

Магнитные силы, как релятивистский эффект электрических сил.

Рассмотрим два параллельных тока.

Объясним притяжение токов без привлечения магнитного поля.

Положительные ионы двух параллельных проводников неподвижны. Пусть все электроны этих проводников движутся с одной и той же скоростью вдоль проводников.

Для начала заметим, что в исходной системе отсчета в системе отсчета положительных ионов проводники не заряжены, а в системе отсчета электронов проводники заряжены.

И действительно, движущийся предмет сжимается в направлении движения.

Тогда при переходе в систему отсчета электронов расстояния между электронами вдоль проводника увеличиваются, а расстояния между положительными ионами уменьшаются.

При этом концентрация электронов уменьшается, а концентрация положительных ионов возрастает. В системе отсчета электронов проводники оказываются положительно заряженными.

Вы думаете, что положительно заряженные проводники отталкиваются? Не тут-то было!

Чтобы обойтись без рассмотрения магнитного поля нужно рассматривать силу, действующую на каждый заряд в той системе отсчета, где сила Лоренца отсутствует:

$$\vec{V} = 0 \quad \Rightarrow \quad \vec{F} = \frac{q}{c} \cdot [\vec{V}, \vec{B}] = 0.$$

Следовательно, нужно рассматривать силу на каждый заряд там, где скорость заряда равна нулю.

Силу, действующую на положительные ионы нужно рассматривать там, где ионы покоятся, и проводники не заряжены. Там сила равна нулю.

Силу на электроны нужно рассматривать там, где покоятся электроны, и где проводники положительно заряжены. Там сила, действующая на электроны, притягивает проводники друг к другу.

Это и есть притяжение проводников с параллельными токами.

Взаимодействие токов и 3-й закон Ньютона.

Рассмотрим два элемента тока, перпендикулярные друг другу:
 $I_1 d\vec{l}_1 \perp I_2 d\vec{l}_2$.

Покажем, что силы взаимодействия этих элементов тока не удовлетворяют третьему закону Ньютона: $d\vec{F}_{1 \rightarrow 2} \neq -d\vec{F}_{2 \rightarrow 1}$.

$$\left\{ \begin{array}{l} d\vec{F}_{1 \rightarrow 2} = \frac{I_2}{c} \cdot [d\vec{l}_2, d\vec{B}_{1 \rightarrow 2}] \\ d\vec{B} = \frac{I}{c} \cdot \frac{[d\vec{l}, \vec{r}]}{r^3} \end{array} \right. \Rightarrow$$

$$d\vec{F}_{1 \rightarrow 2} = \frac{I_2}{c} \cdot \left[d\vec{l}_2, \frac{I_1}{c} \cdot \frac{[d\vec{l}_1, \vec{r}_{1 \rightarrow 2}]}{r_{1 \rightarrow 2}^3} \right] = \frac{I_1 I_2}{c^2 r_{12}^3} \cdot \left[d\vec{l}_2, [d\vec{l}_1, \vec{r}_{12}] \right] =$$

$$= \frac{I_1 I_2}{c^2 r_{12}^3} \left\{ d\vec{l}_1 (d\vec{l}_2, \vec{r}_{12}) - \vec{r}_{12} (d\vec{l}_2, d\vec{l}_1) \right\}$$

Но мы выбрали $d\vec{l}_2 \perp d\vec{l}_1 \Rightarrow (d\vec{l}_2, d\vec{l}_1) = 0 \Rightarrow$

$$d\vec{F}_{1 \rightarrow 2} = \frac{I_1 I_2}{c^2 r_{12}^3} d\vec{l}_1 (d\vec{l}_2, \vec{r}_{12}) \Rightarrow d\vec{F}_{1 \rightarrow 2} \parallel d\vec{l}_1$$

Аналогично $d\vec{F}_{2 \rightarrow 1} \parallel d\vec{l}_2$. Тогда

$$\begin{cases} d\vec{F}_{1 \rightarrow 2} \parallel d\vec{l}_1 \\ d\vec{F}_{2 \rightarrow 1} \parallel d\vec{l}_2 \\ d\vec{l}_2 \perp d\vec{l}_1 \end{cases} \Rightarrow d\vec{F}_{1 \rightarrow 2} \perp d\vec{F}_{2 \rightarrow 1} \Rightarrow d\vec{F}_{1 \rightarrow 2} \neq -d\vec{F}_{2 \rightarrow 1},$$

что и требовалось доказать.

Если просуммировать силы, действующие на все элементы замкнутого контура с током, то выясняется, что для замкнутых токов $\vec{F}_{1 \rightarrow 2} = -\vec{F}_{2 \rightarrow 1}$, но парадокс не исчерпан, так как для пары точечных зарядов, движущихся с разными скоростями $\vec{F}_{1 \rightarrow 2} \neq -\vec{F}_{2 \rightarrow 1}$.

Дело в том, что когда точечные заряды пролетают друг относительно друга, возникает электромагнитное излучение, которое уносит энергию и импульс. Без учета этого импульса закон сохранения импульса несправедлив.

Закон сохранения импульса тесно связан с третьим законом Ньютона, поэтому для пары точечных зарядов, движущихся с разными скоростями, не справедлив третий закон Ньютона.

Формула для одной из составляющих магнитного поля поверхностного тока.

$$\begin{cases} d\vec{B} = \frac{I}{c} \cdot \frac{[d\vec{l}, \vec{r}]}{r^3} \\ Id\vec{l} \rightarrow \vec{i}dS \end{cases} \Rightarrow d\vec{B} = \frac{1}{c} \cdot \frac{[\vec{i}, \vec{r}]}{r^3} \cdot dS \quad \text{— закон Био — Савара}$$

для поверхностного тока, где $i = \frac{dI}{dl_{\perp}}$ — плотность поверхностного тока.

Заменим $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$, тогда новый вектор \vec{r} — радиус-вектор элемента тока, если начало координат выбрать в точке наблюдения магнитного поля. Тогда

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

Найдем составляющую магнитного поля B_{\perp} такую, что

$$\begin{cases} dB_{\perp} \perp \vec{i} \\ dB_{\perp} \perp \vec{n} \end{cases}, \text{ где } \vec{n} \text{ — нормаль к поверхности, по которой течет ток.}$$

Любой вектор можно разложить на три взаимно ортогональных составляющих:

$$\vec{r} = \vec{r}_i + \vec{r}_n + \vec{r}_{\perp}, \text{ где } \begin{cases} \vec{r}_{\perp} \perp \vec{i} \\ \vec{r}_{\perp} \perp \vec{n} \end{cases}. \text{ Тогда}$$

$$d\vec{B} = \frac{1}{c} \cdot \frac{[\vec{r}, \vec{i}]}{r^3} \cdot dS = \frac{dS}{cr^3} \cdot [\vec{r}_i + \vec{r}_n + \vec{r}_{\perp}, \vec{i}] = \frac{dS}{cr^3} \cdot [\vec{r}_i, \vec{i}] + \frac{dS}{cr^3} \cdot [\vec{r}_n, \vec{i}] + \frac{dS}{cr^3} \cdot [\vec{r}_{\perp}, \vec{i}].$$

В правой части первое слагаемое равно нулю, так как $\vec{r}_i \parallel \vec{i}$. Второе слагаемое перпендикулярно вектору \vec{r}_{\perp} , так как $[\vec{r}_{\perp}, \vec{i}] \perp \vec{r}_{\perp}$. Тогда второе слагаемое перпендикулярно вектору \vec{B}_{\perp} , так как $\vec{r}_{\perp} \parallel \vec{B}_{\perp}$. Следовательно, второе слагаемое не дает вклад в интересующую нас величину \vec{B}_{\perp} . Первое слагаемое, наоборот, целиком входит в величину \vec{B}_{\perp} , так как $[\vec{r}_n, \vec{i}] \parallel \vec{B}_{\perp}$, потому что

$$\begin{cases} dB_{\perp} \perp \vec{i} \\ dB_{\perp} \perp \vec{n} \end{cases}.$$

Тогда вклад в величину \vec{B}_{\perp} целиком определяется вторым слагаемым:

$$d\vec{B}_{\perp} = \frac{dS}{cr^3} \cdot [\vec{r}_n, \vec{i}].$$

С учетом того, что $\vec{r}_n \perp \vec{i}$, получим

$$dB_{\perp} = \frac{dS}{cr^3} \cdot r_n i = \frac{i}{c} \cdot \frac{r_n dS}{r^3} = \frac{i}{c} \cdot \frac{(\vec{r}, d\vec{S})}{r^3} = \frac{i}{c} \cdot \frac{r \cdot dS_{\perp \vec{r}}}{r^3} = \frac{i}{c} \cdot \frac{dS_{\perp \vec{r}}}{r^2} = \frac{i}{c} d\Omega$$

$$dB_{\perp} = \frac{i}{c} d\Omega, \text{ где } d\Omega \text{ — телесный угол, под которым поверхность с током}$$

видна из точки наблюдения поля \vec{B} ; \vec{B}_{\perp} составляющая магнитного поля такая,

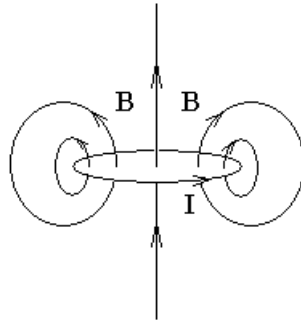
что $\begin{cases} \vec{B}_{\perp} \perp \vec{i} \\ \vec{B}_{\perp} \perp \vec{n} \end{cases}$, где \vec{i} — плотность поверхностного тока, \vec{n} — нормаль к

поверхности с током. Составляющая \vec{B}_{\perp} направлена так, что магнитное поле образует правый винт вокруг тока.

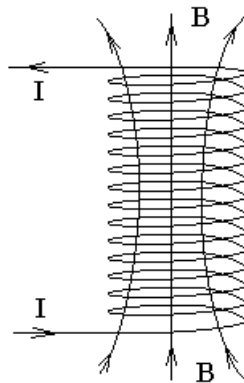
Магнитное поле внутри бесконечного соленоида.

Соленоид — это цилиндрическая катушка с проводящей обмоткой. По проводу соленоида пускают электрический ток. Можно сказать, что ток течет по боковой поверхности цилиндра вокруг оси цилиндра.

Рассмотрим магнитное поле круглого витка с током.



Мысленно сложим поля нескольких витков, расположенных один над другим и получим поле соленоида.



Внутри соленоида магнитное поле в основном направлено вдоль оси соленоида.

Линии магнитного поля проходят внутри соленоида вдоль его оси, а возвращаются снаружи соленоида. Снаружи места много, поэтому плотность линий мала, и поле мало.

Для бесконечного соленоида магнитное поле снаружи соленоида равно нулю.

Для любого элемента токонесущей поверхности соленоида оказывается, что составляющая \vec{B}_\perp такая, что $\begin{cases} \vec{B}_\perp \perp \vec{i} \\ \vec{B}_\perp \perp \vec{n} \end{cases}$, направлена вдоль оси соленоида.

$$dB_\perp = \frac{i}{c} d\Omega \quad \Rightarrow \quad B_\perp = \frac{i}{c} \Omega = B_z, \text{ где ось } z \text{ направлена вдоль оси}$$

соленоида.

Внутри бесконечного соленоида $\Omega = 4\pi$ — полный телесный угол (телесный угол во все стороны), так как куда ни помотришь из точки наблюдения поля, взгляд упирается в поверхность с током.

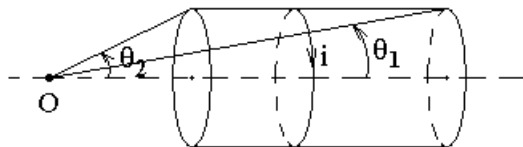
Тогда

$$B = 4\pi \frac{i}{c} = \frac{4\pi}{c} nI \text{ — поле внутри бесконечного соленоида, где } i \text{ —}$$

плотность поверхностного тока соленоида, n — число витков на единицу длины соленоида, I — сила тока в одном витке соленоида.

Магнитное поле на оси соленоида конечной длины.

Найдем магнитное поле в точке O на оси соленоида с поверхностной плотностью тока $i = nI$, где n — число витков на единице длины соленоида, I — сила тока в одном витке.



Здесь θ_1 и θ_2 — угловые радиусы доньшек цилиндра при взгляде из точки O наблюдения магнитного поля.

Ось соленоида является поворотной осью симметрии задачи. Решение должно обладать этой же симметрией. Тогда на оси симметрии может быть только осевая составляющая магнитного поля.

Для любого элемента поверхностного тока составляющая B_{\perp} направлена вдоль оси соленоида. Тогда поле на оси:

$$B = B_{\perp} = \frac{i}{c} \Omega = \frac{\Omega}{c} nI$$

Найдем телесный угол Ω , под которым видна поверхность с током из точки наблюдения магнитного поля.

$$d\Omega = \sin(\theta) \cdot d\theta \cdot d\varphi \quad \Rightarrow$$

$$\Omega = \int d\Omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin(\theta) \cdot d\theta = 2\pi \cdot (\cos(\theta_1) - \cos(\theta_2))$$

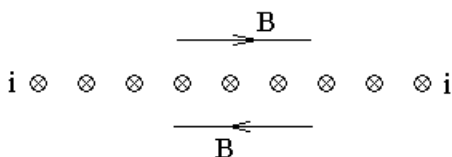
$$\text{Тогда } B = \frac{\Omega}{c} nI = \frac{2\pi}{c} nI \cdot (\cos(\theta_1) - \cos(\theta_2))$$

$B = \frac{2\pi}{c} nI \cdot (\cos(\theta_1) - \cos(\theta_2))$ — поле на оси соленоида, где n — число витков на единицу длины соленоида, I — сила тока в соленоиде, θ_1 и θ_2 — угловые радиусы торцов соленоида при взгляде из точки наблюдения поля.

$$\text{В системе СИ: } \frac{1}{c} \rightarrow \frac{\mu_0}{4\pi}.$$

Магнитное поле над токонесущей плоскостью.

Магнитное поле закручено вокруг токов по правилу правого винта. В таком случае магнитное поле плоскости с током имеет следующий вид:



Это поле перпендикулярно току и перпендикулярно нормали к поверхности с током. Тогда магнитное поле можно найти по формуле

$dB_{\perp} = \frac{i}{c} d\Omega$. Телесный угол, под которым видна бесконечная плоскость с током, равен 2π . Тогда

$$B = \frac{2\pi}{c} i, \text{ где поле } \vec{B} \text{ закручено вокруг тока по правилу правого винта,}$$

поле параллельно токонесущей плоскости и в этой плоскости перпендикулярно току.

Векторный потенциал.

$$d\vec{A} \equiv \frac{I}{c} \cdot \frac{d\vec{l}}{r} \text{ — векторный потенциал элемента тока } Id\vec{l} \text{ на расстоянии } r$$

от элемента тока.

$$\text{В системе СИ: } d\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{d\vec{l}}{r}.$$

$$\text{Выражение } d\vec{A} \equiv \frac{I}{c} \cdot \frac{d\vec{l}}{r} \text{ похоже на выражение } \varphi = \frac{q}{r}, \text{ где } \varphi \text{ — скалярный}$$

потенциал. Поэтому \vec{A} называют векторным потенциалом, хотя к потенциальной энергии он не имеет отношения.

Рассмотрим $rot(d\vec{A})$:

$$rot(d\vec{A}) = \left[\vec{\nabla}, \frac{I}{c} \cdot \frac{d\vec{l}}{r} \right] = \frac{I}{c} \cdot \left[\vec{\nabla}, \frac{1}{r} d\vec{l} \right] = \frac{I}{c} \cdot \left[\vec{\nabla} \frac{1}{r}, d\vec{l} \right].$$

$$\text{Подставим сюда } \vec{\nabla} \frac{1}{r} = -\frac{\vec{r}}{r^3}, \text{ что следует из } \begin{cases} \varphi = \frac{q}{r} \\ \vec{E} = q \frac{\vec{r}}{r^3} \\ \vec{E} = -\vec{\nabla} \varphi \end{cases}, \text{ и получим}$$

$$rot(d\vec{A}) = \frac{I}{c} \cdot \left[\vec{\nabla} \frac{1}{r}, d\vec{l} \right] = \frac{I}{c} \cdot \left[-\frac{\vec{r}}{r^3}, d\vec{l} \right] = \frac{I}{c} \cdot \left[d\vec{l}, \frac{\vec{r}}{r^3} \right] = \frac{I}{c} \cdot \frac{[d\vec{l}, \vec{r}]}{r^3}$$

Сравним этот результат с законом Био-Савара $d\vec{B} = \frac{I}{c} \cdot \frac{[d\vec{l}, \vec{r}]}{r^3}$ и получим:

$$rot(d\vec{A}) = d\vec{B} \quad \Rightarrow$$

$\vec{B} = rot(\vec{A})$ — связь магнитного поля \vec{B} и векторного потенциала \vec{A} .

$$d\vec{A} \equiv \frac{I}{c} \cdot \frac{d\vec{l}}{r} \quad \Rightarrow$$

$$\vec{A}(\vec{r}) = \int_{V'} \frac{1}{c} \cdot \frac{\vec{j}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \cdot dV'$$

Потенциалы переменных электромагнитных полей.

Потенциалы переменных электромагнитных полей φ и \vec{A}

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{B} \equiv \text{rot}(\vec{A}) \\ \vec{E} \equiv -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\nabla} \varphi \end{array} \right. \text{ в калибровке Лоренца } \text{div}(\vec{A}) = -\frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t}$$

зависят от зарядов и токов также как в электростатике $\varphi = \frac{q}{r}$ и

магнитостатике $d\vec{A} = \frac{I d\vec{l}}{c r}$, но зависят от зарядов и токов в предшествующий момент времени. Момент времени предшествует на время распространения сигнала $\frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c}$ от источника в точке \vec{r}' до точки наблюдения \vec{r} :

$$\left\{ \begin{array}{l} \varphi(\vec{r}, t) = \frac{q\left(\vec{r}', t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c}\right)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \\ d\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{I\left(\vec{r}', t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c}\right) \cdot d\vec{l}}{c|\vec{r} - \vec{r}'|} \end{array} \right.$$

Интересно, что $\begin{pmatrix} \varphi \\ A_x \\ A_y \\ A_z \end{pmatrix}$ — 4-х вектор относительно преобразований

Лоренца, так же как $\begin{pmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix}$.

Подробнее этот вопрос рассмотрен в лекции, которая обозначена как лекция 34 из 30 лекций за прошлый год. На самом деле лекция за 2011 год.

Дивергенция векторного потенциала.

$$\text{div}(\vec{A}) = 0$$

Это равенство справедливо только для постоянных токов. Формулу нужно знать на экзамене. Доказательство формулы на экзамене знать не нужно.

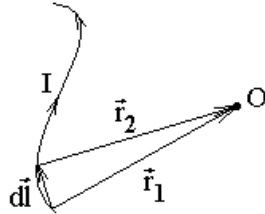
Это равенство можно доказать только для замкнутых токов. Постоянные токи замкнуты.

Сначала рассмотрим дивергенцию векторного потенциала для элемента тока, а не для замкнутого контура с током.

$$\operatorname{div}(d\vec{A}) = \left(\vec{\nabla}, \frac{I}{c} \cdot \frac{d\vec{l}}{r} \right) = \frac{I}{c} \cdot \left(\vec{\nabla}, \frac{1}{r} d\vec{l} \right) = \frac{I}{c} \cdot \left(\vec{\nabla} \frac{1}{r}, d\vec{l} \right)$$

Подставим сюда $\vec{\nabla} \frac{1}{r} = -\frac{\vec{r}}{r^3}$, что следует из
$$\left\{ \begin{array}{l} \varphi = \frac{q}{r} \\ \vec{E} = q \frac{\vec{r}}{r^3}, \text{ и получим} \\ \vec{E} = -\vec{\nabla} \varphi \end{array} \right.$$

$$\operatorname{div}(d\vec{A}) = \frac{I}{c} \cdot \left(-\frac{\vec{r}}{r^3}, d\vec{l} \right) = -\frac{I}{c} \cdot \frac{(\vec{r}, d\vec{l})}{r^3}$$



Из рисунка видно, что

$$\vec{r}_1 = d\vec{l} + \vec{r}_2 \quad \Rightarrow \quad d\vec{l} = -(\vec{r}_2 - \vec{r}_1) = -d\vec{r}$$

Подставим это в выражение для $\operatorname{div}(d\vec{A})$ и получим

$$\operatorname{div}(d\vec{A}) = \frac{I}{c} \cdot \frac{(\vec{r}, d\vec{r})}{r^3}$$

Рассмотрим

$$d(\vec{r}, \vec{r}) = (d\vec{r}, \vec{r}) + (\vec{r}, d\vec{r}) = 2(\vec{r}, d\vec{r}) \quad \Rightarrow \quad (\vec{r}, d\vec{r}) = \frac{1}{2} d(\vec{r}, \vec{r})$$

Подставим это в выражение для $\operatorname{div}(d\vec{A})$ и получим

$$\operatorname{div}(d\vec{A}) = \frac{I}{c} \cdot \frac{\frac{1}{2} d(\vec{r}, \vec{r})}{r^3} = \frac{I}{2c} \cdot \frac{d(r^2)}{r^3} = \frac{I}{2c} \cdot \frac{2rdr}{r^3} = \frac{I}{c} \cdot \frac{dr}{r^2} = -d\left(\frac{I}{cr}\right)$$

Теперь от рассмотрения одного элемента тока перейдем к рассмотрению замкнутого контура с током.

$$\operatorname{div}(\vec{A}) = \oint_l \operatorname{div}(d\vec{A}) = \oint_l \left(-d\left(\frac{I}{cr}\right) \right) = -\oint_l d\left(\frac{I}{cr}\right)$$

Заметим, что для любой функции координат (\cdot) криволинейный интеграл второго рода $\oint_l d(\cdot) = 0$ равен нулю, тогда

$$\operatorname{div}(\vec{A}) = 0$$

Уравнение Пуассона для векторного потенциала.

Из электростатики мы знаем, что для любой функции координат φ , которую можно представить в виде

$$\varphi(\vec{r}) = \int_{V'} \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \cdot dV'$$

оказывается справедливо уравнение

$$\Delta\varphi = -4\pi\rho.$$

Из первого равенства следует второе. Заменяем в этих двух равенствах и во всех выкладках между ними

$$\begin{cases} \varphi \rightarrow \vec{A} \\ \rho \rightarrow \frac{\vec{j}}{c} \end{cases} \text{ и получим что для любой функции координат } \vec{A}, \text{ которую}$$

можно представить в виде

$$\vec{A}(\vec{r}) = \int_{V'} \frac{1}{c} \cdot \frac{\vec{j}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV'$$

оказывается справедливо уравнение

$$\Delta\vec{A} = -\frac{4\pi}{c} \vec{j}.$$

Таким образом, получаем

$$\Delta\vec{A} = -\frac{4\pi}{c} \vec{j} \text{ — уравнение Пуассона для векторного потенциала. Формулу}$$

без доказательства нужно знать на экзамене. В системе СИ: $\Delta\vec{A} = -\mu_0\vec{j}$.

Заметим, что для каждой проекции векторного потенциала получается уравнение аналогичное уравнению электростатики $\Delta\varphi = -4\pi\rho$. Следовательно, найти векторный потенциал можно, решив три задачи электростатики с плотностями зарядов: $\frac{1}{c}j_x$, $\frac{1}{c}j_y$ и $\frac{1}{c}j_z$. Хотя обычно так никто не поступает.