется **остаточной индукцией**.

С наличием остаточного намагничивания связано существование постоянных магнитов.

Точка Кюри (температура Кюри) - температура при которой ферромагнетик теряет свою намагниченность, 300- 700 С.

# Природа ферромагнетизма



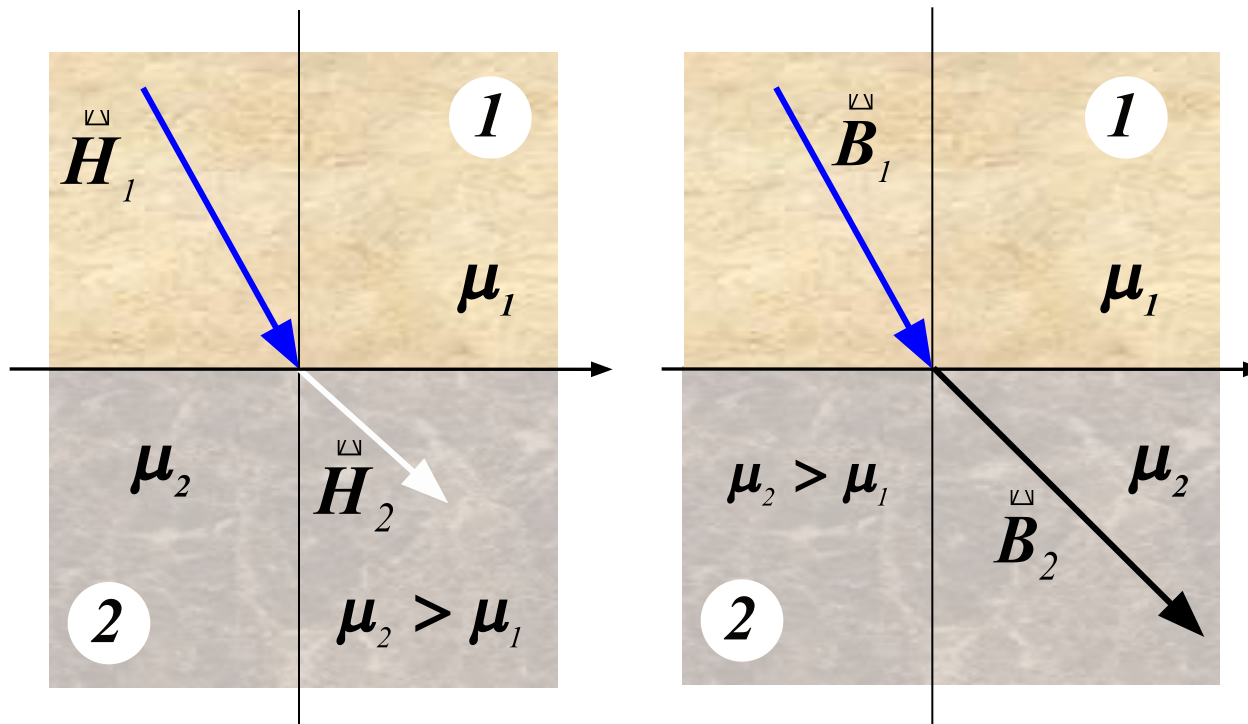
В ферромагнитных материалах внутри кристалла возникают **домены** - самопроизвольно намагниченные области размером порядка  $10^{-2}$ – $10^{-4}$  см. Каждый домен - небольшой постоянный магнит.



## Условия на границе двух магнетиков

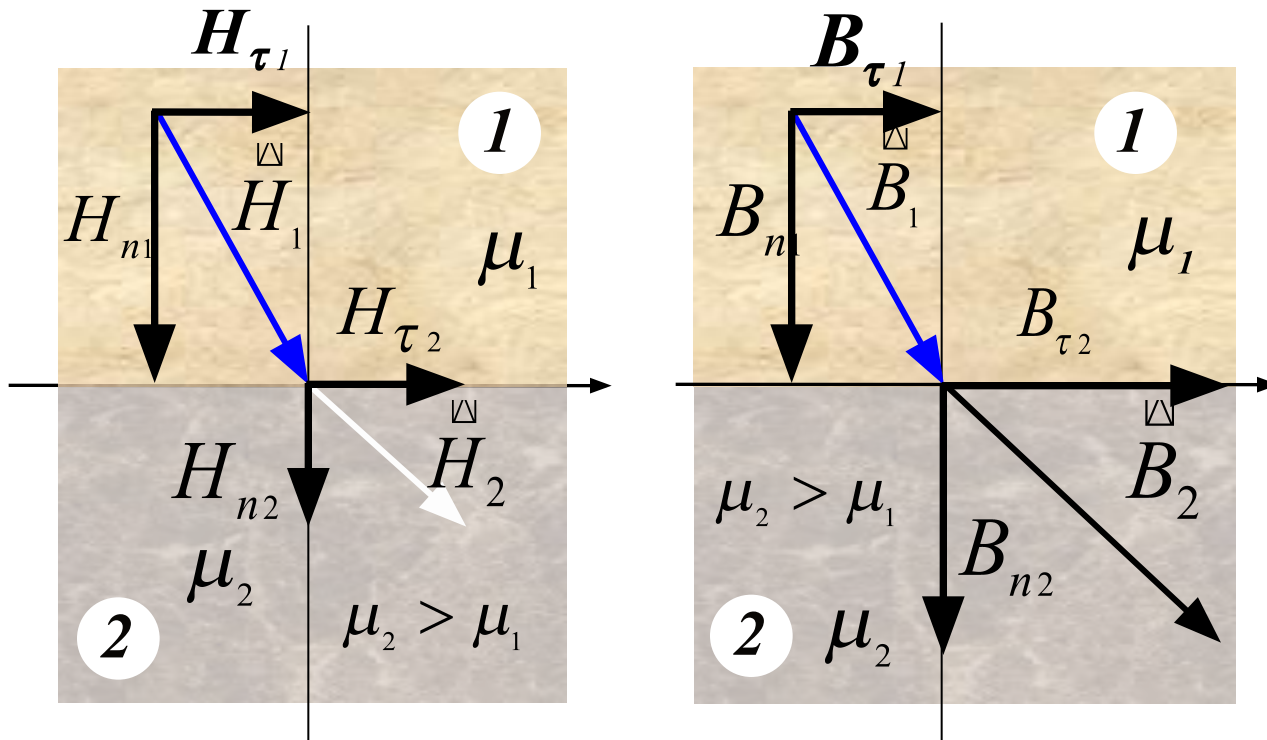
При переходе магнитного поля через границу раздела двух сред векторы  $\vec{B}$  и  $\vec{H}$  скачкообразно меняются по величине и направлению. Соотношения, характеризующие эти изменения, называют **граничными условиями**. Таких условий четыре.

Рассмотрим границу между двумя средами с проницаемостями  $\mu_1$  и  $\mu_2$



## Условия на границе двух магнетиков

Представим каждый из векторов в виде суммы нормальной и тангенциальной составляющих



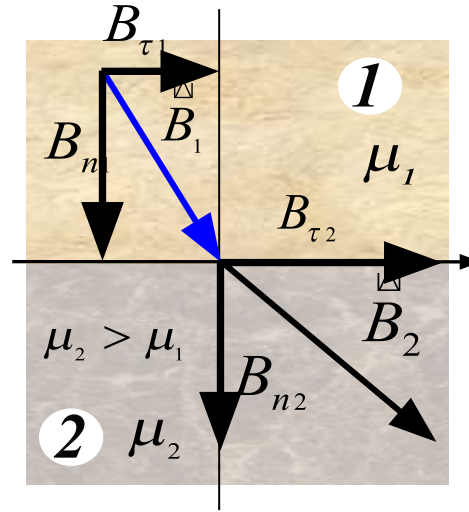
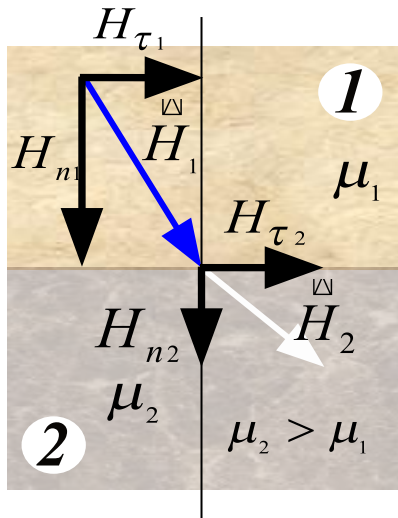
$$\vec{H}_1 = \vec{H}_{n1} + \vec{H}_{\tau 1}$$

$$\vec{H}_2 = \vec{H}_{n2} + \vec{H}_{\tau 2}$$

$$\vec{B}_1 = \vec{B}_{n1} + \vec{B}_{\tau 1}$$

$$\vec{B}_2 = \vec{B}_{n2} + \vec{B}_{\tau 2}$$

## Условия на границе двух магнетиков



$$1. \quad \boxed{H_{\tau 1} = H_{\tau 2}}$$

Это условие непрерывности тангенциальных составляющих вектора напряженности магнитного поля на границе раздела двух сред.

С учетом того, что

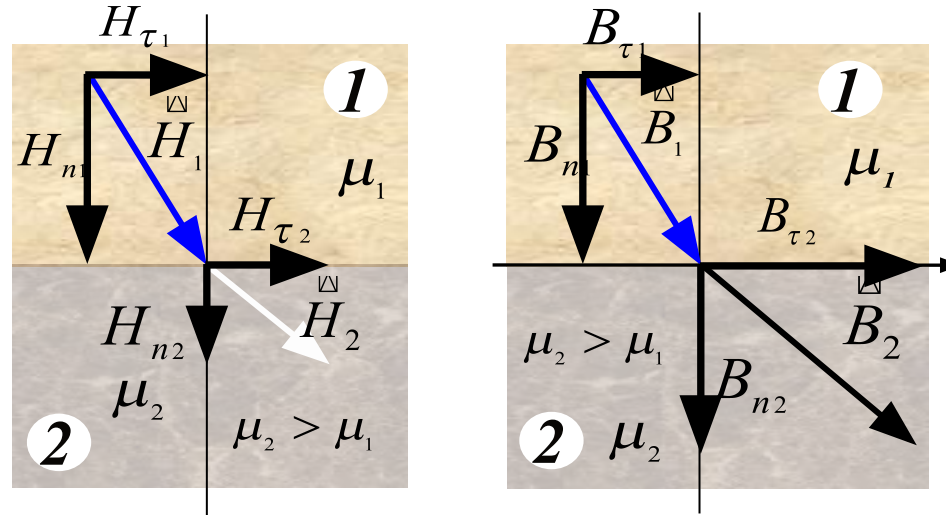
$$\boxed{\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}}$$

$$\boxed{B_{\tau} = \mu\mu_0 H_{\tau}}$$

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

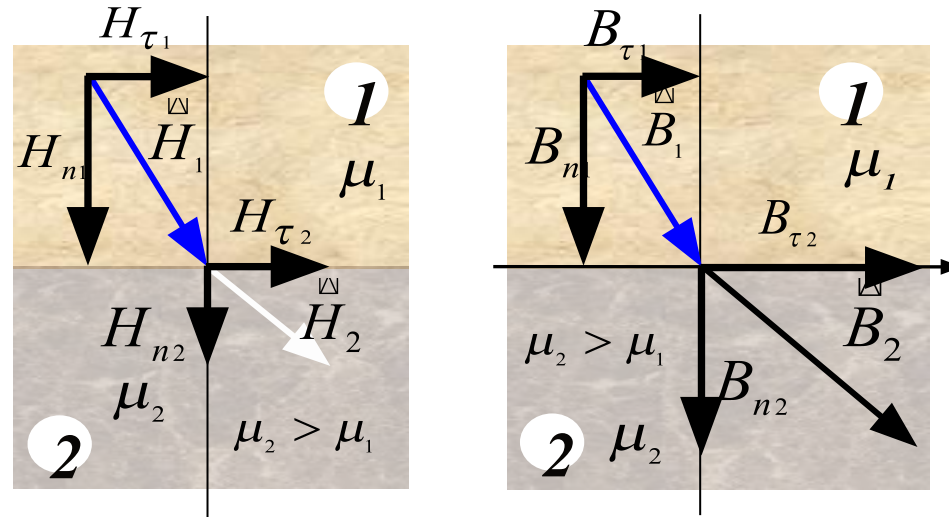
Это граничное условие разрывного изменения тангенциальных составляющих вектора индукции магнитного при переходе через границу раздела двух сред.

## Условия на границе двух магнетиков



3.  $B_{n1} = B_{n2}$  Это условие непрерывности *нормальных составляющих* вектора магнитной индукции на границе раздела двух сред

## Условия на границе двух магнетиков



$$B_n = \mu\mu_0 H_n$$

4. 
$$\frac{H_{n1}}{H_{n2}} = \frac{\mu_2}{\mu_1}$$

Это граничное условие разрывного изменения *нормальных составляющих* вектора напряженности магнитного поля при переходе через границу раздела двух сред.