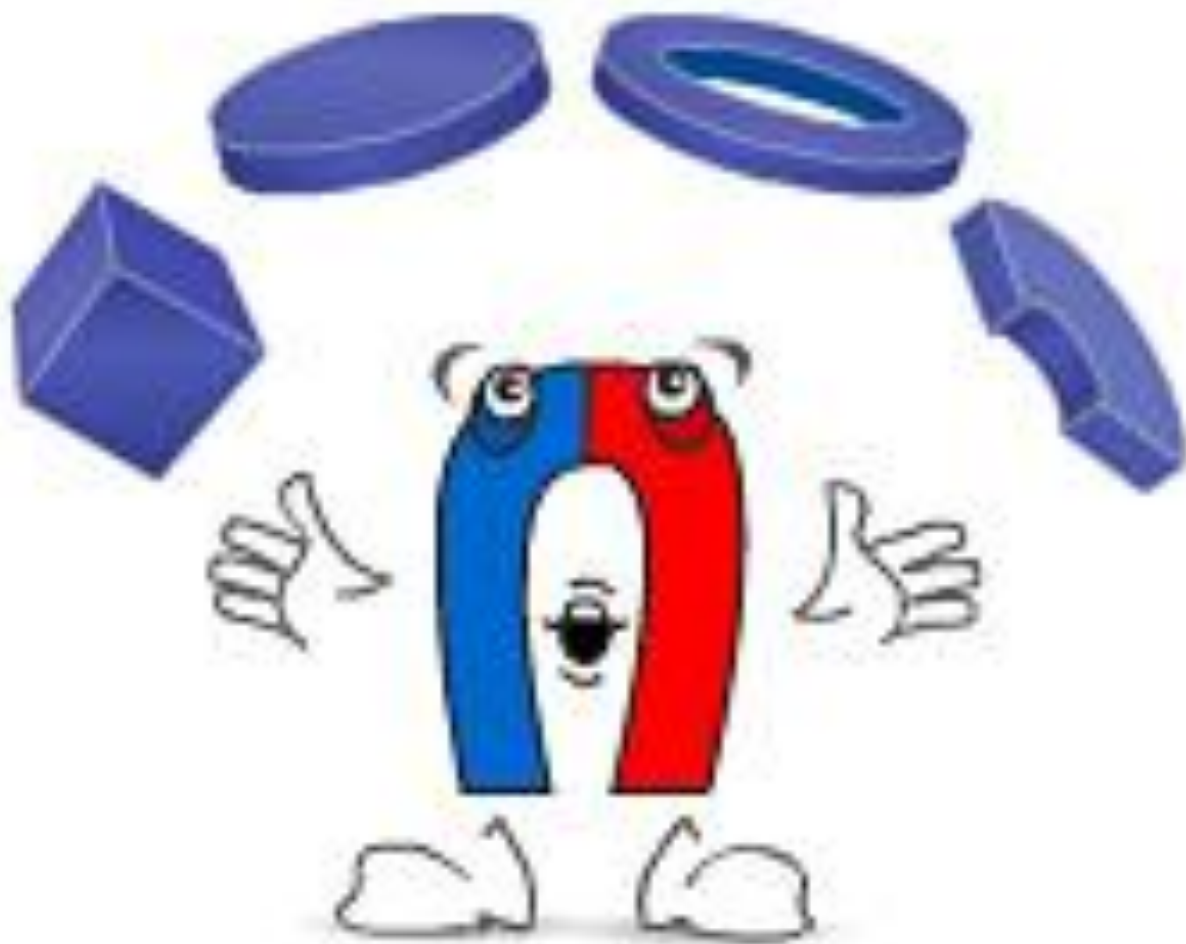




***МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ВЕЩЕСТВЕ***

# План лекции

|                                                                    |    |
|--------------------------------------------------------------------|----|
| 1. Магнитные моменты электронов и атомов                           | 3  |
| 2. Атом в магнитном поле                                           | 7  |
| 3. Намагниченность вещества. Циркуляция вектора намагниченности    | 9  |
| 4. Напряженность магнитного поля. Циркуляция вектора напряженности | 10 |
| 5. Магнитная восприимчивость. Магнитная проницаемость              | 13 |
| 6. Диамагнетики и парамагнетики в магнитном поле                   | 15 |
| 7. <b>Поле намагниченного стержня</b>                              | 20 |
| 8. Ферромагнетики                                                  | 23 |
| 9. Условия на границе раздела двух магнетиков                      | 30 |
| 10. Магнитное поле в зазоре электромагнита                         | 34 |
| 11. Опыт Эйнштейна и де Гааза                                      | 35 |

# 1. Магнитные моменты электронов и атомов

Все тела при внесении их во внешнее магнитное поле *намагничиваются* в той или иной степени, т.е. создают собственное магнитное поле, которое накладывается на внешнее магнитное поле.

***Магнитные свойства вещества определяются строением (электронным) их атомов.***

Магнетики состоят из атомов, которые, в свою очередь, состоят из положительных ядер и, условно говоря, вращающихся вокруг них электронов. Электрон, движущийся по орбите в атоме эквивалентен замкнутому контуру с ***орбитальным током***:

$$I_e = ev$$

где 
$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{v}{2\pi r}$$
 - частота вращения

Орбитальному току соответствует **орбитальный магнитный момент** электрона

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

$$|\vec{p}_m| = \frac{e v}{2 \pi r} \cdot \pi r^2 = \frac{e v r}{2}$$

Электрон, движущийся по орбите, имеет **орбитальный момент импульса**,

$$\vec{L}_e = m [\vec{r} \vec{v}]$$

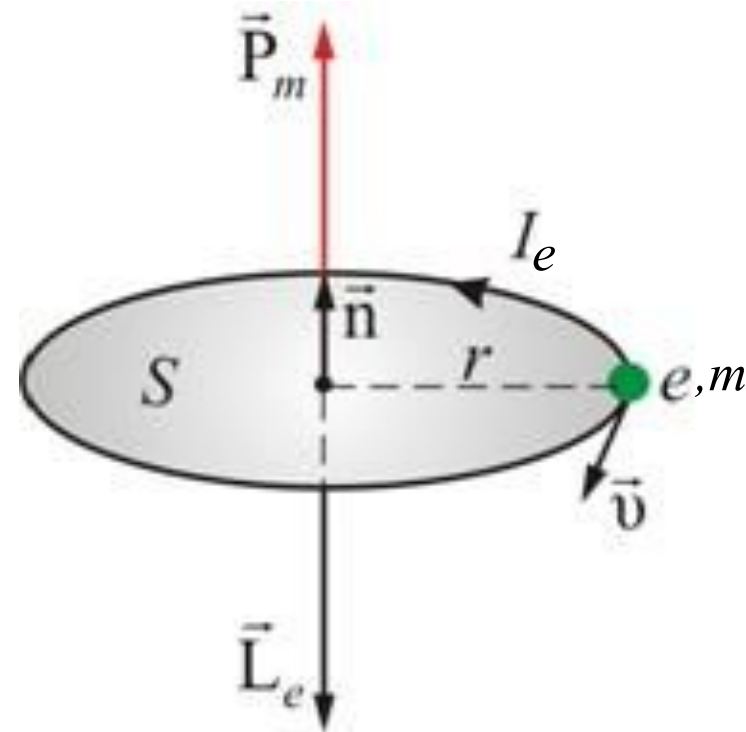
$$|\vec{L}_e| = m v r,$$

который направлен противоположно по отношению к магнитному моменту и связан с ним соотношением

$$\vec{p}_m = \gamma \vec{L}_e$$

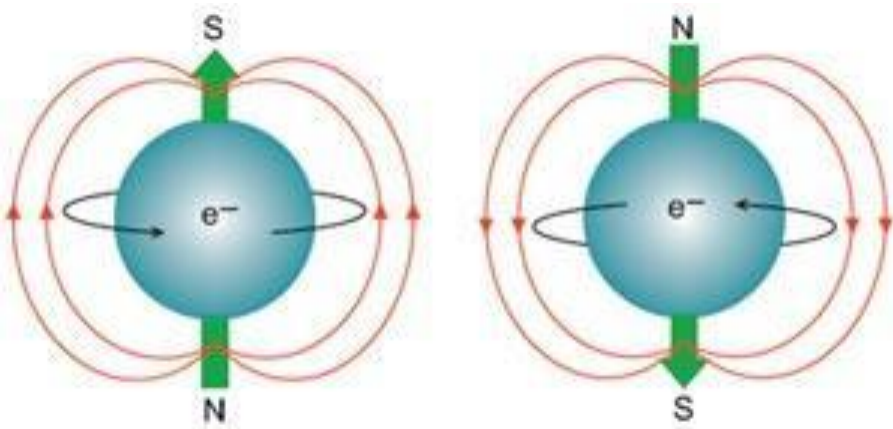
Здесь коэффициент пропорциональности  $\gamma$  называется **гиромангнитным отношением** орбитальных моментов и равен:

$$\gamma = -\frac{e}{2m}$$



Кроме того, электрон **обладает собственным моментом импульса**, который называется **спином электрона**  $\vec{L}_s$

$$L_s = \hbar/2, \quad \hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}.$$



Спину электрона соответствует **спиновый магнитный момент** электрона (по аналогии с орбит. магнитным моментом), направленный в противоположную сторону и связанный с ним :

$$\vec{p}_{ms} = -\frac{e\hbar}{m} \vec{L}_s;$$

$$p_{ms} = \frac{e}{m} L_s \Rightarrow p_{ms} = \frac{e\hbar}{m} \frac{1}{2}; \quad \frac{e\hbar}{2m} \equiv \mu_B;$$

$\mu_B$  – магнетон Бора.

$$\mu_B = 0,927 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/Тл};$$

Итак  $\vec{p}_{ms} = \gamma_s \vec{L}_s$

Величину  $\gamma_s$  называют **гиромангнитным отношением спиновых моментов**

$$\gamma_s = -\frac{e}{m}$$

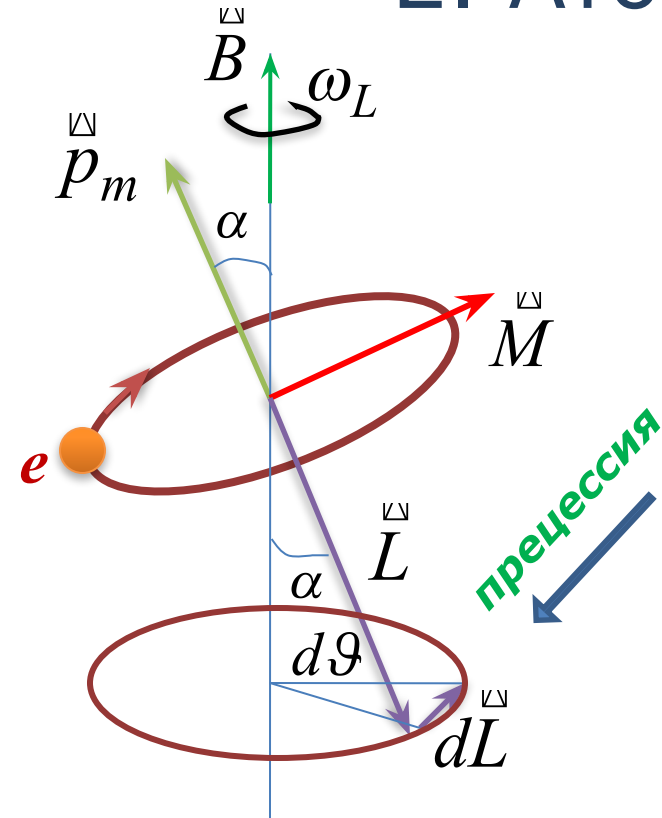
Величина  $\gamma_s$  может быть измерена в опыте Эйнштейна и де Гааза.  
(см. далее)

**Магнитным моментом атома** называется векторная сумма орбитальных и спиновых магнитных моментов всех электронов атома

$$\vec{p}_{ma} = \sum_{i=1}^Z \vec{p}_{mi} + \sum_{i=1}^Z \vec{p}_{msi}$$

где  $Z$  – число всех электронов в атоме  
(порядковый номер элемента в периодической системе Менделеева)

## 2. Атом в магнитном поле.



$$\overset{\boxminus}{M} = \begin{bmatrix} \overset{\boxminus}{p}_m & \overset{\boxminus}{B} \end{bmatrix}$$

$$dL = Mdt$$
 основной 3-н вращ. движения

$$\left| dL^{\triangle} \right| = p_m B \sin \alpha dt$$

$$d\mathfrak{G} = \frac{dL}{L \sin \alpha} =$$

$$= \frac{p_m B \sin \alpha dt}{L \sin \alpha} = \frac{p_m}{L} B dt$$

$$\omega_L = \frac{d\mathcal{G}}{dt} = \frac{p_m}{L} B = \frac{e}{2m} B$$

**$\omega_L$  - ламоровая частота,** одинаковая для всех электронных орбит!!!

Прецессия электронной орбиты создает **индуцированный** магнитный момент электрона

$$p_m' = I_e S_{\perp},$$

$$\text{где } I_e = e \frac{\omega_L}{2\pi},$$

$S_{\perp}$  - площадь проекции орбиты на плоскость, перпендикулярную вектору  $\vec{B}$

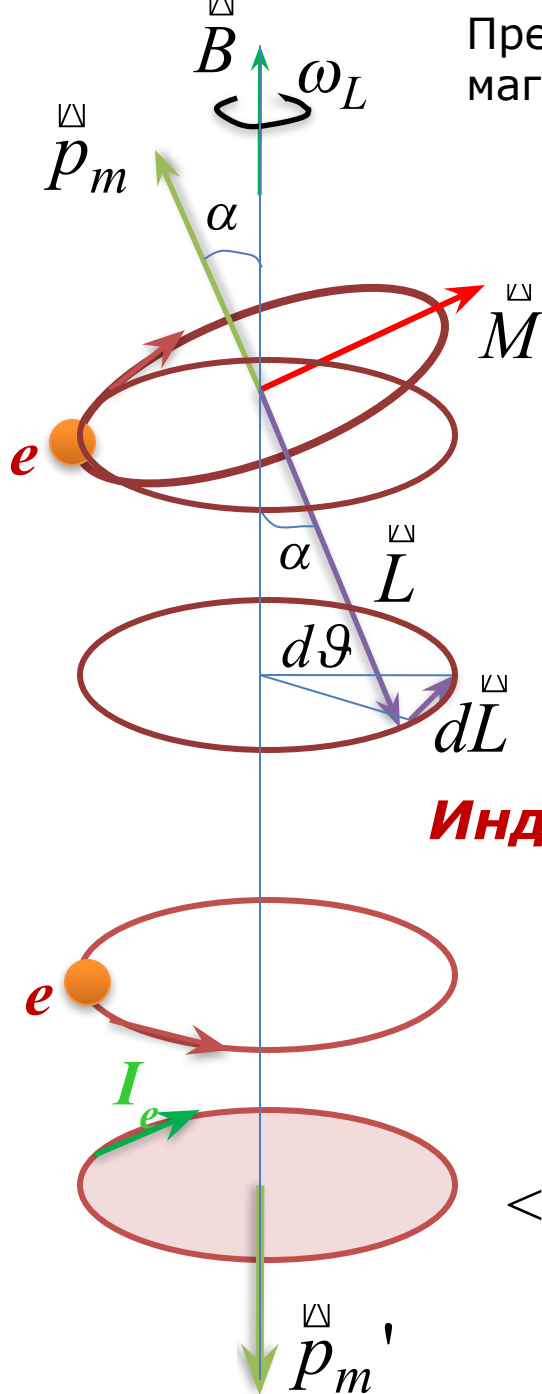
$$\text{Итак } \vec{p}_m' = -\frac{e^2 S_{\perp}}{4\pi m} \vec{B}$$

**Индукированный магнитный момент атома**

$$\vec{p}_{ma}' = -\frac{e^2 z \langle S_{\perp} \rangle}{4\pi m} \vec{B}$$

$z$  — число электронов в атоме

$\langle S_{\perp} \rangle$  - среднее значение площади проекции орбиты всех электронов



### 3. Намагниченность вещества.

#### Циркуляция вектора намагниченности

Все вещества являются **магнетиками**, то есть способны под действием поля приобретать магнитный момент (**намагничиваться**).

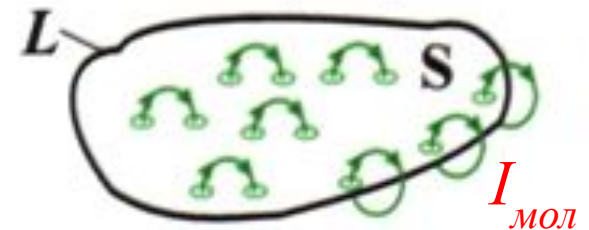
**Намагничивание** магнетика характеризуют магнитным моментом единицы объема - **вектором намагниченности**, где

$$\vec{J} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum_{i=1}^K \vec{p}_{mAi}}{\Delta V}$$

$$\vec{p}_{mA} = \sum_{i=1}^Z \vec{p}_{mi} + \sum_{i=1}^Z \vec{p}_{msi} + \vec{p}_{ma}'$$

- **магнитный момент атома**,

**K** – **число атомов в единице объема**.



Можно доказать, что **циркуляция вектора намагниченности равна сумме молекулярных токов вещества** (**понятие мол. токов введено Ампером**),

по сути, токов, эквивалентных циркуляционным

$$\oint_L \vec{J} d\vec{l} = I_{\text{мол}}$$

## 4. Напряженность магнитного поля.

### Циркуляция вектора напряженности

Намагниченное вещество создает магнитное поле  $\vec{B}_1$  которое накладывается на внешнее поле  $\vec{B}_0$ . Оба поля вместе дают результирующее поле  $\vec{B}$ .

Циркуляция **результирующего** поля определяется **суммой токов проводимости и молекулярных токов**

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum I + I_{\text{мол}} = \mu_0 (I + I_{\text{мол}})$$

проблем

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

Назовем  $\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} = \vec{H}$  вектором напряженности. Тогда

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = I = \int_S \vec{j} dS$$

$$\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} = \vec{H} \quad 1)$$

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = I = \int_S \vec{j} dS \quad 2)$$

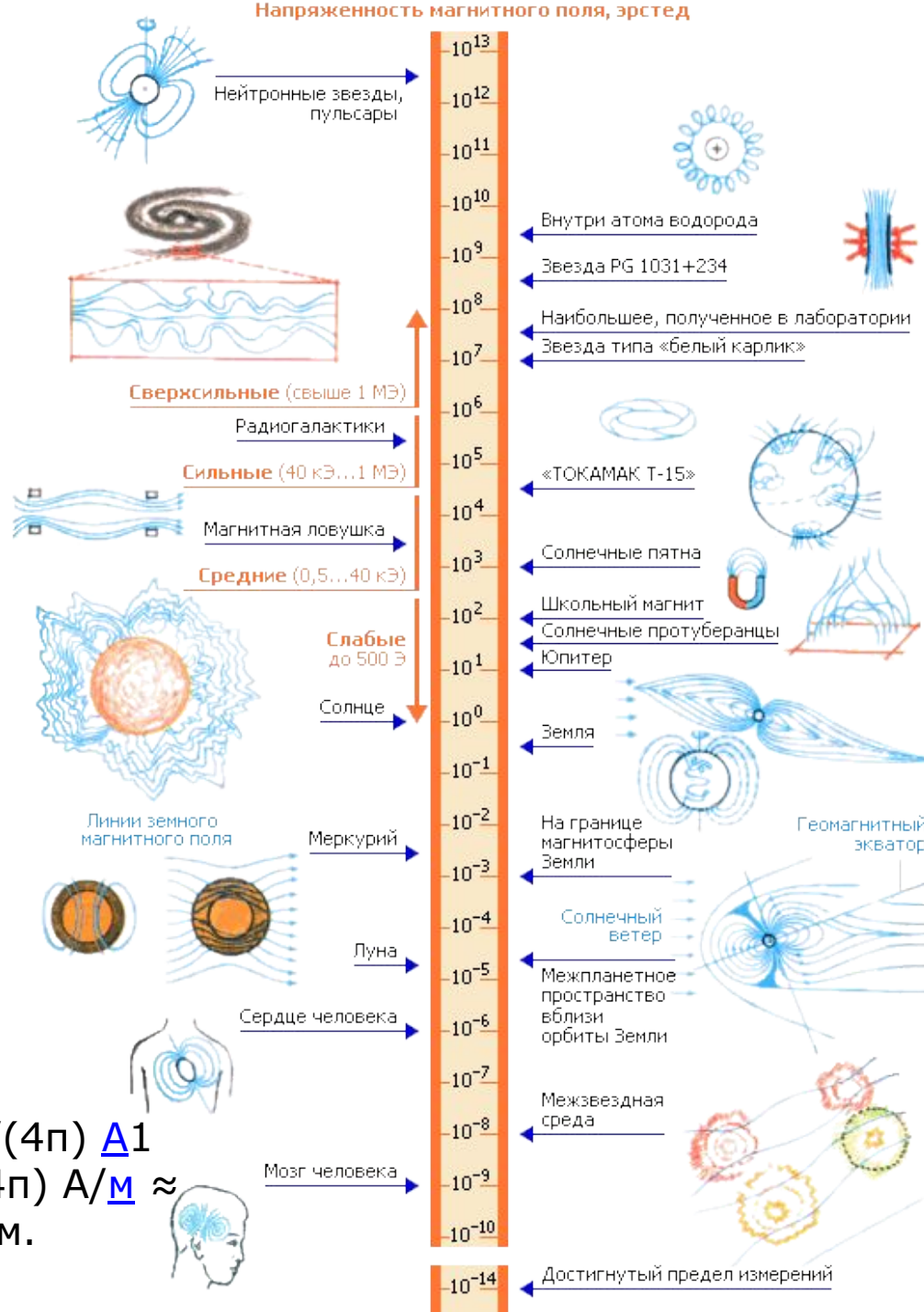
**Итак:**

- согласно 1)  $\vec{H}$  искусственно введенный для описания магнитного поля в веществе вектор;
- 2) - **теорема о циркуляции вектора  $\vec{H}$** : циркуляция вектора напряженности магнитного поля по некоторому контуру равна алгебраической сумме макроскопических токов (токов проводимости), охватываемых этим контуром;

**Вывод (теория):** введение этого вектора снимает проблему необходимости знания распределения молекулярных токов в веществе для описания результирующего поля!!!

**Вывод (практика):** если необходимо рассчитать поле в веществе (например, в сердечнике электромагнита) – используем т. о циркуляции вектора напряженности магнитного поля!!!!

$$[H] = [J] = 1 \frac{A}{m}.$$



1 эрстед =  $1000/(4\pi)$  А/м  
 эрстед =  $1000/(4\pi)$  А/м  $\approx$   
 $\approx 79,5774715$  А/м.

# 5. Магнитная восприимчивость.

## Магнитная проницаемость

$$\vec{H} \equiv \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}; \quad \boxed{\vec{J} = \chi \vec{H}} \Rightarrow \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \chi \vec{H} \Rightarrow$$

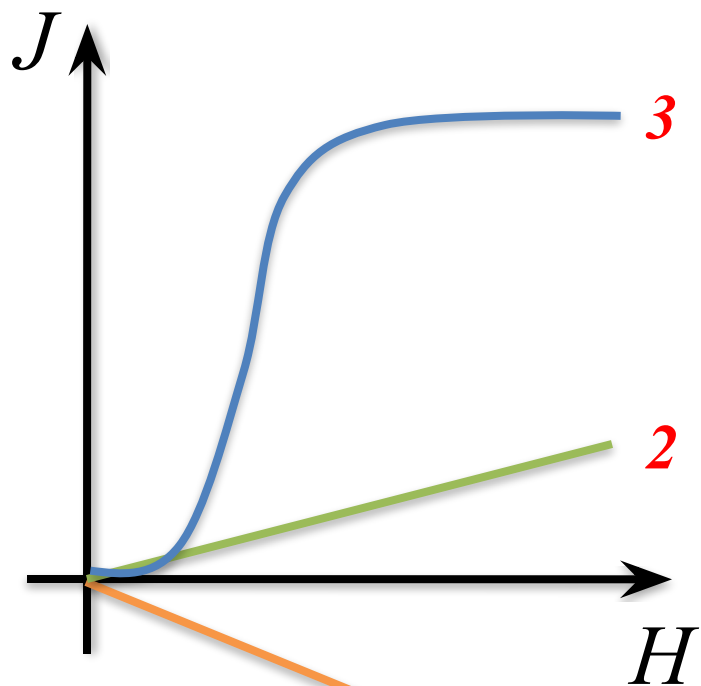
Безразмерная величина  $\chi$   
называется **магнитной восприимчивостью** вещества.

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

Безразмерная величина  $\mu \equiv 1 + \chi$   
называется **относительной магнитной проницаемостью**, или просто **магнитной проницаемостью** вещества.

**Таким образом, характеристики поля и вещества  
связаны между собой соотношением**

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu\mu_0}; \text{ или } \boxed{\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}}. \text{ В вакууме } \chi = 0, \mu = 1 \Rightarrow \boxed{\vec{B} = \mu_0 \vec{H}}$$



$$\chi < 0, \chi \sim 10^{-6},$$

$$\mu \leq 1$$

# МАГНЕТИКИ

СЛАБОМАГНИТНЫЕ  
ВЕЩЕСТВА

СИЛЬНОМАГНИТНЫЕ  
ВЕЩЕСТВА

1 ДИАМАГНЕТИКИ

2 ПАРАМАГНЕТИКИ

3 ФЕРРОМАГНЕТИКИ

Водород

Бензол

Вода

Медь

Стекло

Кварц

Каменная соль

Висмут

Графит

Азот

Воздух

Кислород

Эбонит

Алюминий

Вольфрам

Платина

$$\chi > 0, \chi \sim 10^{-3},$$

$$\mu \geq 1$$

Железо

Никель

Кобальт

$$\chi > 0, \chi \sim 10^3,$$

$$\mu \gg 1$$

## 6. Диамagnetики и парамагнетики в магнитном поле.

Из п.1 и 2 следует, что в общем случае **магнитный момент атома** представляет собой векторную сумму орбитальных, спиновых и индуцированных магнитных моментов всех электронов атома

$$\vec{p}_{mA} = \sum_{i=1}^Z \vec{p}_{mi} + \sum_{i=1}^Z \vec{p}_{msi} + \vec{p}_{ma}'$$

или

$$\vec{p}_{mA} = \vec{p}_{ma} + \vec{p}_{ma}'$$

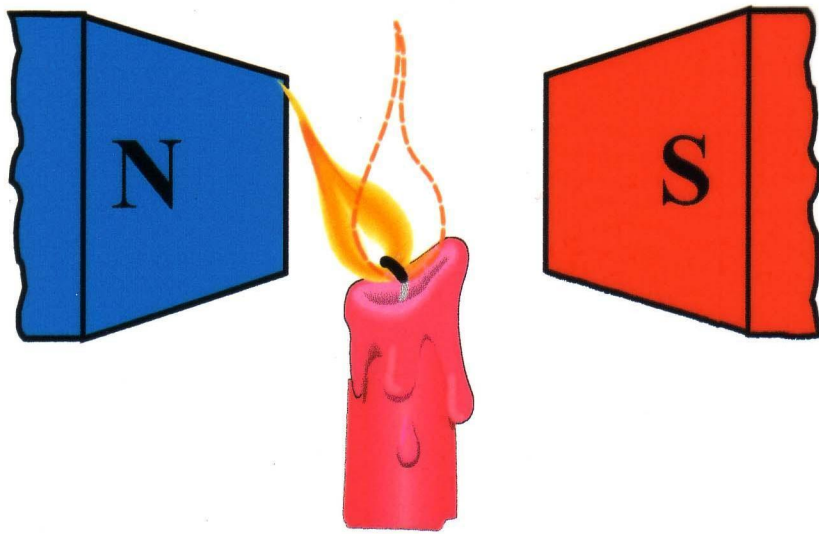
$$\begin{aligned} \vec{p}_{ma} &= 0 \\ \vec{p}_{mA} &= \vec{p}_{ma}' \end{aligned}$$

Диамagnetики

$$\begin{aligned} \vec{p}_{ma} &\gg \vec{p}_{ma}' \\ \vec{p}_{mA} &= \vec{p}_{ma} = \sum_{i=1}^Z \vec{p}_{mi} \end{aligned}$$

Парамагнетики

# Диамагнетизм



Пламя свечи ( продукт  
сгорания - диамагнетик)  
выталкивается в область  
более слабого поля

Диамагнетизм имеет место для всех веществ,

в том числе для парамагнетиков и ферромагнетиков

**поскольку прецессия электронной орбиты в магнитном поле - это универсальное свойство!!!**

$$\bar{J} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum_{i=1}^z \bar{p}_{mAi}}{\Delta V} = n_A \cdot \bar{p}_{mA}, \quad n_A - \text{концентрация атомов в объеме}$$

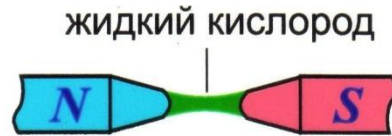
$$\bar{p}_{mA} = \bar{p}_{ma}', \quad \bar{p}_{ma}' = -\frac{e^2 z \langle S_{\perp} \rangle}{4\pi m} B \rightarrow \bar{J} = -\frac{n_A e^2 z \langle S_{\perp} \rangle}{4\pi m} B$$

# ПАРАМАГНЕТИЗМ

Парамагнетик (жидкий кислород)

втягивается в поле

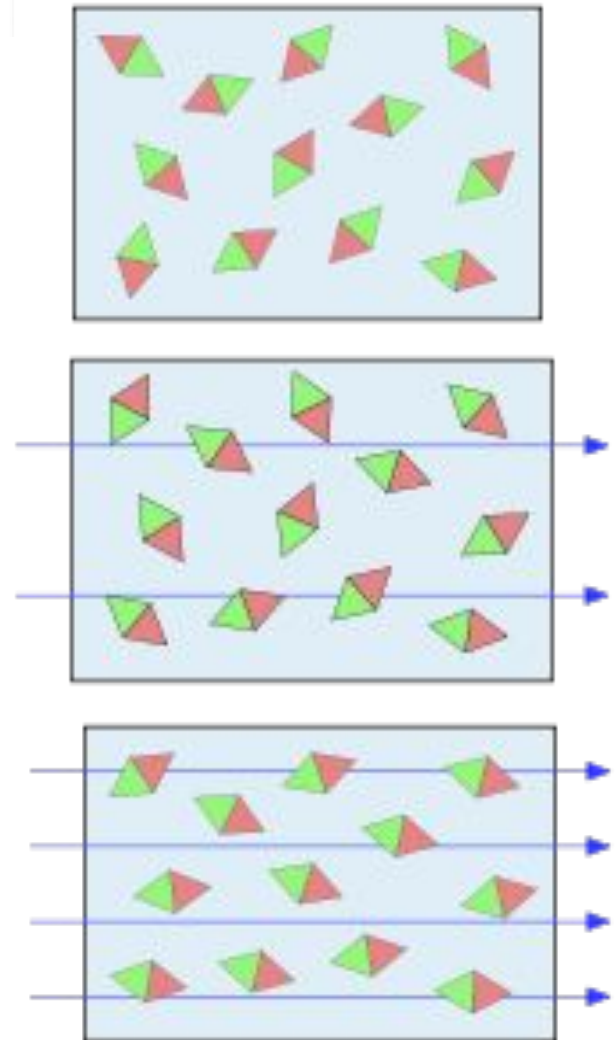
Образуется жидкая "перемычка"



К парамагнетикам относятся вещества, для которых орбитальный магнитный момент атома отличен от нуля, а спиновый равен нулю.

Магнитное поле стремится установить магнитные моменты атомов вдоль направления индукции, тепловое движение стремится разупорядочить ориентацию магнитных моментов.

В результате устанавливается определенная преимущественная ориентация моментов вдоль поля, тем большая чем больше величина индукции магнитного поля, и тем меньшая, чем выше температура парамагнитного образца.



# Результат классической теории парамагнетизма Ланжевена

При  $a \ll 1$

Ланжевен установил, что  $J = n_0 \mu_B L(a)$

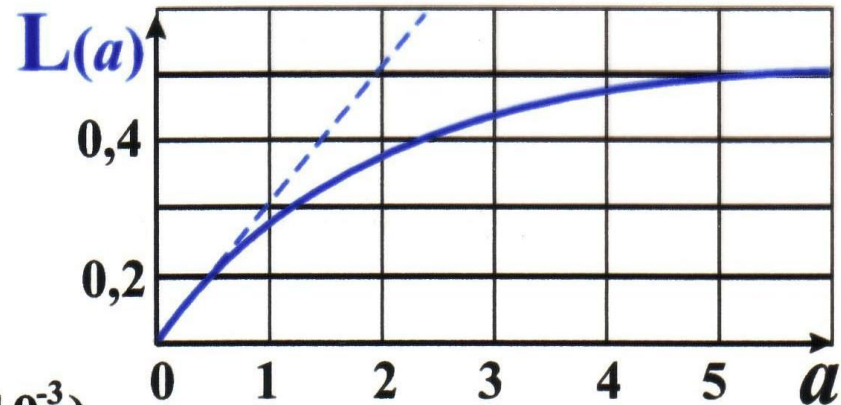
где  $a = \mu_B B / kT$ ,  $L(a)$  - функция Ланжевена,

$n_0$  - число молекул в единице объема

$$L = \frac{a}{3} \text{ и}$$

$$\vec{J} = \frac{n_0 \mu_B^2}{3kT} \vec{B}$$

$$\vec{J} = \chi \frac{\vec{B}}{\mu_0} = \chi \vec{H} \quad (\chi \div 10^{-5} - 10^{-3})$$

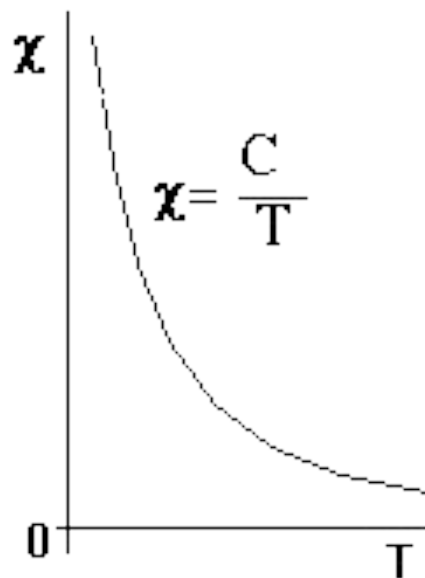


# ЗАКОН КЮРИ ДЛЯ ПАРАМАГНЕТИКОВ

Пьер Кюри экспериментально установил закон, согласно которому магнитная восприимчивость парамагнитного вещества обратно пропорциональна абсолютной температуре парамагнетика

$$\chi = \frac{C}{T},$$

где  $C$  – постоянная Кюри, зависящая от рода вещества.



Пьер Кюри  
1859 – 1906  
французский физик

# 7. ПОЛЕ НАМАГНИЧЕННОГО СТЕРЖНЯ

Рассмотрим поле, создаваемое **бесконечно длинным** круглым намагниченным стержнем.

Намагниченность  $\vec{J}$  будем считать всюду одинаковой и направленной по оси стержня.

Разобьем мысленно стержень на перпендикулярные к оси слои

Каждый слой разобьем на малые цилиндрические элементы.

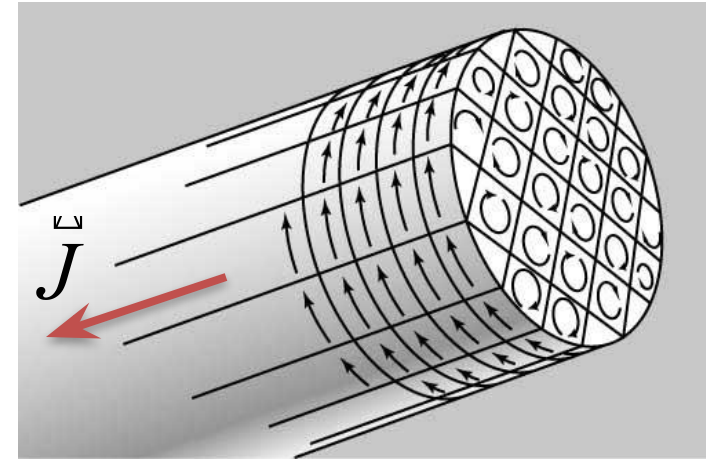
Каждый такой элемент обладает магнитным моментом  $d\vec{p}_m = \vec{J} dS dl$ .

$$dp_m = J dl dS; \quad dp_m = dI' dS \Rightarrow dI' = J dl.$$

**Поле каждого элемента эквивалентно полю, которое бы создавал ток величиной  $dI' = J dl$ , обтекающий элемент по боковой поверхности.**

Воображаемые токи, текущие по общему для двух соседних элементов участку, одинаковы по величине и противоположны по направлению, поэтому их сумма *равна нулю*.

Таким образом, **некомпенсированными оказываются лишь токи, текущие по боковой поверхности слоя.**



# ПОЛЕ НАМАГНИЧЕННОГО СТЕРЖНЯ

Слой стержня толщиной  $dl$  создает поле, которое создавал бы ток величиной  $dI' = Jdl$ , обтекающий слой по боковой поверхности. Линейная плотность этого тока равна

$$j'_{\text{лин}} = \frac{dI'}{dl} = J.$$

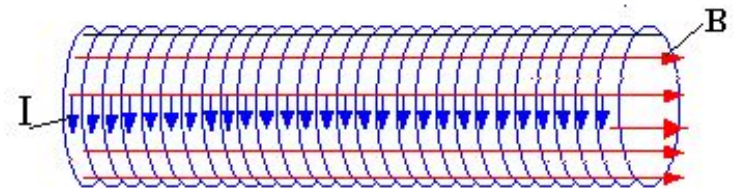
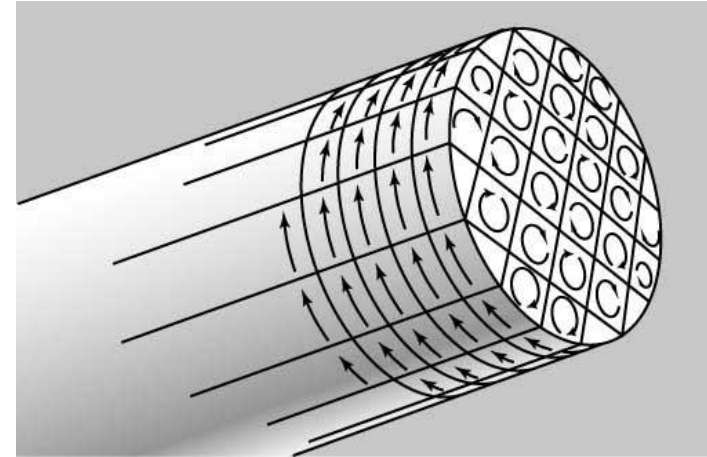
Весь бесконечно длинный стержень создает поле, эквивалентное полю цилиндра, обтекаемому током с линейной плотностью  $j'_{\text{лин}} = J$ . Вне такого цилиндра поле равно нулю,

а внутри цилиндра поле однородно и равно  $\mu_0 j'_{\text{лин}}$ .

Таким образом, вне стержня поле равно нулю.

Внутри стержня поле однородно и равно

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{J}.$$



# ПОЛЕ НАМАГНИЧЕННОГО СТЕРЖНЯ

Пусть имеется однородное поле  $\vec{B}_0$ , создаваемое макротоками в вакууме. Напряженность этого поля равна  $\vec{H}_0 = \vec{B}_0 / \mu_0$  ( $\mu = 1$ ). Внесем в это внешнее поле бесконечно длинный круглый стержень из однородного и изотропного магнетика, расположив его ось вдоль  $\vec{B}_0$ .

Из соображений симметрии следует, что возникающая намагниченность  $\vec{J}$  совпадает по направлению с  $\vec{B}_0$ . Намагниченный стержень создает внутри себя поле

В результате поле внутри стержня станет равным  $\vec{B}' = \mu_0 \vec{J}$ .

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' = \vec{B}_0 + \mu_0 \vec{J}; \quad \vec{H} \equiv \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} + \frac{\mu_0 \vec{J}}{\mu_0} - \vec{J} = \vec{H}_0.$$

**Напряженность поля в стержне такая же как во внешнем поле.**

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}; \quad \vec{H} = \vec{H}_0 = \vec{B}_0 / \mu_0 \Rightarrow \vec{B} = \mu \mu_0 \vec{B}_0 / \mu_0 = \mu \vec{B}_0.$$

**Индукция в стержне в  $\mu$  раз превышает индукцию внешнего магнитного поля. Т.О. магнитная проницаемость показывает, во сколько раз усиливается индукция магнитного поля в магнетике.**

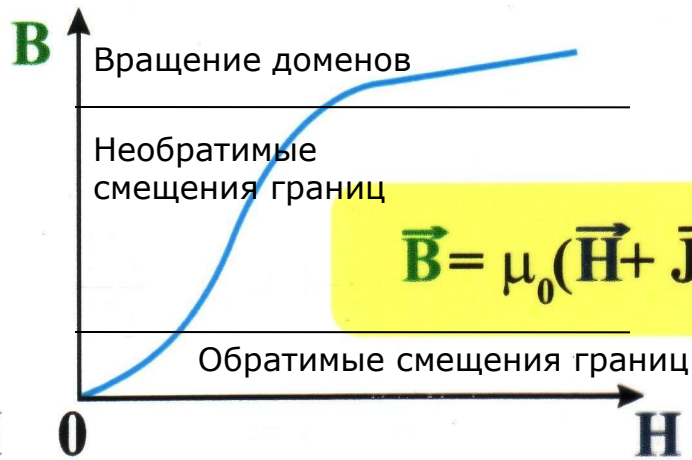
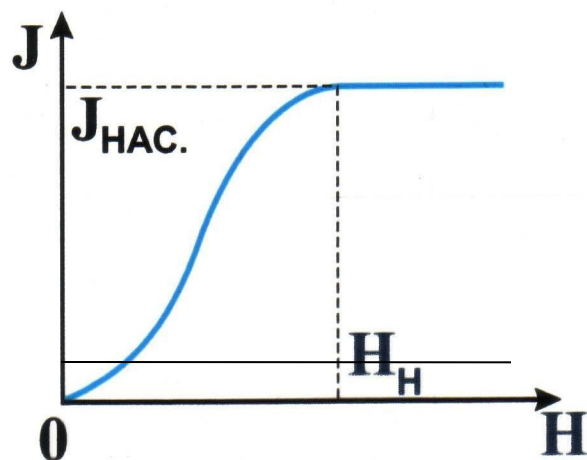
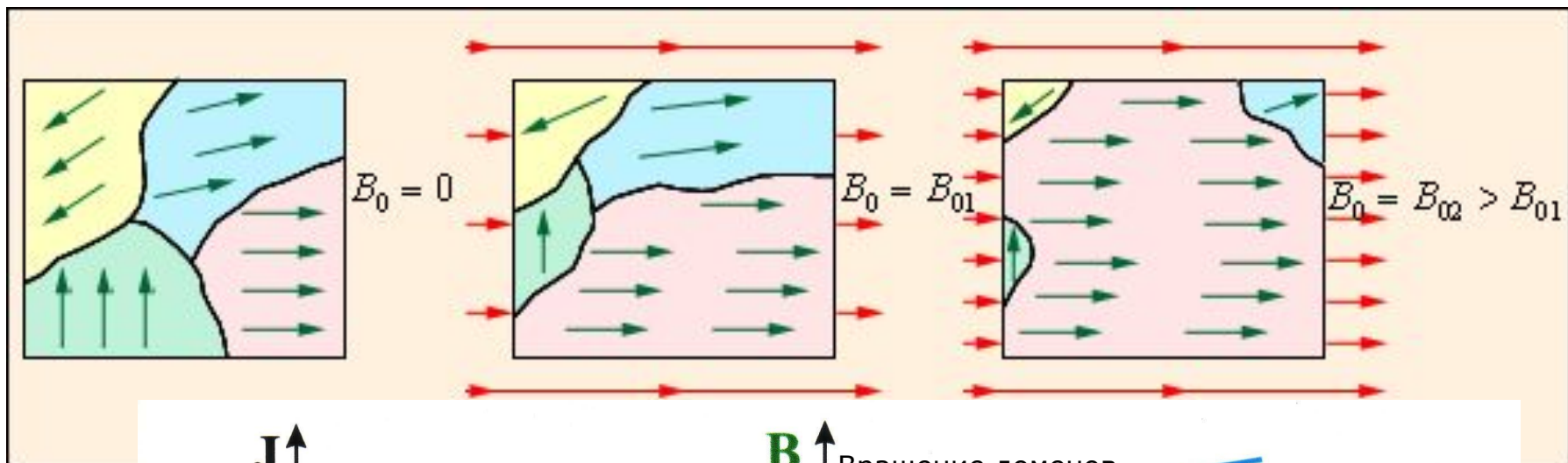
# ФЕРРОМАГНЕТИЗМ

Ферромагнетизм обусловлен **спинными магнитными моментами электронов**.

Собственные магнитные моменты выстраиваются параллельно друг другу. В результате в кристалле возникают области спонтанного намагничивания, которые называют **доменами**. Домены имеют размеры порядка 1 – 10 мкм.

$$\vec{p}_{ma} \gg \vec{p}_{ma}'$$

$$\vec{p}_{mA} = \vec{p}_{ma} = \sum_{i=1}^Z \vec{p}_{msi}$$



Ферромагнетики – это вещества, обладающие намагниченностью при отсутствии внешнего поля.

Ферромагнетики являются сильно-магнитными веществами

Намагниченность ферромагнетика **нелинейно** зависит от напряженности.

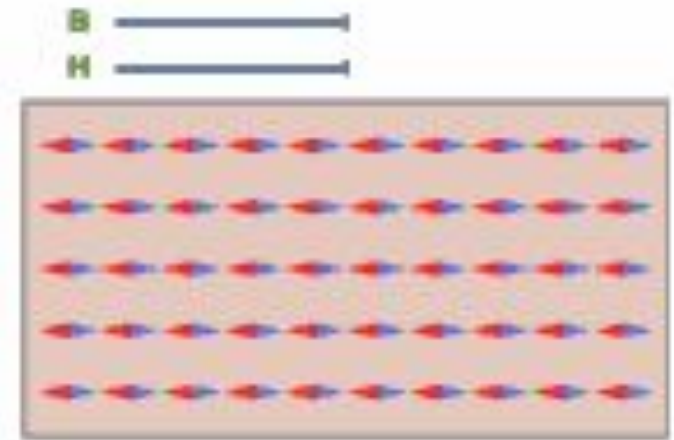
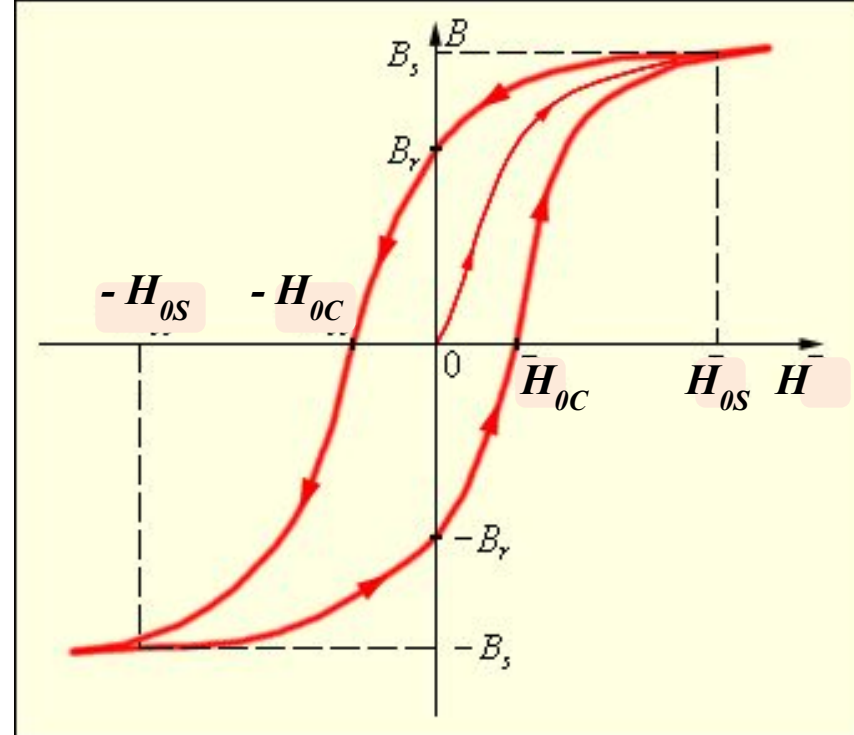
Намагниченность быстро достигает насыщения

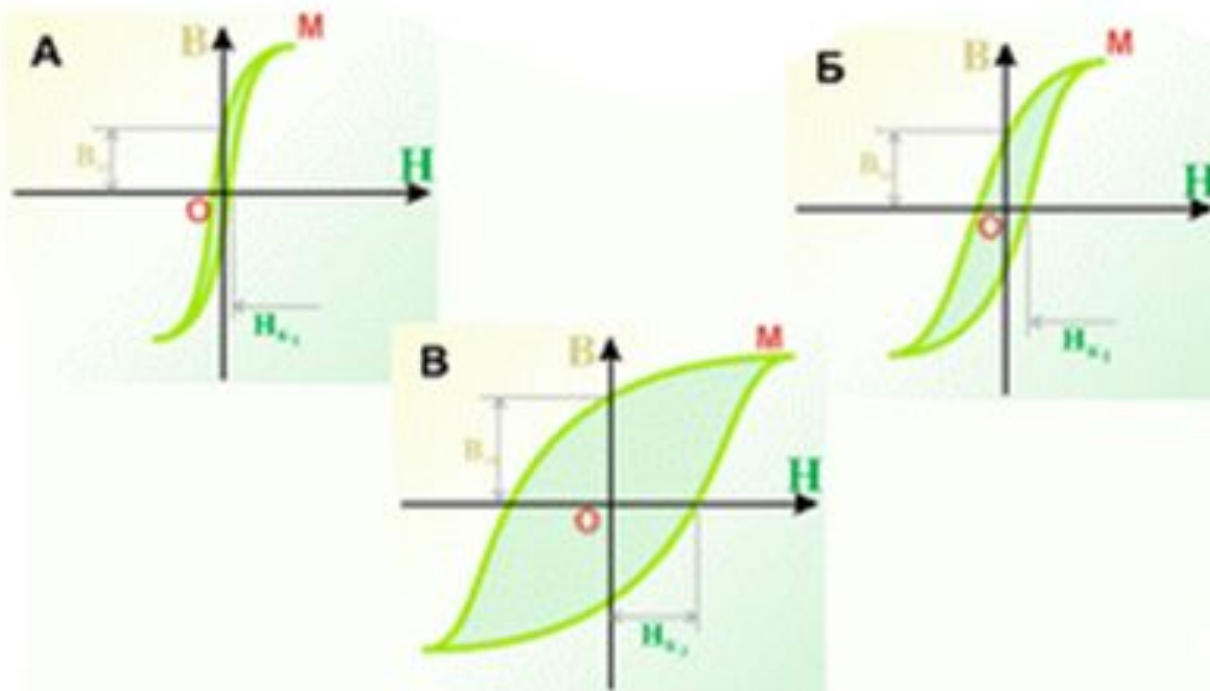
После насыщения основная кривая намагничения изменяется **линейно**.

# МАГНИТНЫЙ ГИСТЕРЕЗИС

Из рисунка видно, что при  $H_{0S}$  наступает магнитное насыщение – Намагниченность и индукция образца достигает максимального значения  $B_S$ . Если теперь уменьшать напряженность  $H$  внешнего поля и довести ее вновь до нулевого значения, то ферромагнетик сохранит **остаточную намагниченность** – поле внутри образца будет равно  $B_r$ . Остаточная намагниченность образцов позволяет создавать **постоянные магниты**. Для того, чтобы полностью размагнитить образец, необходимо, изменив знак внешнего поля, довести напряженность  $H$  до значения  $-H_{0C}$ , которое принято называть **коэрцитивной силой**.

Далее процесс перемагничивания может быть продолжен, как это указано стрелками.





- A** - отожженное железо  
**Б** - мягкое железо ( $H_{k1}$  и  $H_{k2}$  - сравнительно малы)  
**В** - сталь -  $H_{k1}$  имеет значительную величину

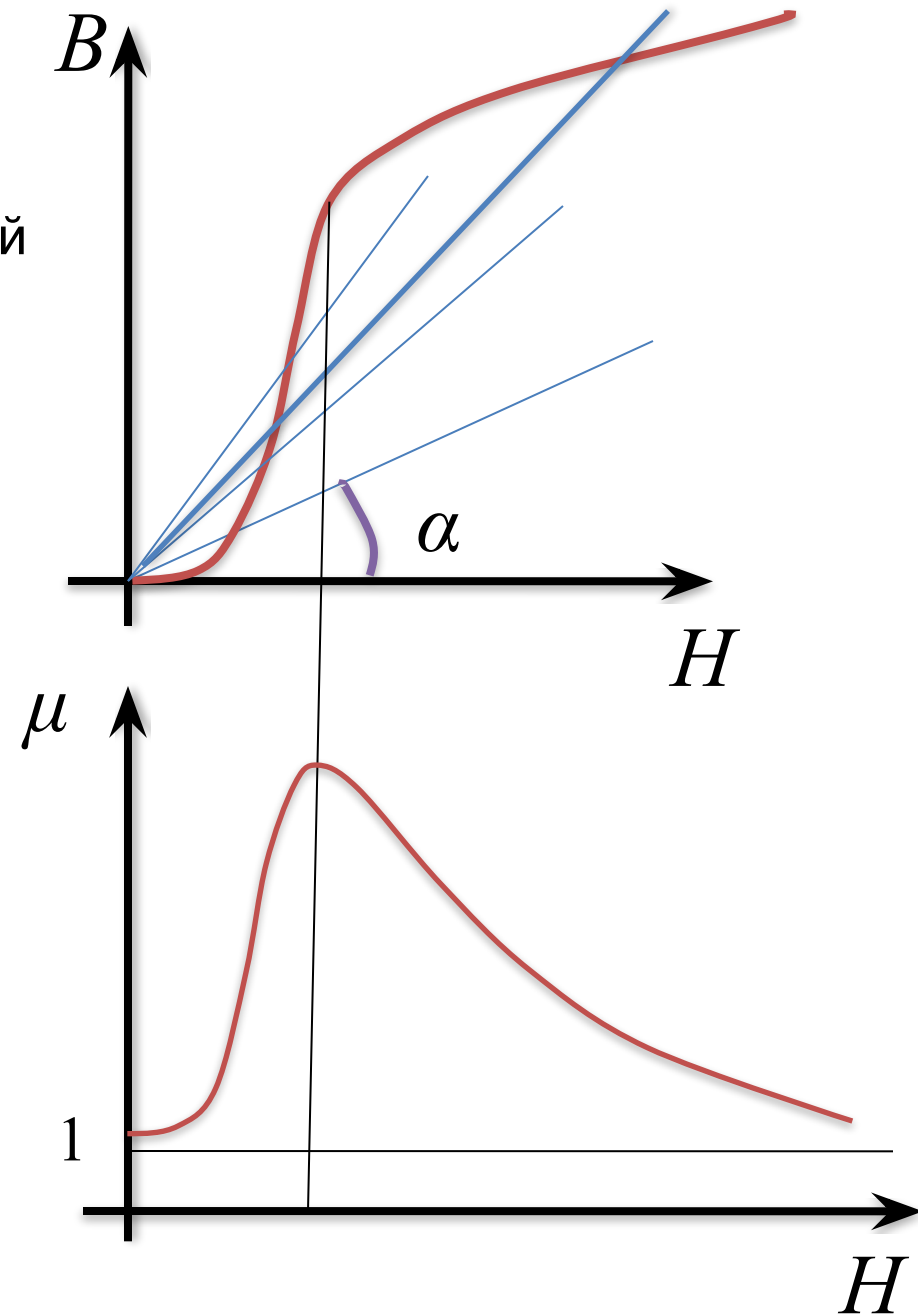
У магнито-мягких материалов значения *коэрцитивной силы* невелико – петля гистерезиса таких материалов достаточно узкая. Материалы с большим значением *коэрцитивной силы*, то есть имеющие широкую петлю гистерезиса, относятся к магнито-жестким.

## 11. МАГНИТНАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ ФЕРРОМАГНЕТИКА

В связи с неоднозначностью зависимости  $B$  от  $H$  понятие магнитной проницаемости применяется лишь к основной кривой намагничения.

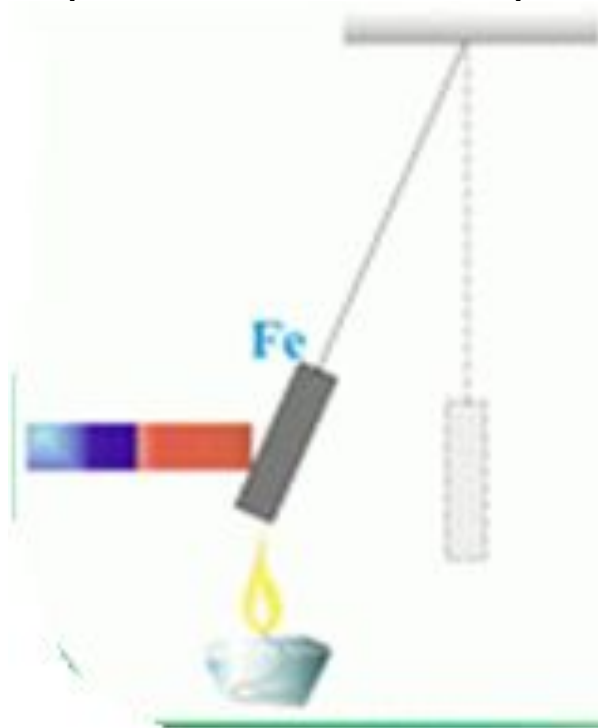
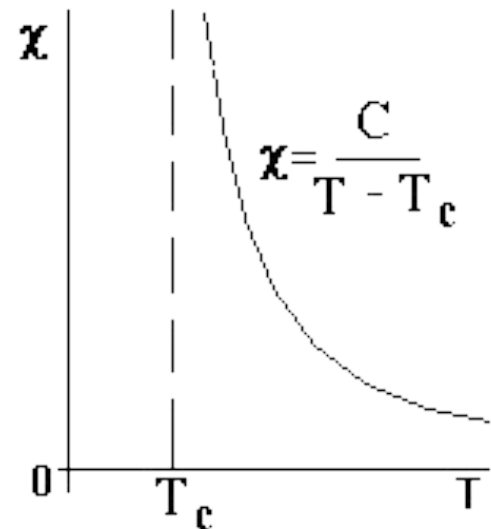
$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H} = \operatorname{tg} \alpha$$

$$B = \mu_0(H + J) \rightarrow \mu = 1 + J/H$$



# ЗАКОН КЮРИ-ВЕЙССА

Для каждого ферромагнетика имеется определенная температура  $T_c$ , при которой области спонтанного намагничивания распадаются и вещество утрачивает ферромагнитные свойства. Эта температура называется точкой Кюри. При температуре выше точки Кюри ферромагнетик становится обычным парамагнетиком, магнитная восприимчивость которого подчиняется закону Кюри-Вейсса.

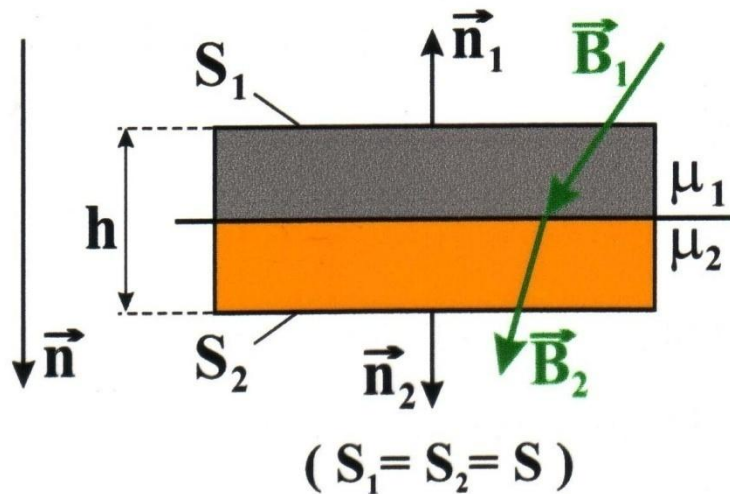


Температура Кюри

|                                              |         |
|----------------------------------------------|---------|
| Железо (99% Fe)                              | 780 °C  |
| Никель (Ni)                                  | 350 °C  |
| Кобальт (Co)                                 | 1150 °C |
| Пермаллой<br>(Fe - 16%, Ni - 78%, Mo - 3,8%) | 550 °C  |

В некоторых случаях обменные силы приводят к возникновению так называемых антиферромагнетиков (хром, марганец). В антиферромагнетиках собственные магнитные моменты электронов ориентированы антипараллельно друг другу. Такая ориентация охватывает попарно соседние атомы. В результате антиферромагнетики обладают крайне малой магнитной восприимчивостью и ведут себя как очень слабые парамагнетики.

# 8. УСЛОВИЯ НА ГРАНИЦЕ ДВУХ МАГНЕТИКОВ



$$\int_S \vec{B} d\vec{S} = 0 \quad - \text{используем т. Гаусса}$$

при  $h \rightarrow 0$

$$\begin{aligned} \Phi &= \vec{B}_{1n_1} S_1 + \vec{B}_{2n_2} S_2 = \\ &= (\vec{B}_{1n_1} + \vec{B}_{2n_2}) S = 0 \end{aligned}$$

отсюда  $\vec{B}_{1n_1} = - \vec{B}_{2n_2}$

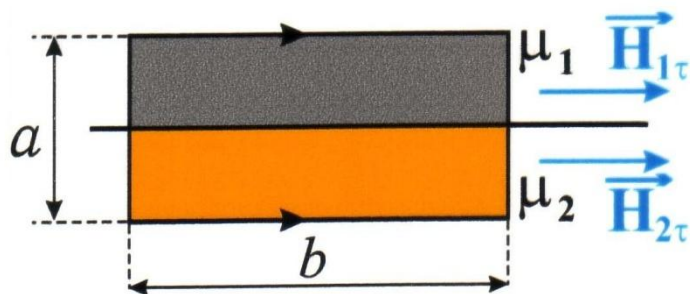
Проектируя на  $\vec{n}$ , получаем :

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

так как  $\mu_0 \mu_1 H_{1n} = \mu_0 \mu_2 H_{2n}$ ,

то

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



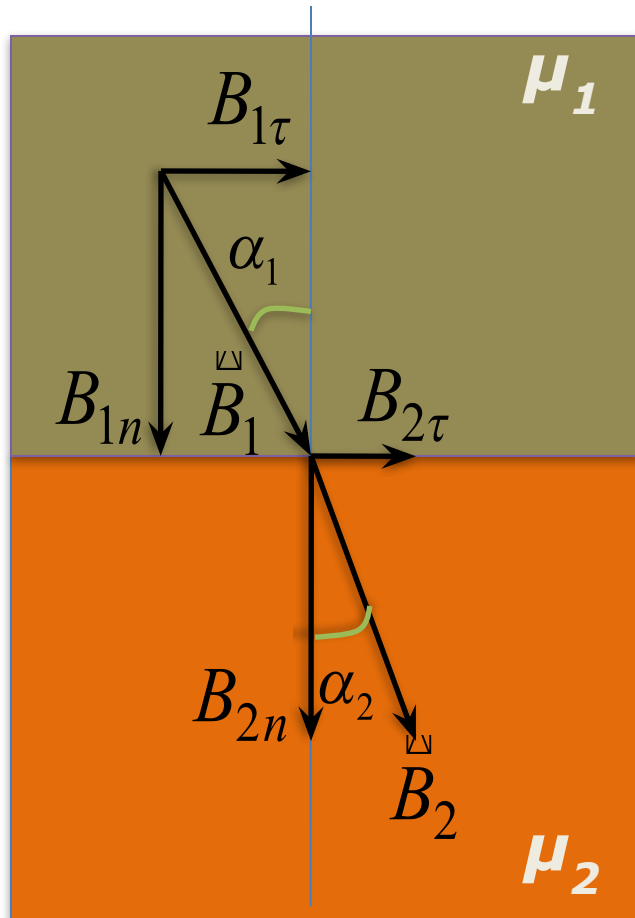
- используем т. о  
циркуляции

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = \int \vec{j} d\vec{S} \text{ при } \vec{j} = 0, a \rightarrow 0, H_{1\tau}b - H_{2\tau}b = 0$$

Отсюда

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

так как  $\frac{B_{1\tau}}{\mu_0\mu_1} = \frac{B_{2\tau}}{\mu_0\mu_1},$  то  $\frac{B_{1\tau}}{B_{2\tau}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}$

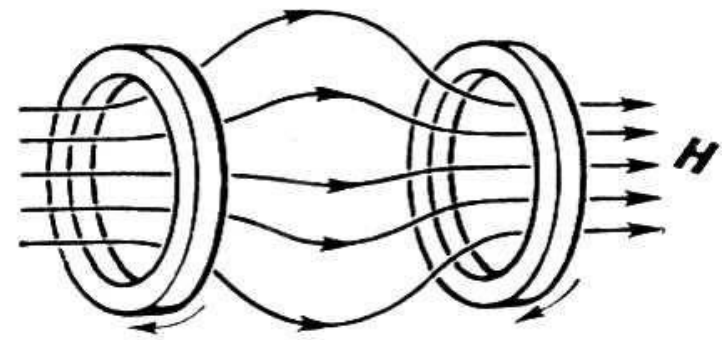


При переходе через границу раздела двух магнетиков компоненты  $\vec{B}_n$  и  $\vec{H}_\tau$  **изменяются непрерывно**. Компоненты  $\vec{B}_\tau$  и  $\vec{H}_n$  **претерпевают разрыв**. Обозначим углы между линиями  $\vec{B}$  и нормалью к поверхности как  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ .

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{B_{1\tau}}{B_{1n}}; \quad \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{B_{2\tau}}{B_{2n}} \Rightarrow$$

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{B_{1\tau} / B_{1n}}{B_{2\tau} / B_{2n}} = \frac{B_{1\tau}}{B_{2\tau}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}.$$

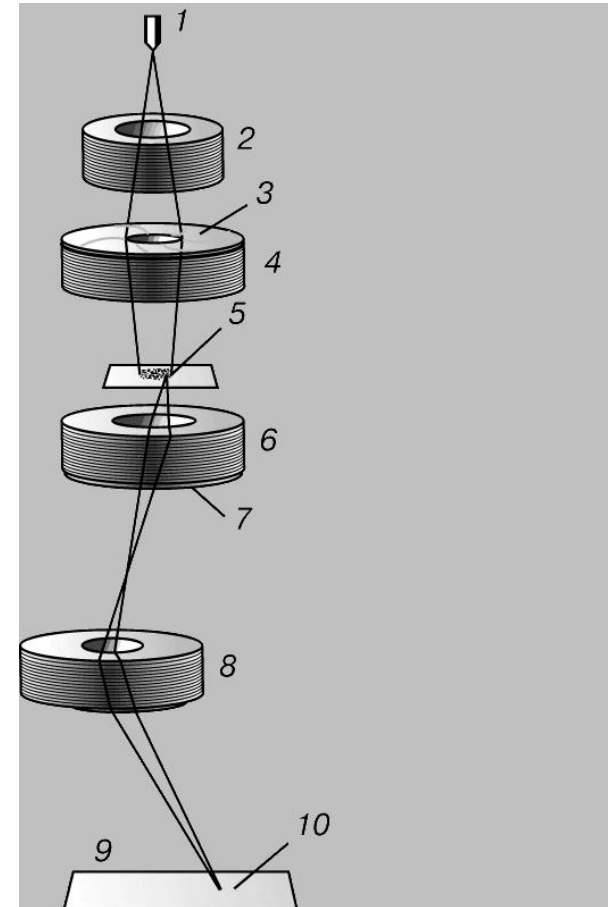
# МАГНИТНОЕ ЭКРАНИРОВАНИЕ



При переходе в магнетик с большей  $\mu$  линии магнитной индукции отклоняются от нормали к поверхности.

Это приводит к сгущению линий, что дает возможность формировать магнитные пучки, то есть придавать им необходимую форму и направление.

В частности, для того чтобы осуществить магнитную защиту некоторого объема, его окружают железным экраном.



# 9. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ЗАЗОРЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТА

Используем т. о циркуляции  $\mathbf{H}$  (см. вывод на слайде 11 и граничные условия для  $\mathbf{B}_n$ )

$l_{\text{в}}$  - ширина воздушного зазора



$l_{\text{жс}}$  - длина сердечника

$$H_{\text{жс}} l_{\text{жс}} + H_{\text{в}} l_{\text{в}} = NI;$$

$$H_{\text{жс}} = \frac{B_{\text{жс}}}{\mu_0 \mu_{\text{жс}}}; \quad H_{\text{в}} = \frac{B_{\text{в}}}{\mu_0 \mu_{\text{в}}};$$

$$B_{\text{жс}} = B_{\text{в}} = B \Rightarrow$$

$$\frac{Bl_{\text{жс}}}{\mu_0 \mu_{\text{жс}}} + \frac{Bl_{\text{в}}}{\mu_0 \mu_{\text{в}}} = NI \Rightarrow$$

$N$  – число витков в электрообмотке,  
с силой тока  $I$

$$B = \frac{\mu_0 NI}{l_{\text{в}} / \mu_{\text{в}} + l_{\text{жс}} / \mu_{\text{жс}}} = \frac{\mu_0 NI}{l_{\text{в}} + l_{\text{жс}} / \mu_{\text{жс}}};$$

$$l_{\text{в}} \gg \frac{l_{\text{жс}}}{\mu_{\text{жс}}} \Rightarrow$$

$$B = \mu_0 I \frac{N}{l_{\text{в}}}.$$

3. (В.11.42) Длина железного сердечника тороида  $l_1=2,5$  м, длина воздушного зазора  $l_2=1$  см. Число витков в обмотке  $N=1000$ . При токе  $I=20$  А индукция магнитного поля в воздушном зазоре  $B=1,6$  Тл. Найти магнитную проницаемость  $\mu$  железного сердечника при этих условиях. (Зависимость  $B$  от  $H$  для железа неизвестна.)

**Ответ:**  $\mu=440$ .

4. (В.11.43) Длина железного сердечника тороида  $l_1=1$  м, длина воздушного зазора  $l_2=1$  см. Площадь поперечного сечения сердечника  $S=25$  см<sup>2</sup>. Сколько ампер-витков потребуется для создания магнитного потока  $\Phi=1,4$  мВб, если магнитная проницаемость материала сердечника  $\mu=800$ ?

**Ответ:**  $IN=5000$  А·в.

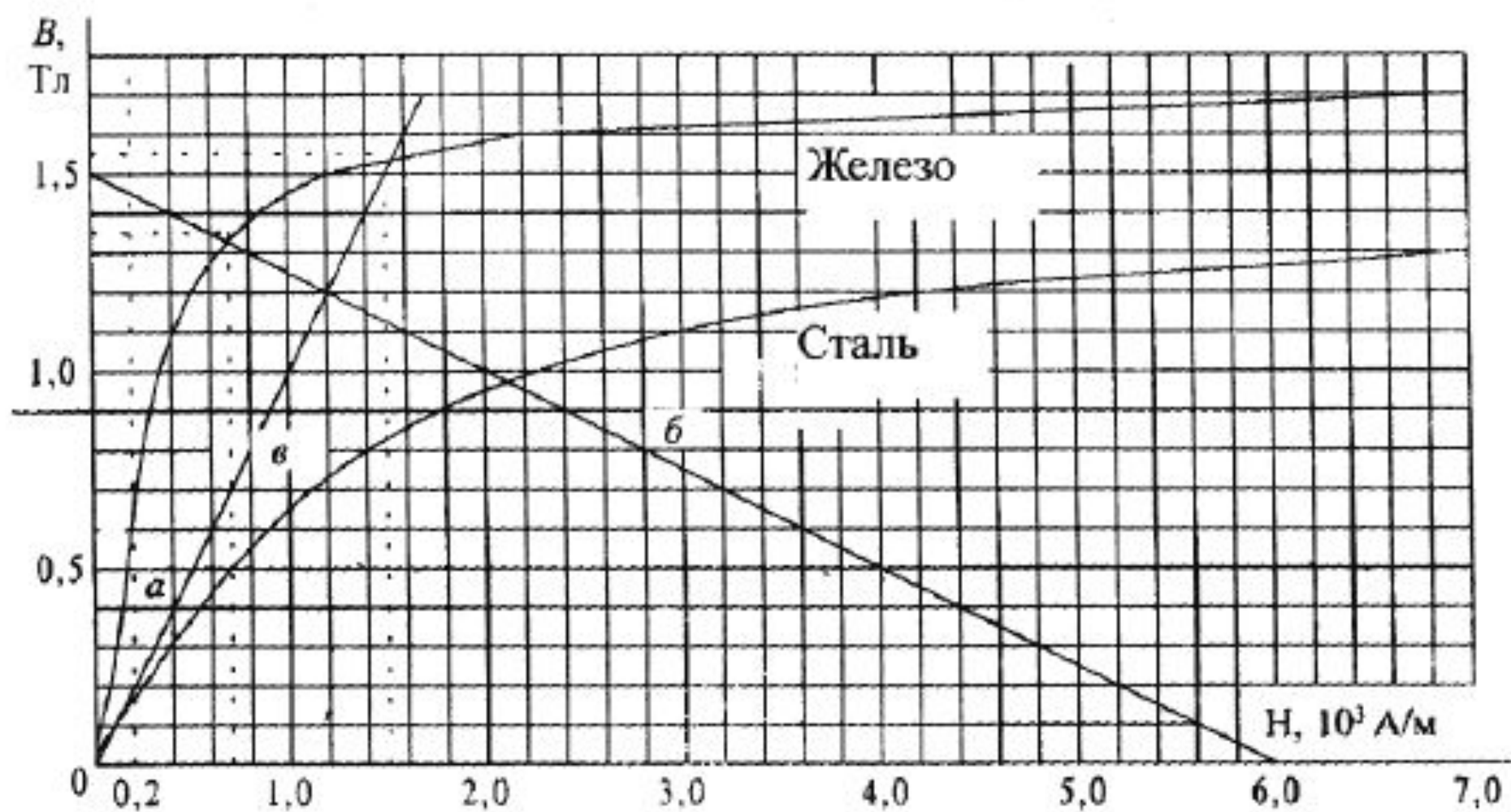


Рис. 7.3

10. (В.11.51) Замкнутый железный сердечник длиной  $l=50$  см имеет обмотку из  $N=1000$  витков. По обмотке течет ток  $I_1=1$  А. Какой ток  $I_2$  надо пустить через обмотку, чтобы при удалении сердечника индукция осталась прежней?

Ответ:  $I_2=630$  А.

9. (В.11.49) Через центр железного кольца перпендикулярно к его плоскости проходит длинный прямолинейный провод, по которому течет ток  $I=25$  А. Кольцо имеет четырехугольное сечение (рис. 7.6), размеры которого  $R_1=18$  мм,  $R_2=22$  мм и  $h=5$  мм. Считая приближенно, что в любой точке сечения кольца индукция одинакова и равна индукции на средней линии кольца, найти магнитный поток  $\Phi$ , пронизывающий площадь сечения кольца.

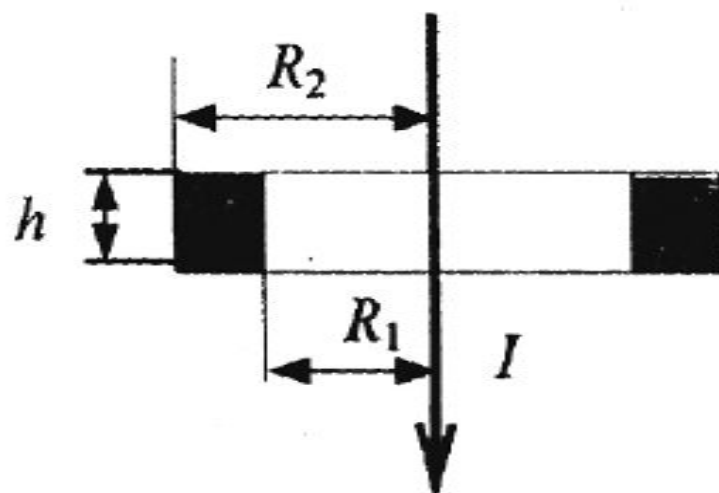


Рис.7.6

**Ответ:**  $\Phi=12$  мкВб.

II. (Ч.27.6) Висмутовый шарик радиусом  $R=1$  см помещен в однородное магнитное поле  $B_0=0,5$  Тл. Определить магнитный момент  $p_m$ , приобретенный шариком, если магнитная восприимчивость висмута  $\chi=-1,5 \cdot 10^{-4}$ .

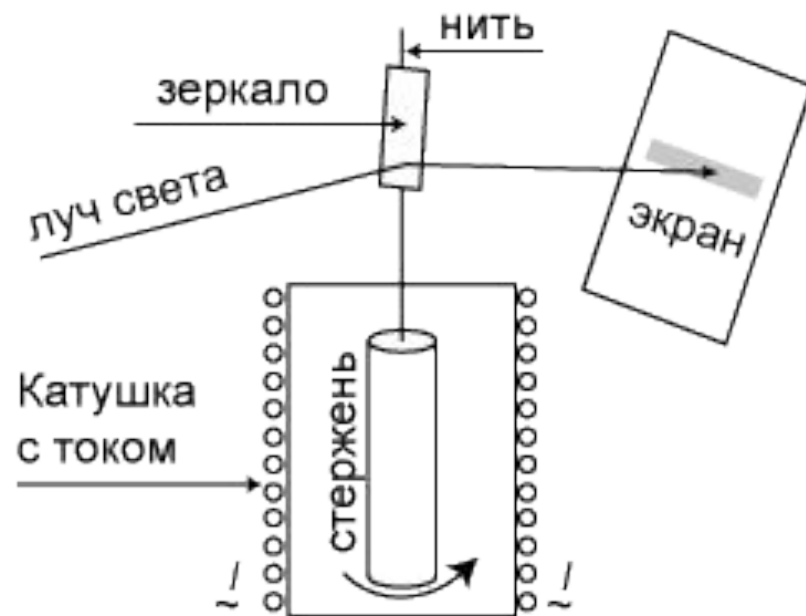
Ответ:  $p_m=250$  мкА·м<sup>2</sup>.

# 10. ОПЫТ ЭЙНШТЕЙНА И ДЕ ГААЗА (экспериментальное подтверждение магнитомеханического эффекта)

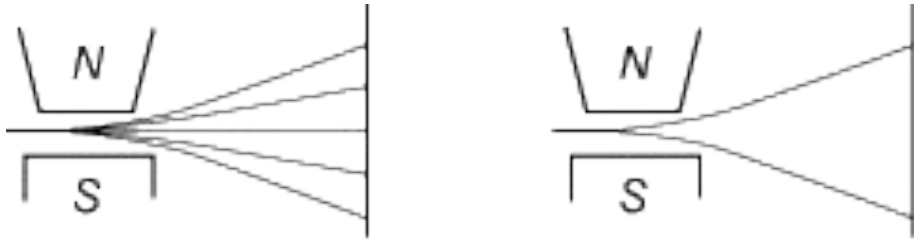
Тонкий железный стержень подвешивался на упругой нити и помещался внутрь соленоида. Для усиления эффекта применен метод резонанса – по соленоиду протекал переменный ток, частота которого подбиралась равной собственной частоте механических колебаний стержня.

При намагничении стержня магнитные моменты электронов установятся по направлению поля, а механические моменты против поля. В результате суммарный момент импульса электронов станет отличен от нуля. Момент импульса системы (стержень + электроны) должен остаться неизменным, поэтому стержень начнет закручиваться против вращения электронов. По измеренной амплитуде колебаний можно вычислить гиромагнитное отношение

$$\gamma = -\frac{e}{m}.$$



# 11. ОПЫТ ШТЕРНА И ГЕРЛАХА (1921 г.)



Два варианта расщепления пучка.  
Слева:  $l=2$ , справа:  $l=0$ .

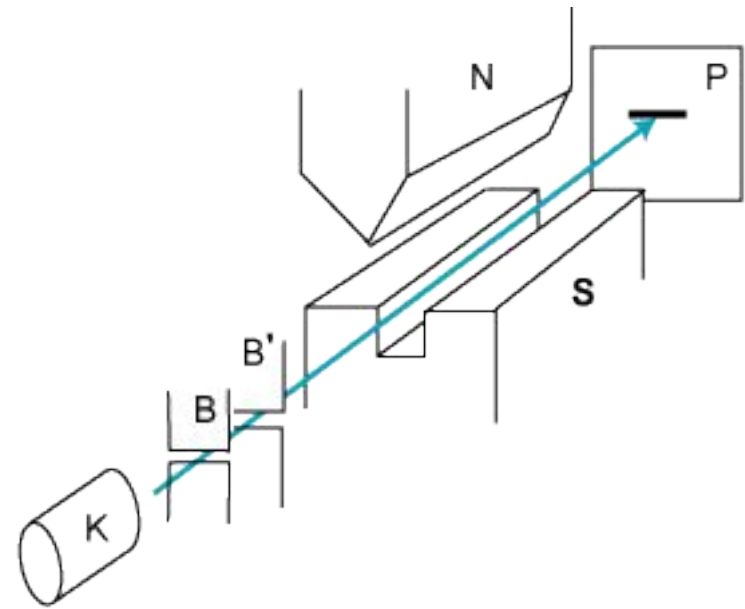


Схема опыта Штерна и Герлаха.

Пучок атомов пропусклся через неоднородное магнитное поле  $\vec{B} = p_m \frac{\partial B}{\partial x} \cos \alpha$ .  
 При хаотическом распределении моментов атомов по направлениям углы  $\alpha$  равномерно «размазаны» в интервале  $0 \leq \alpha \leq \pi \Rightarrow$  на экране ожидался **сплошной след**.  
 Вместо сплошного следа получились **отдельные линии**, расположенные симметрично относительно следа исходного пучка.  
 Опыт показал, что углы между  $\vec{p}_m$  и  $\vec{B}$  могут иметь только дискретные значения, то есть проекция магнитного момента на направление поля **квантуется**.

# КЛАССИКИ



Вандер де Гааз  
1878 – 1960  
нидерландский  
физик



Отто Штерн  
1888 – 1969  
немецкий  
физик



Вальтер Герлах  
1889 – 1979  
немецкий  
физик