## Эффект Пельтье.

Пусть электрический ток протекает через контакт двух разных проводников или полупроводников.

При одном направлении тока в контакте выделяется теплота, а при другом направлении — поглощается.

Эта теплота Пельтье линейна по току $N = \Pi I$, а не квадратична, как ленц-джоулево тепло $N = RI^2$, $\Pi$ — коэффициент Пельтье.

Факультативная вставка.

Интерпретация эффекта Пельтье имеет квантовый характер.

Если средняя потенциальная энергия электронов тока проходящих через контакт увеличивается, то эту энергию электроны забирают из тепловой энергии контакта. Контакт охлаждается.

Рассмотрим контакт двух полупроводников. Для проводников эффект Пельтье слабее, чем для полупроводников.

Казалось бы, при соприкосновении (без постоянного тока через контакт) двух разных полупроводников верхние занятые уровни энергии выравниваются за счет перетекания электронов через контакт и возникновения контактной разности потенциалов. Если теперь через контакт пропустить ток, то протекающие через контакт электроны будут иметь энергию, близкую к энергии верхнего занятого уровня, и не будут изменять своей энергии при прохождении через контакт. Не изменяется энергия — не должно возникать теплоты Пельтье. Как же так?

Все так. Теплота Пельтье и не возникает, но только при нулевой температуре контакта. При других температурах коэффициент Пельтье равен $\Pi = \alpha T$. Можно доказать, что $\alpha$ — коэффициент термоэдс в формуле ЭДС термопары $\mathcal{E} = \alpha\left(T_1 - T_2\right)$.

У электронов с энергией выше уровня Ферми подвижность (коэффициент пропорциональности между дрейфовой скоростью электронов и напряженностью электрического поля) выше, чем у электронов с энергией ниже уровня Ферми, поэтому средняя энергия электронов проходящих через контакт отличается от энергии Ферми, причем это различие разное для двух полупроводников контакта. В результате оказывается, что электроны в токе приносят в область контакта из одного полупроводника одну энергию, а уносят из области контакта в другой полупроводник другую энергию. Эта разность энергий при одном направлении тока приводит к нагреванию контакта, а при другом — к охлаждению.

Подробнее можно посмотреть по ссылке:
https://www.booksite.ru/fulltext/1/001/008/110/157.htm

Конец факультативной вставки.

## Эффект Томсона.

Эффект Томсона наблюдается в полупроводниках и проводниках (металлах).

Пусть ток течет через проводник, концы которого поддерживаются при разных температурах $T_1$ и $T_2$. Эффект Томсона состоит в том, что в зависимости от направления тока проводник нагревается или охлаждается линейно по току:

$$N = \tau\left(T_1 - T_2\right)I\,.$$

<u>Факультативная вставка.</u>

Можно доказать, что коэффициенты Томсона пары проводников $\tau_1$, $\tau_2$ связаны с коэффициентом термоэдс $\alpha$ контакта этой пары проводников, где $\mathcal{E} = \alpha\left(T_1 - T_2\right)$, соотношением

$$\frac{d\alpha}{dT} = \frac{\tau_1 - \tau_2}{T}\,.$$

Кроме теплоты Томсона в проводнике обязательно выделяется и ленц-джоулево тепло $N = RI^2$.

В эффекте Томсона конкурируют два механизма, которые создают эффект разного знака. В результате для одних металлов эффект Томсона имеет один знак, а для других — другой.

Первый механизм. Пусть электроны в токе движутся от горячей области к холодной, тогда в более холодную область приходят горячие электроны и нагревают проводник. При токе в другую сторону в более горячую область приходят холодные электроны и охлаждают проводник.

Второй механизм. Там, где выше температура проводника, там ниже концентрация электронов, так как "горячие" электроны быстро улетают из того места, где они горячие. В результате, где выше температура, там образуется недостаток электронов, и потенциал сдвигается в "+". Если электроны в токе текут от этого плюса к минусу, то это электрическое поле их тормозит. В результате происходит охлаждение электронов, а от электронов охлаждается сам проводник.

<u>Конец факультативной вставки.</u>

## <u>Постоянное магнитное поле.</u>

## <u>Магнитные полюса и направление магнитного поля. Магнитные заряды.</u>

1. Назовем северным полюсом магнитной стрелки конец, который показывает на север.

2. Северный полюс одного магнита притягивается к южному полюсу другого.

3. На северном полюсе Земли находится южный магнитный полюс.

4. Направлением магнитного поля будем называть направление северного конца незакрепленной магнитной стрелки.

5. Линии магнитного поля идут к северному географическому полюсу Земли от южного географического полюса Земли.

6. Магнитных зарядов нет.

7. Полюс, из которого выходят линии магнитного поля, можно считать положительным магнитным зарядом. Тогда на северном магнитном полюсе

Земли как бы находятся положительные магнитные заряды. На северном магнитном полюсе любого магнита как бы находятся положительные магнитные заряды.

## Закон Ампера и сила Ампера.

$d\vec{F} = \frac{I}{c} \cdot \left[ d\vec{l}, \vec{B} \right]$ — сила Ампера, действующая на элемент тока $Id\vec{l}$.

В системе СИ: $d\vec{F} = I \cdot \left[ d\vec{l}, \vec{B} \right] = \mu_0 I \cdot \left[ d\vec{l}, \vec{H} \right]$.

$\vec{B}$ — магнитная индукция или просто магнитное поле.

Усредненное по макроскопическому объему внутриатомное магнитное поле среды называют магнитным полем $\vec{B}$ в среде. В этом смысле $\vec{B}$ — истинное магнитное поле.

$\vec{H}$ — напряженность магнитного поля — вспомогательная величина, которая будет введена в рассмотрение позднее, когда мы будем рассматривать магнитное поле в веществе.

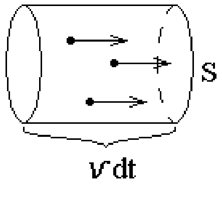
В вакууме: $\vec{B} = \vec{H}$.

В СИ: $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$, где $\mu_0 \equiv \frac{4\pi}{10^7} \frac{H}{м^2}$ (Ньютон на метр в квадрате), $\varepsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2}$.

$$\frac{1}{c}.$$

При рассмотрении магнитных полей в системе СГС Гаусса сила тока $I$, плотность тока $\vec{j}$, плотность поверхностного тока $\vec{i}$ всегда входят в формулы с коэффициентом $\frac{1}{c}$. Причина этого в том, что ток пропорционален скорости движения зарядов.

Рассмотрим объем $dV_0 = v dt \cdot S$, где $v$ — скорость движения зарядов.




$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{q \cdot dN}{dt} = \frac{q \cdot n \cdot dV_0}{dt}$, здесь $n$ — концентрация зарядов, $q$ — величина каждого заряда.

$I = \frac{q \cdot n \cdot dV_0}{dt} = \frac{qn \cdot v dt \cdot S}{dt} = nqvS$ => $j = \frac{I}{S} = nqv$ =>

$\vec{j} = nq\langle \vec{v} \rangle = \rho \langle \vec{v} \rangle$,

где $\vec{j}$ — плотность тока, $n$ — концентрация зарядов, $q$ — величина каждого заряда, $\langle \vec{v} \rangle$ — средняя скорость зарядов, $\rho$ — плотность зарядов.

Любой физический эффект, пропорциональный току пропорционален и скорости зарядов.

$\frac{V}{c}$ — безразмерная скорость, поэтому в формулах с токами удобен коэффициент $\frac{1}{c}$.

Кроме того, магнитные эффекты могут быть объяснены, как релятивистские поправки к электрическим эффектам.

**Элемент тока.**

В выражение для силы Ампера $d\vec{F} = \frac{I}{c} \cdot \left[ d\vec{l}, \vec{B} \right]$ входит произведение $Id\vec{l}$, которое будем называть элементом тока.

1). $j = \frac{dI}{dS_\perp}$ => $dI = j\, dS_\perp$. Подставим это выражение для тока в

$Id\vec{l} = j\, dS_\perp d\vec{l} = \vec{j}\, dS_\perp dl = \vec{j}\, dV$.

2). $i = \frac{dI}{dl_\perp}$ => $dI = i\, dl_\perp$. Подставим это выражение для тока в

$Id\vec{l} = Id\vec{l}_{\|} = i\, dl_\perp d\vec{l}_{\|} = \vec{i}\; dl_\perp dl_{\|} = \vec{i}\; dS$.

3). $Id\vec{l} = \vec{j}dV = \rho\vec{V}dV = \rho dV\vec{V} = q\vec{V}$.

Объединяя разные выражения для элемента тока, получим

$Id\vec{l} \leftrightarrow \vec{j}\, dV \leftrightarrow \vec{i}\; dS \leftrightarrow q\vec{V}$ — элемент тока в разных формах.

--------

Вернемся к рассмотрению силы Ампера, которая пропорциональна элементу тока.

$d\vec{F} = \frac{I}{c} \left[ d\vec{l}, \vec{B} \right]$ =>

Другие формы силы Ампера:

$d\vec{F} = \frac{1}{c} \left[ \vec{j}, \vec{B} \right] dV$ => $d\vec{F} = \frac{1}{c} \left[ \vec{i}, \vec{B} \right] dS$ =>

$\vec{F} = \frac{q}{c} \left[ \vec{V}, \vec{B} \right]$ — сила Лоренца.

Строго говоря, выражение для силы Лоренца не следует из закона Ампера, так как в законе Ампера рассматриваются силы, действующие на постоянные токи. Однако, как показывает опыт, выражение для силы, действующей на движущийся заряд, именно такое.

Часто силу Лоренца определяют иначе: $\vec{F} = q\vec{E} + \frac{q}{c}\left[\vec{V},\vec{B}\right]$, но мы будем называть силой Лоренца только второе слагаемое: $\vec{F}_Л = \frac{q}{c}\left[\vec{V},\vec{B}\right]$ — силу со стороны магнитного поля.

В системе СИ: $\vec{F} = q\left[\vec{V},\vec{B}\right] = \mu_0 q\left[\vec{V},\vec{H}\right]$

## Закон Био — Савара (— Лапласа).

$d\vec{B} = \frac{I}{c}\cdot\frac{\left[d\vec{l},\vec{r}\right]}{r^3}$ — поле элемента тока $Id\vec{l}$, где $\vec{r}$ — вектор, направленный из элемента тока в точку наблюдения.

Другие формы закона Био — Савара:

$$d\vec{B} = \frac{1}{c}\cdot\frac{\left[\vec{j},\vec{r}\right]}{r^3}dV$$

$$d\vec{B} = \frac{1}{c}\cdot\frac{\left[\vec{i},\vec{r}\right]}{r^3}dS$$

$\vec{B} = \frac{q}{c}\cdot\frac{\left[\vec{V},\vec{r}\right]}{r^3}$ — магнитное поле заряда $q$, движущегося с постоянной скоростью $\vec{V}$.

Строго говоря, формула для магнитного поля движущегося заряда не следует из закона Био — Савара, так как закон Био — Савара относится только к постоянным токам. Однако, как показывает опыт, магнитное поле движущегося заряда именно такое.

В системе СИ: $d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}I\cdot\frac{\left[d\vec{l},\vec{r}\right]}{r^3}$, $\qquad d\vec{H} = \frac{1}{4\pi}I\cdot\frac{\left[d\vec{l},\vec{r}\right]}{r^3}$

## Формула для расчета магнитного поля *B* в плоской задаче.

Плоская задача — все токи и точка наблюдения поля $\vec{B}$ находятся в одной плоскости. В таком случае в плоскости задачи находятся векторы $d\vec{l}$ и $\vec{r}$ в законе Био-Савара $d\vec{B} = \frac{I}{c}\cdot\frac{\left[d\vec{l},\vec{r}\right]}{r^3}$. Вектор $d\vec{B}$ перпендикулярен плоскости задачи, как векторное произведение двух векторов в этой плоскости.

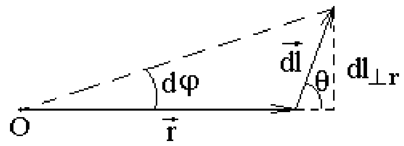
Следовательно, все вклады $d\vec{B}$ в магнитное поле параллельны друг другу, и их можно складывать, как числа, а не как векторы.

В формуле для магнитного поля $d\vec{B} = \frac{I}{c}\cdot\frac{\left[d\vec{l},\vec{r}\right]}{r^3}$ заменим $\vec{r} \to -\vec{r}$. Тогда новый вектор $\vec{r}$ направлен из точки наблюдения к элементу тока, $\vec{r}$ — радиус-вектор элемента тока, если считать, что начало координат расположено в точке наблюдения магнитного поля.

Для нового $\vec{r}$ : $d\vec{B}=\frac{I}{c}\cdot\frac{\left[\vec{r},d\vec{l}\right]}{r^3}$. =>

$$dB=\frac{I}{c}\cdot\frac{r\cdot dl\cdot\sin(\theta)}{r^3}=\frac{I}{c}\cdot\frac{dl\cdot\sin(\theta)}{r^2}.$$

Здесь $\theta$ — угол между векторами $\vec{r}$ и $d\vec{l}$ . Пусть О — точка наблюдения магнитного поля, тогда




Отрезок $dl_{\perp r}$ можно выразить двумя способами. С одной стороны

$$dl_{\perp r}=dl\cdot\sin(\theta),$$

а с другой стороны

$$dl_{\perp r}=r\cdot d\varphi.$$

Тогда

$$dl\cdot\sin(\theta)=r\cdot d\varphi$$

Подставим это в выражение $dB=\frac{I}{c}\cdot\frac{dl\cdot\sin(\theta)}{r^2}$ и получим

$$dB=\frac{I}{c}\cdot\frac{d\varphi}{r},$$

где $d\varphi$ — угол, под которым элемент тока виден из точки наблюдения; $r$ — расстояние от точки наблюдения до элемента тока; $dB$ — вклад элемента тока в магнитное поле в точке наблюдения.

В системе СИ: $\frac{1}{c}\rightarrow\frac{\mu_0}{4\pi}$ => $B=\frac{\mu_0 I}{4\pi}\cdot\frac{d\varphi}{r}$.

Эта формула полезна для решения задач.

## Магнитное поле в центре кругового витка с током.

Все токи и точка наблюдения находятся в одной плоскости. Тогда

$$dB=\frac{I}{c}\cdot\frac{d\varphi}{r} \quad =>$$

$$B=\oint\limits_l dB=\oint\limits_l\frac{I}{cr}d\varphi=\frac{I}{cr}\cdot\oint\limits_l d\varphi=\frac{I}{cr}\cdot 2\pi=\frac{2\pi I}{cr} \quad =>$$

$$B=\frac{2\pi I}{cr}$$

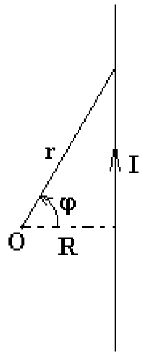
В системе СИ: $\frac{1}{c}\rightarrow\frac{\mu_0}{4\pi}$ => $B=\frac{\mu_0 I}{2r}$.

## Магнитное поле прямого провода с током.

Рассмотрим прямой провод с током и одну точку наблюдения магнитного поля. Через прямую и точку вне нее проходит плоскость. Следовательно, задача плоская и можно воспользоваться формулой

$$dB = \frac{I}{c} \cdot \frac{d\varphi}{r}.$$

На экзамене этой формулой можно воспользоваться, как исходной.




$$\frac{R}{r} = \cos(\varphi) \qquad => \qquad \frac{1}{r} = \frac{\cos(\varphi)}{R}$$

Подставим это выражение для $\frac{1}{r}$ в выражение $dB = \frac{I}{c} \cdot \frac{d\varphi}{r}$ и получим

$$dB = \frac{I}{c} \cdot \frac{\cos(\varphi)}{R} \cdot d\varphi \qquad =>$$

$$B = \int dB = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{I}{c} \cdot \frac{\cos(\varphi)}{R} \cdot d\varphi = \frac{I}{cR} \cdot \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos(\varphi) \cdot d\varphi = \frac{2I}{cR} \quad => \qquad B = \frac{2I}{cR}$$

Переобозначим $R \to r$ и получим

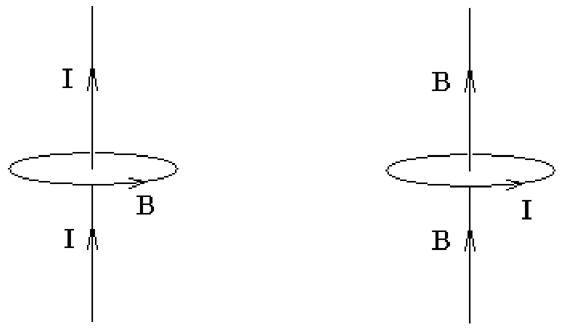
$B = \frac{2I}{cr}$, где r — расстояние от провода с током до точки наблюдения.

В системе СИ: $\frac{1}{c} \to \frac{\mu_0}{4\pi} \qquad => \qquad B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}.$

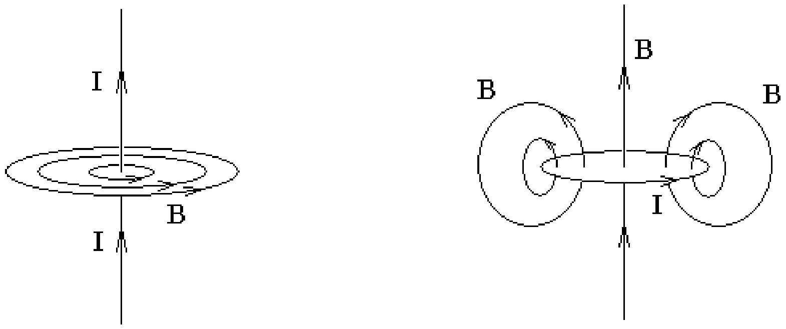
**Правило правого винта.**

Ток и магнитное поле образуют правый винт.

Магнитное поле направлено вокруг тока по правилу правого винта, и ток направлен вокруг магнитного поля по правилу правого винта.

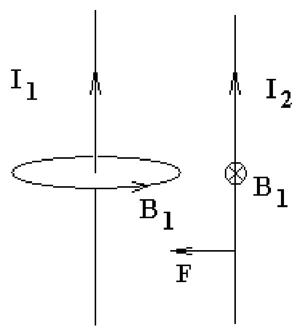



Если нарисовать больше линий поля $\vec{B}$, то картины перестанут быть так похожи.




**Взаимодействие параллельных и антипараллельных токов.**

Рассмотрим параллельные токи $I_1$ и $I_2$.




Параллельные токи притягиваются, антипараллельные — отталкиваются.

$B_1 = \dfrac{2I_1}{cr}$ $\qquad d\vec{F} = \dfrac{I_2}{c} \cdot \left[ d\vec{l}, \vec{B}_1 \right]$ $\qquad$ => $\qquad dF = \dfrac{I_2}{c} dl \cdot B_1$ $\qquad$ =>

$\dfrac{dF}{dl} = \dfrac{2I_1 I_2}{c^2 r}$ — сила, действующая на единицу длины параллельных токов.

В системе СИ: $\dfrac{dF}{dl} = \dfrac{\mu_0}{4\pi} \cdot \dfrac{2I_1 I_2}{r}$.

Параллельные токи притягиваются. Громоотвод из металлической трубки схлопывается в сплошной прут при попадании молнии.