Лекция 4.

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.*
5. *Работа по перемещению проводника с током в магнитном поле.*

НАМАГНИЧЕННОСТЬ. НАПРЯЖЕННОСТЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Всякое вещество является *магнетиком*, т.е. способно намагничиваться (приобретать магнитный момент).

Результирующее поле – это сумма поля $\vec{B}_0$, созданного токами проводимости, и поля $\vec{B}'$, созданного намагниченным веществом.

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

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

Для результирующего поля $\vec{B}$ при наличии магнетика справедлива теорема Гаусса:

$$\oint_S \left(\vec{B}, d\vec{S}\right) = 0$$

НАМАГНИЧЕННОСТЬ. НАПРЯЖЕННОСТЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Каков механизм возникновения поля $\vec{B}'$?

Молекулы многих веществ обладают магнитным моментом, обусловленным внутренним движением зарядов.

Каждому магнитному моменту соответствует элементарный круговой ток, создающий магнитное поле.

Внешнее магнитное поле отсутствует - магнитные моменты молекул ориентированы беспорядочно, результирующее поле и суммарный магнитный момент вещества равны нулю.

Внешнее магнитное поле присутствует - магнитные моменты молекул ориентируются в одном направлении, вещество намагничивается, его суммарный магнитный момент отличен от нуля, возникает поле $\vec{B}'$.

НАМАГНИЧЕННОСТЬ. НАПРЯЖЕННОСТЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Не все вещества ведут себя одинаково во внешнем магнитном поле.

Некоторые вещества в отсутствие магнитного поля не имеют магнитного момента.

Но: внешнее магнитное поле может индуцировать круговые токи в молекулах (*молекулярные* токи), и молекулы и вещество в целом могут намагничиваться и создавать поле $\vec{B}'$.

Большинство веществ во внешнем поле намагничиваются слабо.

Сильные магнитные свойства – у ферромагнитных веществ: железа, никеля, кобальта, их сплавов.

НАМАГНИЧЕННОСТЬ. НАПРЯЖЕННОСТЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Степень намагничивания магнетика характеризуется магнитным моментом *единицы объема.*

Это *намагниченность* $\vec{J}$. $\vec{J}$ - вектор.

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

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

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

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

Из формулы: вектор $\vec{J}$ сонаправлен со средним вектором $\langle \vec{p}_m \rangle$.

НАМАГНИЧЕННОСТЬ. НАПРЯЖЕННОСТЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Расчет магнитных полей в присутствии магнетиков.

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

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

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

Формула неудобна для практического использования из-за I'.

Задача: найти физическую величину, циркуляция которой определялась бы только токами проводимости и учитывала бы молекулярные токи.

Аналогия - электростатическое поле в диэлектрических средах. Введен вектор электрического смещения $\vec{D}$.

НАМАГНИЧЕННОСТЬ. НАПРЯЖЕННОСТЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

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

$$\oint_L \left(\vec{J}, d\vec{l}\right) = I'. \qquad I' = \int_S \vec{j}' \, d\vec{S}$$

S - произвольная поверхность, натянутая на замкнутый контур L.

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

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

НАМАГНИЧЕННОСТЬ. НАПРЯЖЕННОСТЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

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

Разделив обе части на μ_0 и объединив подынтегральные выражения, получим:

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

$$\boxed{\left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \right) = \vec{H}}$$

$\vec{H}$ - вспомогательный вектор.

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

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

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

НАМАГНИЧЕННОСТЬ. НАПРЯЖЕННОСТЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

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

I - алгебраическая сумма токов I_k, охватываемых контуром L:

$$I = \sum I_k$$

Вектор $\vec{H}$- это комбинация двух различных физических величин: $\vec{B}/\mu_0$ и $\vec{J}$. Вспомогательный вектор.

$\vec{H}$ - напряженность магнитного поля.

Единица измерения величины $\vec{H}$ - *ампер на метр* (А/м).

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

СВЯЗЬ МЕЖДУ ВЕКТОРАМИ $\vec{J}$ *И* $\vec{H}$. *ВИДЫ МАГНЕТИКОВ*

Намагниченность $\vec{J}$ зависит от $\vec{B}$.

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

Существуют магнетики, для которых эта связь линейна: $\boxed{\vec{J} = \chi \vec{H}}$

где χ (*каппа*) - магнитная восприимчивость вещества, безразмерная величина, характерная для каждого магнетика.

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

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

$1 + \chi = \mu$ - *относительная магнитная проницаемость* вещества.

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

СВЯЗЬ МЕЖДУ ВЕКТОРАМИ $\vec{J}$ И $\vec{H}$. ВИДЫ МАГНЕТИКОВ

В отличие от электрической восприимчивости χ_E, которая была введена нами для диэлектриков, магнитная восприимчивость χ бывает как положительной, так и отрицательной.

Поэтому магнитная проницаемость μ может быть как больше, так и меньше нуля.

В зависимости от знака и величины магнитной восприимчивости χ все магнетики подразделяются на три группы:

СВЯЗЬ МЕЖДУ ВЕКТОРАМИ $\vec{J}$ *И* $\vec{H}$. *ВИДЫ МАГНЕТИКОВ*

- *Диамагнетики*. χ отрицательна и мала по абсолютной величине. Вектор $\vec{J}$ имеет направление, обратное направлению вектора $\vec{H}$. ($\vec{J} \uparrow\downarrow \vec{H}$);
- *Парамагнетики*. χ положительна и мала. Направление вектора $\vec{J}$ совпадает с направлением вектора $\vec{H}$ ($\vec{J} \uparrow\uparrow \vec{H}$);
- *Ферромагнетики*. χ положительна и по абсолютной величине достигает очень больших значений.

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

В отсутствие магнитного поля они не намагничены.

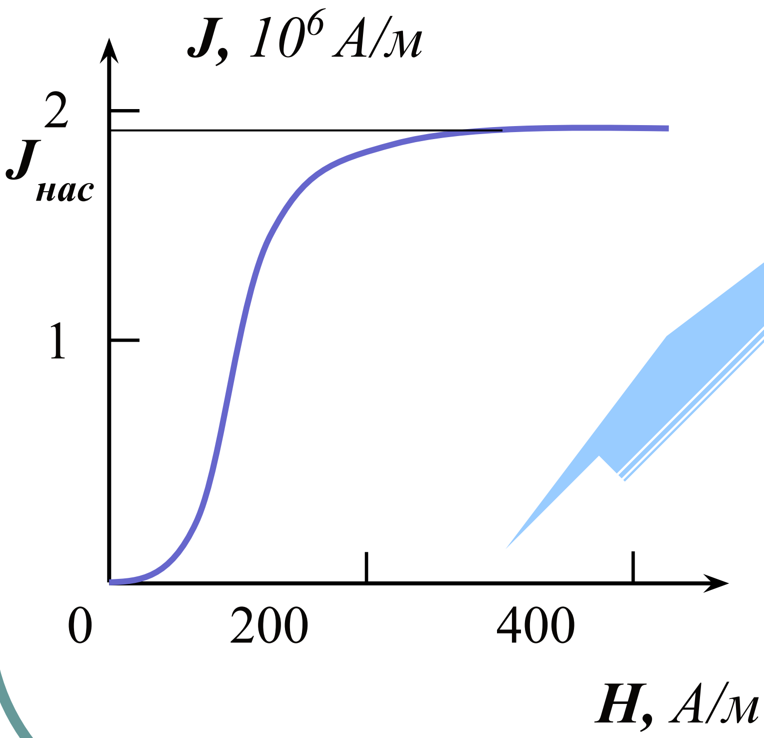
У ферромагнетиков магнитная восприимчивость сложным образом зависит от H.

ФЕРРОМАГНЕТИКИ. ПЕТЛЯ ГИСТЕРЕЗИСА.

Ферромагнетики - твердые вещества, обладающие *спонтанной намагниченностью* (могут быть намагничены и при отсутствии внешнего магнитного поля).

Типичные ферромагнетики - железо, никель, кобальт, их сплавы.

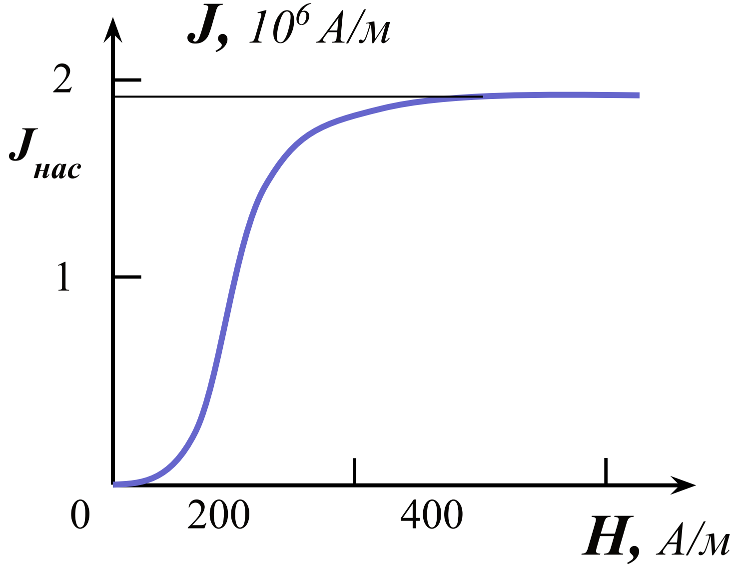
Намагниченность ферромагнетиков в огромное (до 10^{10}) число раз превосходит намагниченность диа- и парамагнетиков.



Кривая намагниченности ферромагнетиков – это зависимость $J(H)$.

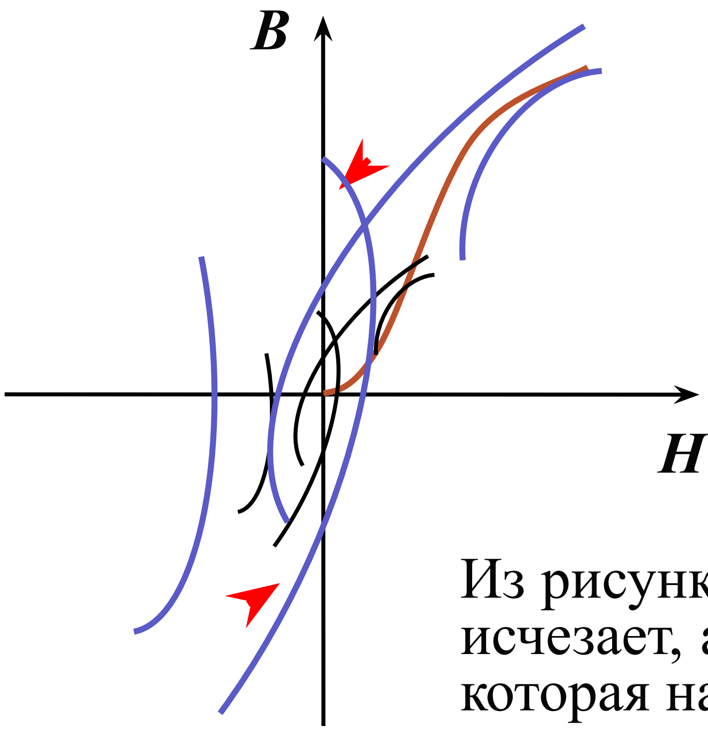
Основная (нулевая) кривая - зависимость для ферромагнетика, магнитный момент которого первоначально был равен нулю.

ФЕРРОМАГНЕТИКИ. ПЕТЛЯ ГИСТЕРЕЗИСА



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.



Замкнутая кривая - *петля гистерезиса*.

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

С наличием остаточного намагничивания связано существование постоянных магнитов.

Самостоятельно: ***граничные условия для $\vec{B}$ и $\vec{H}$.***

РАБОТА ПО ПЕРЕМЕЩЕНИЮ ПРОВОДНИКА С ТОКОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Если проводник с током перемещается в магнитном поле, то сила Ампера совершает работу. Определим величину этой работы.

Пусть элемент тока $I d\vec{l}$ перемещается в магнитном поле с индукцией $\vec{B}$ на расстояние $d\vec{r}$.

Действующая на элемент тока сила Ампера $\vec{F} = I\left[d\vec{l}, \vec{B}\right]$ совершает работу:

$$dA = \left(\vec{F}, d\vec{r}\right)$$

Подставим выражение для силы Ампера. После преобразований:

$$\boxed{dA = I d\Phi_B}$$

$d\Phi_B = B_n dS$ - магнитный поток через поверхность dS.

Это выражение для *работы силы Ампера по перемещению в магнитном поле элемента тока*.

РАБОТА ПО ПЕРЕМЕЩЕНИЮ ПРОВОДНИКА С ТОКОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Работа по перемещению произвольного контура с током в постоянном однородном или неоднородном магнитном поле:

$$A = \int_1^2 I d\Phi_B = I\left(\Phi_{B_2} - \Phi_{B_1}\right)$$

где Φ_{B_1} и Φ_{B_2} - значения магнитных потоков через поверхность, ограниченную контуром с током, до и после перемещения.

Работа, совершаемая силой Ампера при перемещении замкнутого контура с током в магнитном поле, равна произведению силы тока на изменение магнитного потока через поверхность, ограниченную контуром.

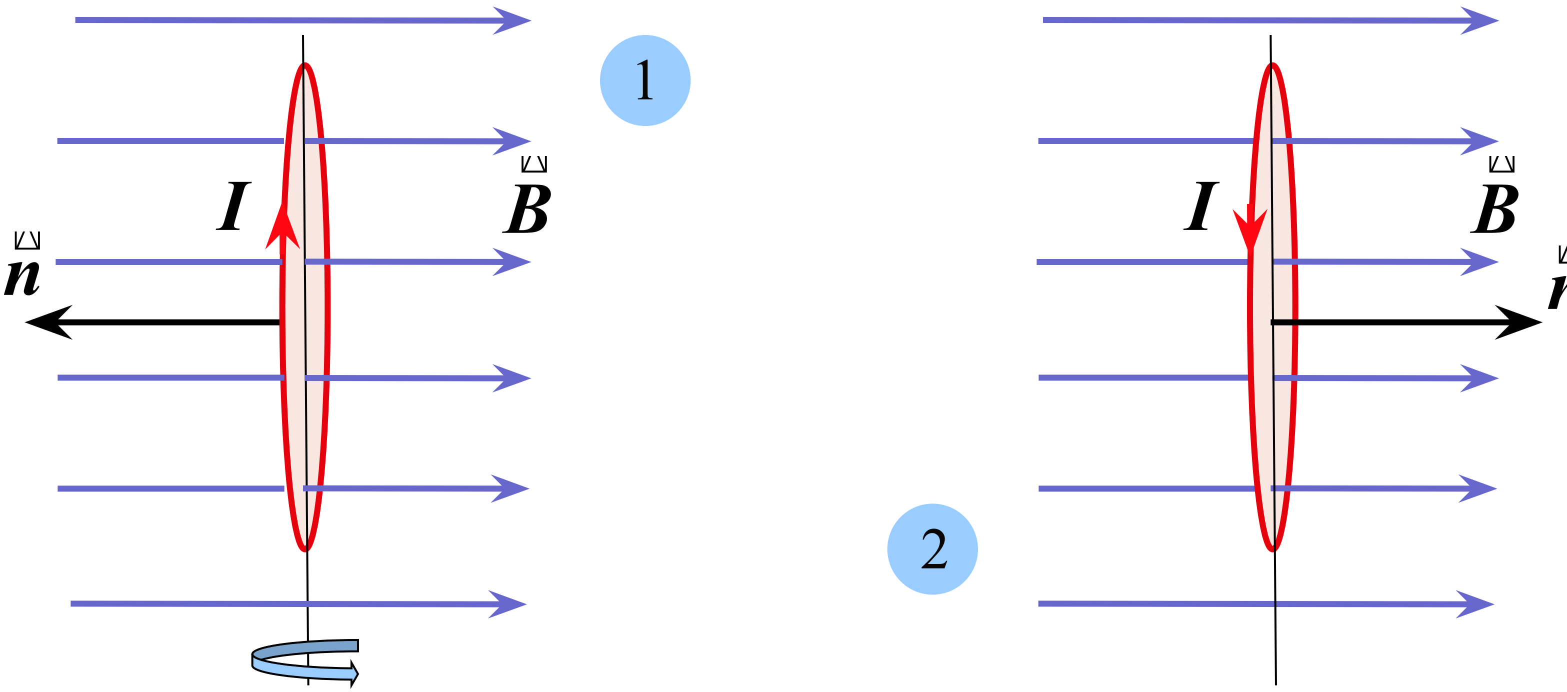
РАБОТА ПО ПЕРЕМЕЩЕНИЮ ПРОВОДНИКА С ТОКОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Пример. Плоский контур с током I поворачивают в магнитном поле $\vec{B}$ из положения, при котором положительная нормаль к контуру направлена в сторону, противоположную полю ($\vec{n} \downarrow\uparrow \vec{B}$), в положение, при котором $\vec{n} \uparrow\uparrow \vec{B}$.

Площадь, ограниченная контуром, равна S.

Найти работу сил Ампера, считая, что ток поддерживается постоянным.

РАБОТА ПО ПЕРЕМЕЩЕНИЮ ПРОВОДНИКА С ТОКОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ



$$A = I(\Phi_2 - \Phi_1),$$
$$\Phi_2 = BS$$
$$\Phi_1 = -BS$$

$$A = I[BS - (-BS)] = 2IBS$$

$$\boxed{A = 2IBS}$$