Магнитное поле в вакууме

Лекция 5

Главы 6.1-6.12

Список литературы

- Савельев И.В. Курс общей физики. В 5-и тт. Том 2. Электричество и магнетизм. ISBN - 978-5-8114-1208-2. Издательство «Лань». 2021 г.
- Савельев И.В. Курс общей физики. В 5-и тт. Том 4. Волны. Оптика. ISBN - 978-5-8114-1210-5. Издательство «Лань». 2021 г.
- Трофимова Т. И. Руководство к решению задач по физике : учебное пособие для прикладного бакалавриата: Учебное пособие/Трофимова Т. И..-М:Издательство Юрайт,2019, ISBN 978-5-9916-3429-8.-265. https://elis.psu.ru/node/557918

Основные темы

- Взаимодействие токов
- Магнитное поле
- Закон Био-Савара-Лапласа
- Поле движущегося заряда
- Сила Лоренца
- Закон Ампера
- Контур с током в магнитном поле
- Магнитное поле контура с током
- Поле соленоида и тороида

Взаимодействие токов

- Опыт показывает, что электрические токи взаимодействуют между собой
- Два тонких проводника притягиваются друг к другу, если ток в них течет в одном направлении и отталкиваются если токи противоположны
- Сила взаимодействия, приходящаяся на единицу длины каждого из параллельных проводников, прямо пропорциональна токам в них $\boldsymbol{I_1}$ и $\boldsymbol{I_2}$ и обратно пропорциональна расстоянию между ними $\boldsymbol{b}$

$$F_{ед} = k\frac{2I_1 I_2}{b} \qquad (6.1)$$

Взаимодействие токов

- Коэффициент пропорциональности взят в виде $2k$.
- Закон взаимодействия токов был установлен Ампером в 1820 г.
- **Единица силы** тока в СИ – **ампер** – определяется как **сила** неизменяющегося **тока**, который, проходя по двум параллельным прямолинейным проводникам бесконечной длины и ничтожно малого кругового сечения, расположенным **на расстоянии 1 м** один от другого в вакууме, вызвал бы между этими проводниками **силу, равную $2*10^{-7}$ Н** на каждый **метр длины**.
- Единицу заряда кулон определяют как заряд, проходящий за 1 с через поперечное сечение проводника, по которому течет

Взаимодействие токов

- В рационализированной форме выражение (6.1) записывается

$$F_{ед} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2I_1 I_2}{b} \qquad (6.2)$$

где $\boldsymbol{\mu_0}$ – так называемая магнитная постоянная. Значение $\boldsymbol{\mu_0}$

$$2\cdot 10^{-7} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2\cdot 1\cdot 1}{1}$$

$$\text{следовательно } \mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7} = 1{,}26\cdot 10^{-6}\ \text{Гн / м} \qquad (6.3)$$

где Гн/м – Генри на метр

Взаимодействие токов

- Коэффициент $\boldsymbol{k}$ в формуле (6.1) можно сделать равным 1 за счет выбора единицы силы тока.
- Абсолютная электромагнитная единица силы тока (СГСМ-ед. силы тока) определяется как сила такого тока, который, протекая по тонкому прямолинейному бесконечно длинному проводу, действует на равный ему прямой ток, отстоящий на 1 см, с силой 2 дин на каждый сантиметр длины.
- В СГСЭ-системе $\boldsymbol{k}$ оказывается отличной от единицы размерной величиной.

Взаимодействие токов

- Согласно (6.1) размерность k определяется как

$$\left[k\right] = \frac{\left[F_{ед} b\right]}{\left[I\right]^2} = \frac{\left[F\right]}{\left[I\right]^2} \qquad (6.4)$$

$$\left[F\right] = \frac{\left[q\right]^2}{L^2}; \text{ тогда } \left[I\right] = \frac{\left[q\right]}{T}; \qquad \left[k\right] = \frac{T^2}{L^2}$$

- Следовательно, в системе СГСЭ k можно представить как

$$k = \frac{1}{c^2} \qquad (6.5)$$

- где c – имеющая размерность скорости величина, называемая электродинамической постоянной.

Взаимодействие токов

- Вспомним, что 1 Кл=3*10^9 СГСЭ-ед. заряда 1 дин=10^{-5} Н, получим

$$2\cdot 10^{-7}\,\frac{Н}{м}=2\cdot 10^{-7}\,\frac{10^5\,дин}{100см}=2\cdot 10^{-4}\,\frac{дин}{см}$$

подставим значения в (6.1) и получим

$$2\cdot 10^{-4}=\frac{1}{c^2}\frac{2\cdot 3\cdot 10^9\cdot 3\cdot 10^9}{100};\;\; c^2=9\cdot 10^{12};\;\; c=3\cdot 10^{10}\,\frac{см}{с}=3\cdot 10^8\,\frac{м}{с}$$

- Значение электродинамической постоянной совпадает со значением скорости света в вакууме.
- Из теории Максвелла вытекает существование электромагнитных волн, скорость которых равна c
- Это дало возможность Максвеллу предположить, что свет это электромагнитная волна.

Взаимодействие токов

- Между электрической постоянной ε_0 и магнитной постоянной μ_0 имеется связь
- Найдем размерность и числовое значение произведения $\varepsilon_0 \mu_0$

$$\left[\varepsilon_0\right] = \frac{\left[q\right]^2}{L^2\left[F\right]} \qquad (6.6)$$

- Размерность ε_0 равна

$$\left[\mu_0\right] = \frac{\left[F_{ед} b\right]}{\left[I\right]^2} = \frac{\left[F\right]T^2}{\left[q\right]^2} \qquad (6.7)$$

- А согласно (6.2) размерность μ_0

$$\left[\varepsilon_0 \mu_0\right] = \frac{T^2}{L^2} = \frac{1}{\left[v\right]^2} \qquad (6.8)$$

- Перемножив (6.6) на (6.7) получим

Взаимодействие токов

- Величина произведения $\boldsymbol{\varepsilon_0 \mu_0}$ равна

$$\varepsilon_0\mu_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9\cdot 10^9}\cdot 4\pi \cdot 10^{-7} = \frac{1}{\left(3\cdot 10^8\right)^2}\frac{c^2}{м^2} \qquad (6.9)$$

- То есть

$$\varepsilon_0\mu_0 = \frac{1}{c^2} \qquad (6.10)$$

Магнитное поле

- Взаимодействие токов осуществляется через поле, называемое магнитным
- Эрстед в 1820 году обнаружил, что при протекании тока рядом с магнитной стрелкой она отклоняется перпендикулярно проводнику.
- Изменение направления тока поворачивает стрелку в противоположном направлении.
- Таким образом было доказано, что магнитное поле имеет направленный характер и должно характеризоваться векторной величиной

Магнитное поле

- Величину магнитного поля принято обозначать буквой $\mathbf{B}$.
- Величину $\mathbf{B}$ логично называть напряженностью магнитного поля.
- В отличие от электрического, магнитное поле не оказывает действия на покоящийся заряд.
- Сила возникает лишь тогда, когда заряд движется.
- То есть магнитное поле порождается движущимися зарядами.
- Движущиеся заряды изменяют свойства окружающего пространства, создают в нем магнитное поле.
- Это поле проявляется в том, что на движущиеся в нем

Магнитное поле

- Опыт показывает, что для магнитного поля справедлив принцип суперпозиции: поле $\mathbf{B}$, порожденное несколькими движущимися зарядами (токами), равно векторной сумме полей $\mathbf{B}_i$, порождаемых каждым зарядом (током) в отдельности

$$\mathbf{B} = \sum \mathbf{B}_i \qquad (6.11)$$

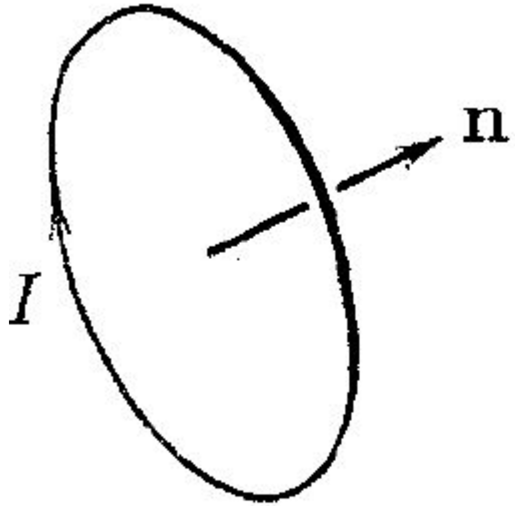


Рис. 1

- Применим для исследования магнитного поля пробный ток, циркулирующий в плоском контуре очень малых размеров
- Ориентацию контура в пространстве будем характеризовать направлением нормали к контуру, связанным с направлением тока правилом правого винта.

Магнитное поле

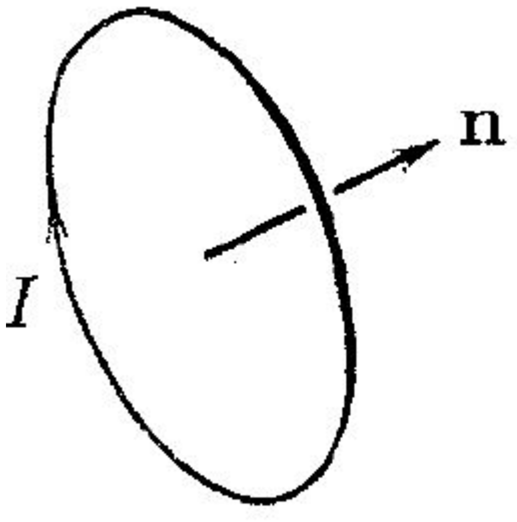


Рис. 1

- Такую нормаль будем называть положительной.
- Поместив пробный контур в магнитное поле, мы обнаружим, что поле устанавливает контур положительной нормалью в определенном направлении.
- Примем это направление за направление поля в данной точке.
- Если контур повернуть так, чтобы направления нормали и поля не совпадали, возникнет вращающий момент, стремящийся вернуть контур в равновесное состояние.

Магнитное поле

- Модуль момента зависит от угла α между нормалью и направлением поля, достигая наибольшего значения M_{max} при $\alpha=\pi/2$ (при $\alpha=0$ момент равен нулю).
- Внося в одну и ту же точку разные пробные контуры, мы обнаружим, что при фиксированном α вращающий момент пропорционален силе тока I в контуре и площади S контура и совершенно не зависит от формы контура.
- То есть действие магнитного поля на контур равно

$$p_m = IS \qquad (6.12)$$

- Эта ***величина называется дипольным магнитным моментом контура***

Магнитное поле

- Поскольку контур характеризуется положением в пространстве, магнитный момент следует рассматривать как вектор, направление которого совпадает с направлением положительной нормали **n**, (**n** – единичный вектор)

$$p_m = IS\mathbf{n} \qquad (6.13)$$

- Единицей магнитного поля является ампер-квадратный метр (А · м^2)
- На разные контуры, с разными значениями $\boldsymbol{p_m}$, действуют в данной точке разные по модули вращающие моменты $\boldsymbol{M}$, но отношение $\boldsymbol{M/p_m}$ при фиксированном $\boldsymbol{\alpha}$ одно и то же.

Магнитное поле

- Поэтому в качестве модуля магнитной индукции можно принять величину

$$B = \frac{M_{\max}}{p_m} \qquad (6.14)$$

- $\boldsymbol{M_{max}}$ – наибольшее значение вращающего момента при $\boldsymbol{\alpha=\pi/2}$
- ***Магнитная индукция есть векторная величина, модуль которой определяется выражением (6.14), а направление задается равновесным положением положительной нормали к контуру с током.***
- Единица измерения величины $\mathbf{B}$, называемая ***тесла, равна магнитной индукции однородного поля, в котором на плоский контур с током, имеющий магнитный момент 1А·м², действует максимальный вращающий момент, равный 1Н·м.***

Закон Био-Савара-Лапласа

- Био и Савар в 1820 г. провели исследование магнитных полей, создаваемых токами, текущими по тонким проводам различной формы.
- Лаплас проанализировал их экспериментальные данные и установил зависимость, которая получила название **закона Био-Савара-Лапласа**.
- «***Магнитное поле любого тока может быть вычислено как векторная сумма (суперпозиция) полей, создаваемых отдельными участками тока***».

Закон Био-Савара-Лапласа

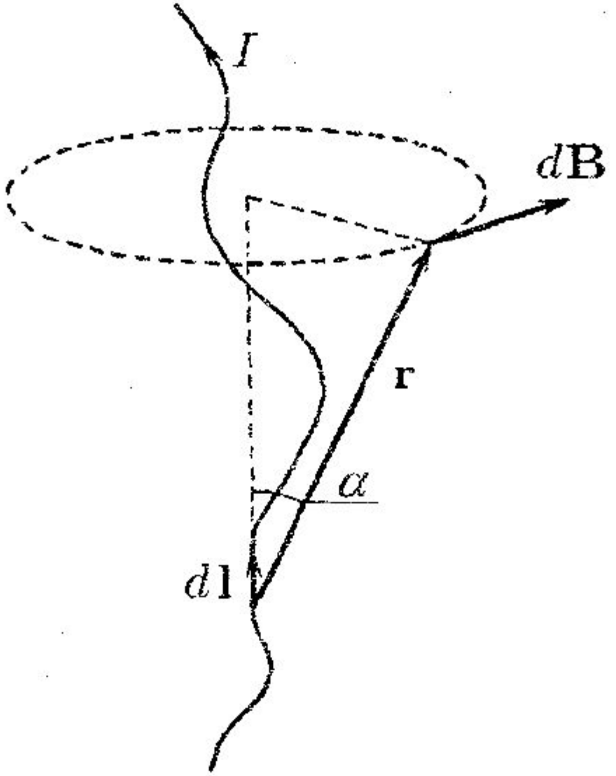


Рис. 2

- Для магнитной индукции поля, создаваемого элементом тока длины $d\mathbf{l}$, Лаплас получил формулу

$$d\mathbf{B} = k' \frac{I[d\mathbf{l}, \mathbf{r}]}{r^3} \qquad (6.15)$$

- Здесь k' – коэффициент пропорциональности, $d\mathbf{l}$ – вектор, совпадающий с элементарным участком тока и направленный в ту сторону, в которую течет ток, $\mathbf{r}$ – вектор, проведенный от элемента тока в ту точку, в которой определяется $d\mathbf{B}$, и r – модуль этого вектора.

Закон Био-Савара-Лапласа

- Коэффициент пропорциональности ***k'*** в формуле (6.15) в СИ равен $\mu_0/4\pi$, μ_0 – магнитная пост постоянная. Тогда в СИ (6.15) будет

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I\left[d\mathbf{l}, \mathbf{r}\right]}{r^3} \qquad (6.16)$$

- В системах СГСЭ и СГСМ единица магнитной индукции ***B*** выбирается так, чтобы коэффициент ***k'*** в формуле (6.15) был равен единице.
- Следовательно, между единицами ***B*** в этих системах имеется то же соотношение, что и между единицами заряда:

$$1\ \text{СГСМ-ед.}\ B = 3\cdot 10^{10}\ \text{СГСЭ-ед.}\ B \qquad (6.17)$$

Закон Био-Савара-Лапласа

- СГСМ-единица магнитной индукции имеет специальное название – **гаусс** (Гс).
- К.Ф.Гаусс предложил систему единиц, в которой все электрические величины измеряются в единицах СГСЭ-системы, а магнитные величины – в единицах СГСМ-системы.
- Эта система единиц получила название **гауссовой** системы единиц.
- В этой системе во все формулы, содержащие наряду с магнитными величинами силу тока или заряд, входит по одному множителю $1/c$ на каждую стоящую в формуле I или q.
- Этот множитель превращает значение, соответствующей величины (I или q), выраженное в единицах СГСЭ, в

Закон Био-Савара-Лапласа

- Формула (6.15) в гауссовой системе имеет вид

$$d\mathbf{B} = \frac{1}{c}\frac{I\left[d\mathbf{l}, \mathbf{r}\right]}{r^3} \qquad (6.18)$$

- Модуль выражения (6.16) определяется формулой

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Idl\sin\alpha}{r^2} \qquad (6.19)$$

- Где α - угол между векторами $d\mathbf{l}$ и $\mathbf{r}$.

Закон Био-Савара-Лапласа

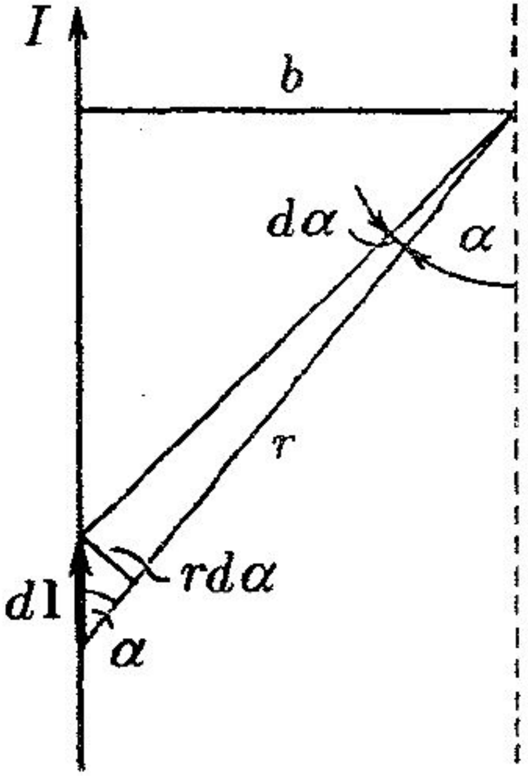


Рис. 3

- Применим формулу (6.19) для вычисления поля, создаваемого током, текущим по тонкому прямому проводу бесконечной длины.
- Все векторы **dB** в данной точке имеют одинаковое направление, поэтому сложение векторов **dB** можно заменить на сложение их модулей.
- Точка, для которой мы вычисляем магнитную индукцию находится на расстоянии ***b*** от провода.
- Из рисунка видно, что

$$r = \frac{b}{\sin\alpha}, \quad dl = \frac{r\,d\alpha}{\sin\alpha} = \frac{b\,d\alpha}{\sin^2\alpha}$$

Закон Био-Савара-Лапласа

- Подставим эти выражения в формулу (6.19)

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Ibd\alpha\sin\alpha\sin^2\alpha}{b^2\sin^2\alpha} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I}{b}\sin\alpha\cdot d\alpha$$

- Угол $\boldsymbol{\alpha}$ для всех элементов бесконечного прямого тока изменяется в пределах от 0 до π, следовательно

$$B = \int dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I}{b}\int_0^{\pi}\sin\alpha\cdot d\alpha = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2I}{b}$$

- Таким образом, магнитная индукция прямого тока определяется формулой

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2I}{b} \qquad (6.20)$$

Закон Био-Савара-Лапласа

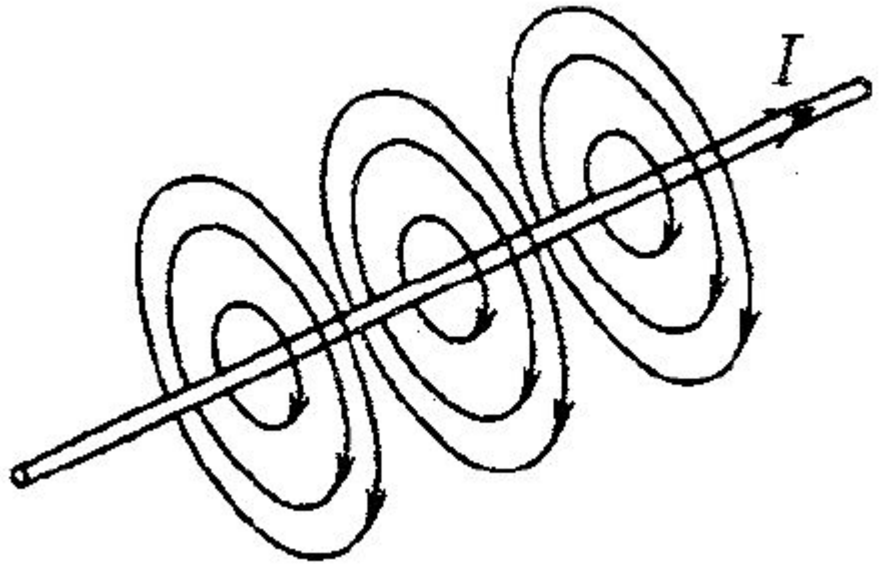


Рис.
4

- Линии магнитной индукции поля прямого тока представляют собой систему охватывающих провод концентрических окружностей.

Поле движущегося заряда

- Из формулы (6.16) можно получить выражение для магнитной индукции поля, создаваемого точечным зарядом q, движущимся со скоростью $\mathbf{v}$.
- Допустим, что ток создается носителями заряда e', скорость упорядоченного движения которых равна $\mathbf{v}$. Тогда

$$I = jS = ne'vS \qquad (6.21)$$

- где S – площадь поперечного сечения проводника, n – число носителей тока в единице объема. Подставим выражение (6.21) в формулу (6.16) и получим

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{ne'vS\left[d\mathbf{l},\mathbf{r}\right]}{r^3} \qquad (6.22)$$

Поле движущегося заряда

- Учтя, что векторы e’**v** и $d\mathbf{l}$ совпадают по направлению, заменим $e'vd\mathbf{l}$ на $e'\mathbf{v}dl$. Тогда формула (6.22) примет вид

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu 0}{4\pi} \frac{ne'Sdl\left[\mathbf{vr}\right]}{r^3} \qquad (6.23)$$

- Произведение Sdl дает объем отрезка провода длины dl, поэтому $nSdl$ равно числу носителей тока, содержащихся в этом объеме и создающих поле $d\mathbf{B}$.
- Разделив выражение (6.23) на $nSdl$, мы найдем магнитную индукцию $\mathbf{B}$ поля, создаваемого зарядом e', движущимся со скоростью $\mathbf{v}$. Заменив e' на q, получим

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q\left[\mathbf{vr}\right]}{r^3} \qquad (6.24)$$

Поле движущегося заряда

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{q[\mathbf{vr}]}{r^3} \qquad (6.24)$$

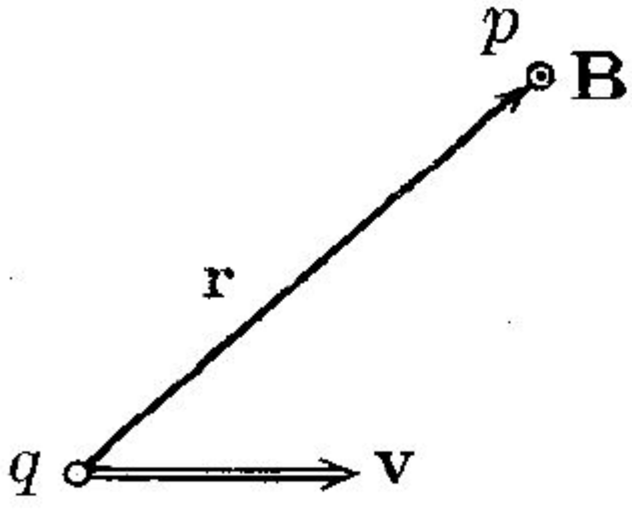
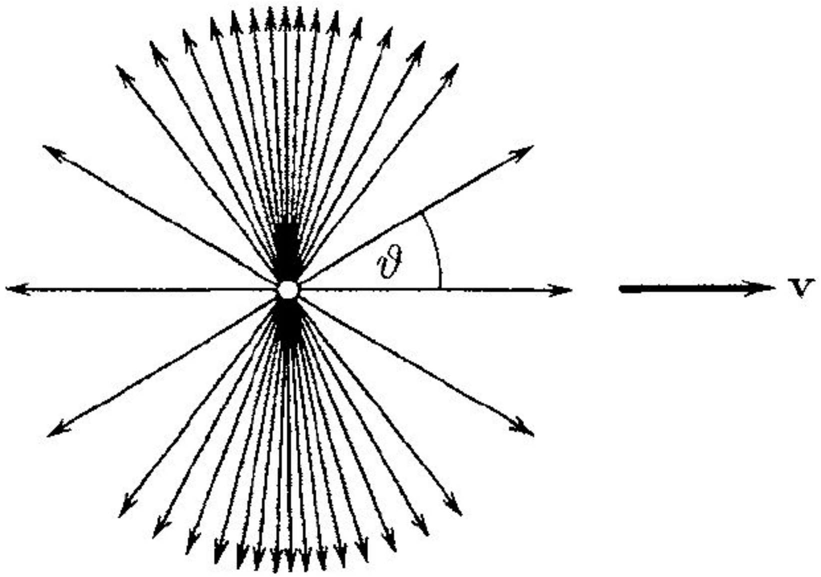


Рис. 5

- Здесь $\mathbf{r}$ – вектор, проведенный от заряда в точку $\boldsymbol{P}$ поля, r – его модуль.
- Пространство изотропно, поэтому если заряд неподвижен, то создаваемое им поле сферически-симметрично.
- Если заряд движется со скоростью $\mathbf{v}$, то в пространстве появляется выделенное направление (направление вектора $\mathbf{v}$).
- Поэтому магнитное поле движущегося заряда обладает осевой симметрией.

Поле движущегося заряда



$v/c = 0,8$

Рис. 6

- Появление выделенного направления при движении заряда приводит к тому, что и электрическое поле движущегося заряда утрачивает сферическую симметрию и становится осесимметричным.
- Вектор $\mathbf{E}$ в точке P направлен вдоль радиуса $\mathbf{r}$, проведенного из точки, в которой находится заряд в данный момент, в точку P.
- Модуль напряженности поля определяется

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}\frac{1-v^2/c^2}{\left[1-\left(v^2/c^2\right)\sin^2\vartheta\right]^{3/2}} \qquad (6.25)$$

где ϑ - угол между направлением скорости $\mathbf{v}$ и радиусом-вектором $\mathbf{r}$.

Поле движущегося заряда

- При $\boldsymbol{v} \ll \boldsymbol{c}$ электрическое поле свободно движущегося заряда в каждый момент времени практически не отличается от электростатического
- Однако это электростатическое поле перемещается вместе с зарядом, вследствие чего поле в каждой точке пространства изменяется со временем.
- При $\mathbf{v}$, сравнимых с $\boldsymbol{c}$, поле в направлениях, перпендикулярных к $\mathbf{v}$, оказывается заметно сильнее, чем в направлении движения на таком же расстоянии от заряда.
- Поле сплющивается в направлении движения, сосредотачиваясь вблизи проходящей через заряд плоскости, перпендикулярной $\mathbf{v}$.

Сила Лоренца

- На заряд, движущийся в магнитном поле, действует сила, которую мы будем называть магнитной.
- Опытным путем установлено, что сила $\mathbf{F}$, действующая на заряд, движущийся в магнитном поле, определяется формулой

$$\mathbf{F} = kq\left[\mathbf{vB}\right] \qquad (6.26)$$

- Где k – коэффициент пропорциональности, зависящий от выбора единиц измерения.
- Единица магнитной индукции $\mathbf{B}$ – тесла (Тл) – определяется так, чтобы коэффициент k был равен единице. Следовательно в СИ это выглядит так

$$\mathbf{F} = q\left[\mathbf{vB}\right] \qquad (6.27)$$

Сила Лоренца

- Модуль магнитной силы равен

$$F = qvB\sin\alpha \qquad (6.28)$$

- где **α** - угол между векторами **v** и **B**.
- Из выражения (6.28) следует, что заряд, движущийся вдоль магнитного поля, не испытывает действия магнитной силы.
- Магнитная сила направлена перпендикулярна к плоскости, в которой лежат векторы **v** и **B**.

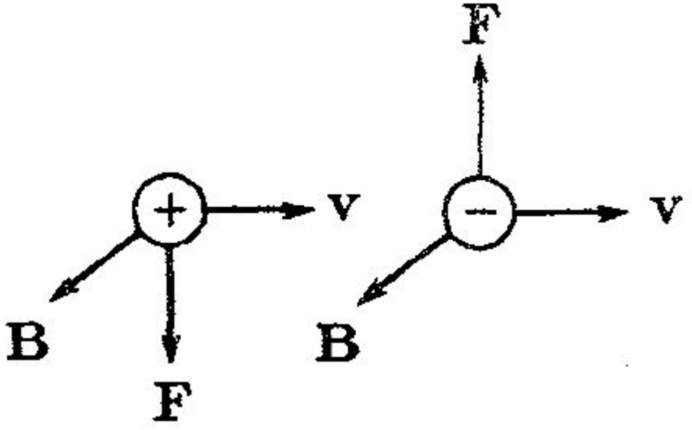


Рис. 7

- Если заряд положительный, то направление силы совпадает с направлением вектора [**vB**]
- Если заряд отрицательный – направления противоположны

Сила Лоренца

- Поскольку магнитная сила всегда перпендикулярна к скорости заряженной частицы, она не совершает работы над частицей.
- Следовательно, действуя на заряженную частицу постоянным магнитным полем, изменить ее энергию нельзя.
- Если имеются одновременно электрическое и магнитное поля, сила действующая на заряженную частицу будет равна

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E} + q\left[\mathbf{vB}\right] \qquad (6.29)$$

- Это выражение было получено путем обобщения экспериментальных данных и носит название ***силы Лоренца*** или ***лоренцовой силой***.

Сила Лоренца

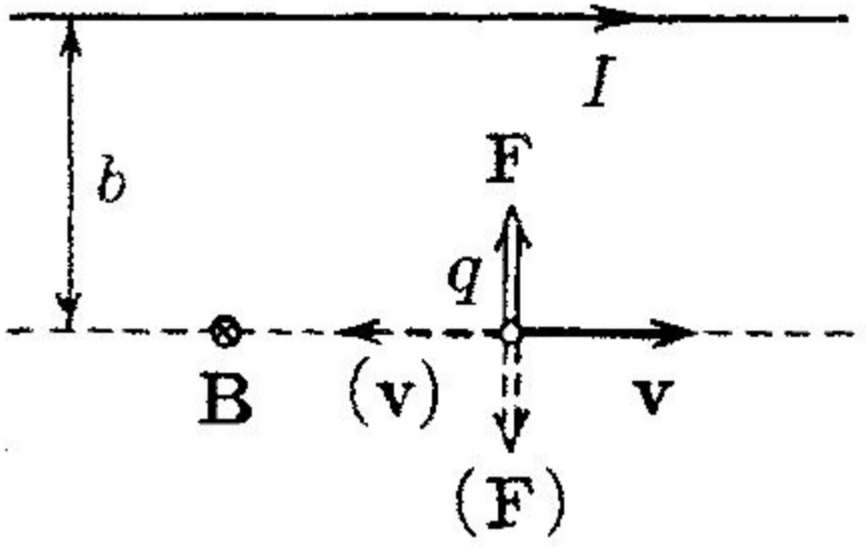


Рис. 8

- Пусть заряд q движется со скоростью $\mathbf{v}$ параллельно прямому бесконечному проводу, по которому течет ток силы I.
- В этом случае на заряд действует сила

$$F = qvB = qv\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2I}{b} \qquad (6.30)$$

- где b – расстояние от заряда до провода
- В случае положительного заряда сила направлена к проводу, если направление движения тока и заряда одинаковы, и от провода если направления тока и движения заряда противоположны

Сила Лоренца

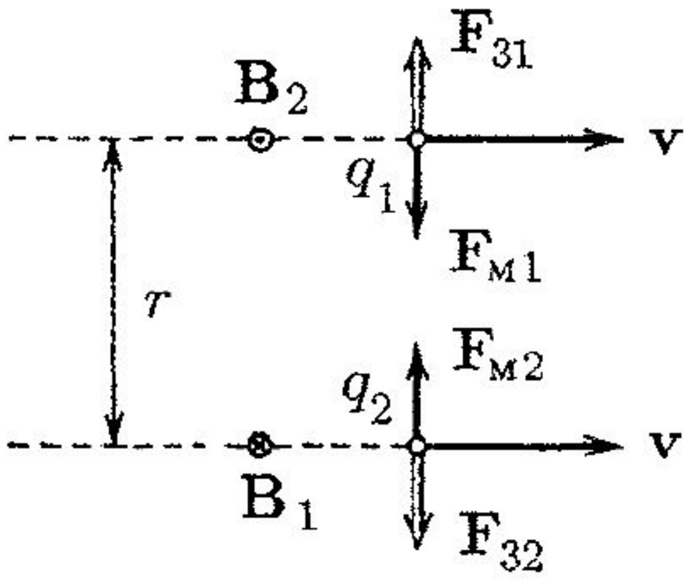


Рис. 9

- Рассмотрим два одноименных точечных заряда q_1 и q_2, движущихся вдоль параллельных прямых с одинаковой скоростью $\mathbf{v}$, много меньшей c.
- При $v \ll c$ электрическое поле практически не отличается от поля неподвижных зарядов, поэтому модуль силы $F_э$, действующей на заряды, можно считать равным

$$F_{э1} = F_{э2} = F_э = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1 q_2}{r^2} \qquad (6.31)$$

Сила Лоренца

- Для магнитной силы с учетом (6.24) и (6.27) получается выражение

$$F_{m1} = F_{m2} = F_m = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{q_1 q_2 v^2}{r^2} \qquad (6.32)$$

- Найдем отношение магнитной силы к электрической

$$\frac{F_m}{F_э} = \varepsilon_0 \mu_0 v^2 = \frac{v^2}{c^2} \qquad (6.33)$$

- Магнитная сила слабее кулоновской на множитель, равный квадрату отношения скорости заряда к скорости света.
- ***Магнетизм исчез бы если скорость света была бесконечно большой***

Закон Ампера

- Если провод, по которому течет ток, помещен в магнитное поле, на каждый из носителей тока действует сила

$$\mathbf{F} = e\left[\left(\mathbf{v} + \mathbf{u}\right), \mathbf{B}\right] \tag{6.34}$$

- Здесь $\mathbf{v}$ – скорость хаотичного движения, $\mathbf{u}$ – скорость упорядоченного движения. От носителя тока действие этой силы передается проводнику, по которому он перемещается.
- В результате на провод с током в магнитном поле действует сила.
- Найдем силу $d\mathbf{F}$, действующую на элемент провода длины dl.
- Усредним выражение (6.34) по носителям тока, содержащимся в элементе dl

$$\langle \mathbf{F} \rangle = e\left[\left(\langle \mathbf{v} \rangle + \langle \mathbf{u} \rangle\right), \mathbf{B}\right] = e\left[\langle \mathbf{u} \rangle, \mathbf{B}\right] \tag{6.35}$$

$\mathbf{B}$ – магнитная индукция в том месте, где помещается элемент dl

Закон Ампера

- В элементе провода содержится число носителей, равное $nSdl$ (n – число носителей в единице объема, S – площадь поперечного сечения провода в данном месте

$$d\mathbf{F} = \langle \mathbf{F} \rangle nSdl = \left[\left(ne \langle \mathbf{u} \rangle \right), \mathbf{B} \right] Sdl$$

- Приняв во внимание, что $ne\langle \mathbf{u} \rangle$ есть плотность тока $\mathbf{j}$, а Sdl дает объем элемента провода dV, можно записать

$$d\mathbf{F} = \left[\mathbf{jB} \right] dV \qquad (6.36)$$

- Отсюда можно получить выражение для плотности силы, то есть для силы, действующей на единицу объема проводника

$$\mathbf{F}_{\text{ед.об}} = \left[\mathbf{jB} \right] \qquad (6.37)$$

Закон Ампера

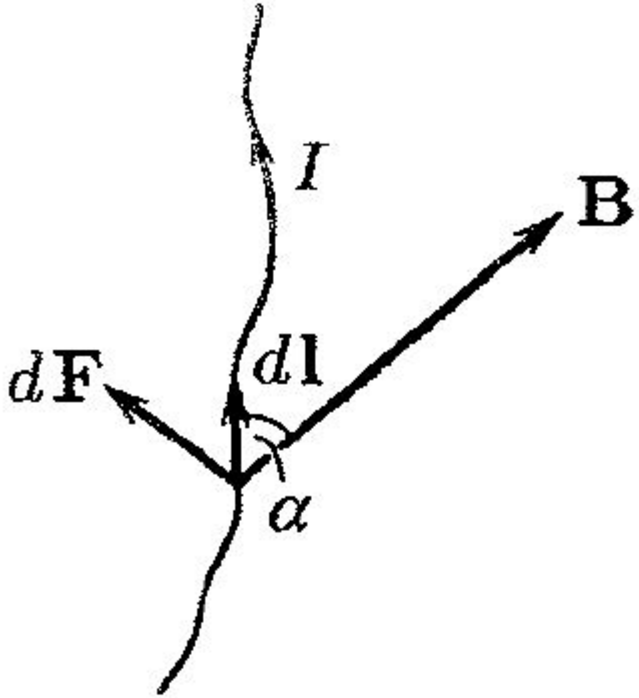


Рис.10

- Заменим dV на Sdl и $\mathbf{j}Sdl$ на $jSd\mathbf{l}=Id\mathbf{l}$ и получим формулу

$$d\mathbf{F} = I\left[d\mathbf{l}, \mathbf{B}\right] \qquad (6.38)$$

- Эта формула определяет силу, действующую на элемент тока $d\mathbf{l}$ в магнитном поле. Это соотношение (6.38) было установлено экспериментально Ампером и носит название закона Ампера.
- Модуль силы (6.38) вычисляется по формуле

$$dF = IBdl\sin\alpha \qquad (6.39)$$

где α - угол между векторами $d\mathbf{l}$ и $\mathbf{B}$.

Закон Ампера

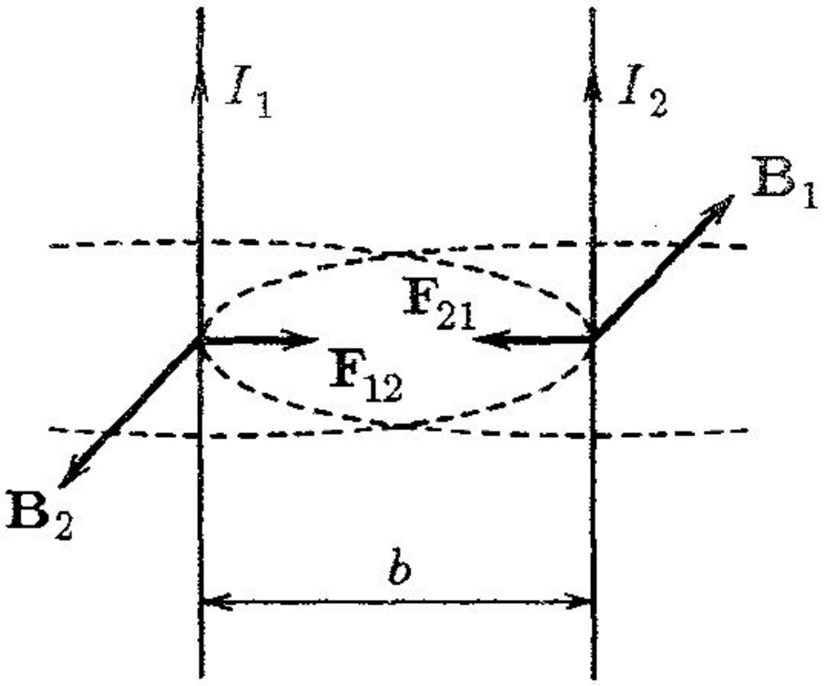


Рис.1
1

- Применим закон Ампера для вычисления силы взаимодействия двух находящихся в вакууме параллельных бесконечно длинных прямых токов.
- Если расстояние между токами равно b, то каждый элемент тока I_2 будет находиться в магнитном поле, индукция которого равна

$$B_1 = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2I_1}{b}$$

Закон Ампера

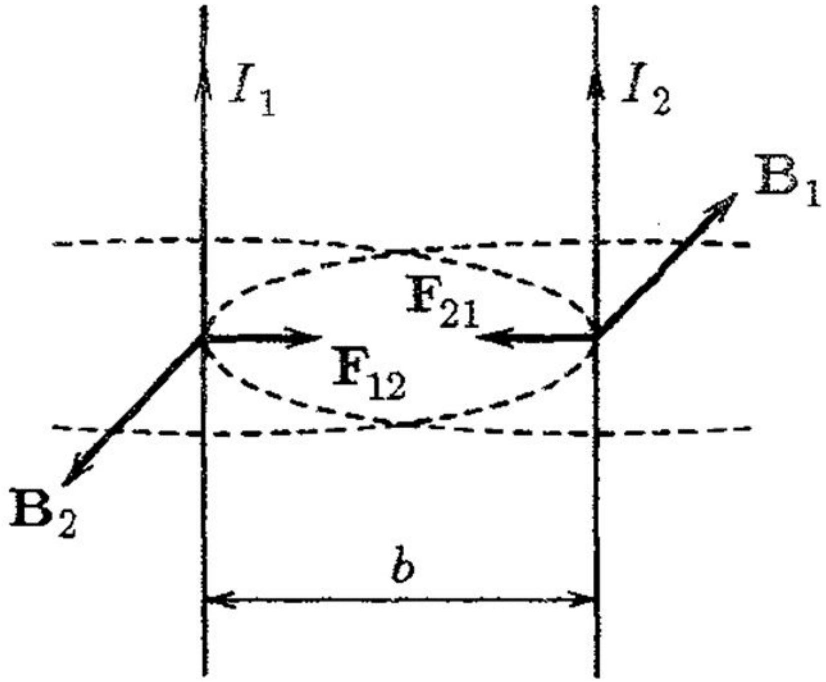


Рис.1
1

- Угол α между элементами тока I_2 и вектором B_1 прямой.
- Следовательно, согласно (6.39) на единицу длины тока I_2 действует сила

$$F_{21ед} = I_2 B_1 = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2I_1I_2}{b} \qquad (6.40)$$

- Для силы $F_{12ед}$ аналогичное выражение.
- Выражение (6.40) совпадает с формулой (6.2)
- Легко убедиться, что при одинаковом направлении токов, они притягиваются и наоборот.

Контур с током в магнитном поле

- Выясним, как ведет себя контур с током в магнитном поле.
- Предположим, что магнитное поле однородно (**B=const**).
- Согласно (6.38) на элемент контура ***d*l** действует сила

$$d\mathbf{F} = I\left[d\mathbf{l}, \mathbf{B}\right]$$

- Результирующая таких сил равна

$$\mathbf{F} = \oint I\left[d\mathbf{l}, \mathbf{B}\right] \qquad (6.41)$$

- Вынесем за знак интеграла постоянные величины **I** и **B** и получим

$$\mathbf{F} = I\left[\left(\oint d\mathbf{l}\right), \mathbf{B}\right]$$

Контур с током в магнитном поле

- Интеграл $\oint d\mathbf{l}$ равен нулю, поэтому и сила $\mathbf{F}=0$
- То есть, ***результирующая сила, действующая на контур с током в однородном магнитном поле, равна нулю.***
- Это справедливо для контуров любой формы при произвольном положении контура относительно направления поля.
- Существенное значение имеет только однородность магнитного поля.

Контур с током в магнитном поле

- Вычислим результирующий вращающий момент, созданный силами (6.38), приложенными к контуру.
- Поскольку в однородном поле сумма этих сил равна нулю, результирующий момент любой точки будет один и тот же.
- Действительно, результирующий момент относительно точки O определяется выражением

$$\mathbf{N} = \int \left[\mathbf{r}, d\mathbf{F}\right]$$

- Где $\mathbf{r}$ – радиус-вектор, проведенный из точки O в точку приложения силы $d\mathbf{F}$.

Контур с током в магнитном поле

- Возьмем точку *O'*, смещенную относительно *O* на отрезок **b**. Тогда **r=b+r'** или **r'=r-b**
- Поэтому результирующий момент относительно точки *O'* равен

$$\mathbf{N'} = \int\left[\mathbf{r'}, d\mathbf{F}\right] = \int\left[\left(\mathbf{r}-\mathbf{b}\right), d\mathbf{F}\right] = \int\left[\mathbf{r}, d\mathbf{F}\right] - \int\left[\mathbf{b}, d\mathbf{F}\right] \Rightarrow$$

$$\mathbf{N'} = \mathbf{N} - \left[\mathbf{b}, \int d\mathbf{F}\right] = \mathbf{N}$$

- Так как $\int d\mathbf{F}$ равно 0.
- Моменты, вычисленные относительно двух произвольно взятых точек *O* и *O'* оказались совпадающими.
- То есть, момент не зависит от выбора точки, относительно которой он берется.

Контур с током в магнитном поле

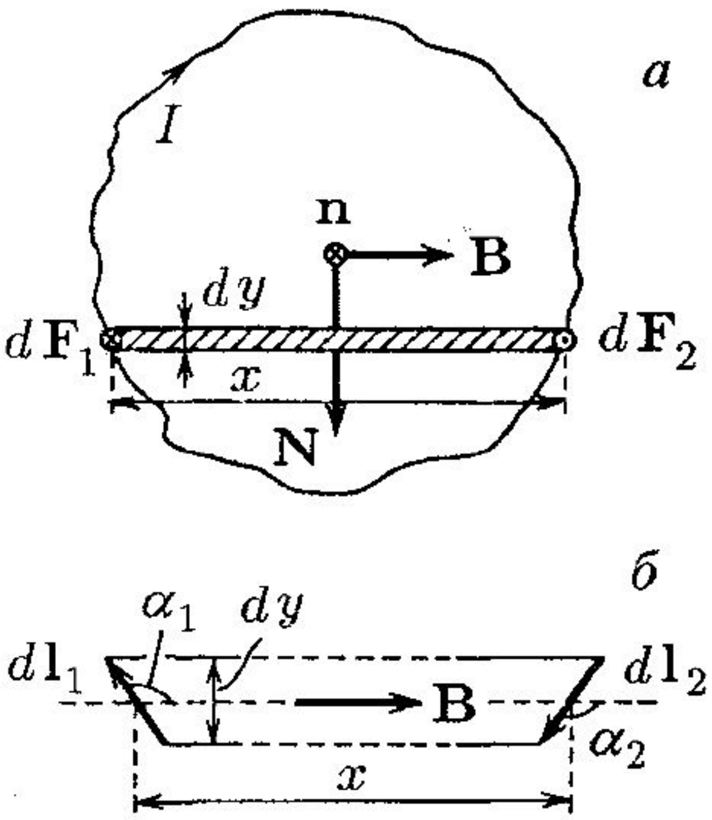


Рис.12

- Рассмотрим произвольный плоский контур с током, находящийся в магнитном поле $\mathbf{B}$.
- Пусть контур ориентирован так, что положительная нормаль к контуру $\mathbf{n}$ перпендикулярна вектору $\mathbf{B}$.
- Разобьем площадь контура на узкие параллельные направлению вектора $\mathbf{B}$ полоски ширины dy.
- На крайний слева элемент контура $d\mathbf{l}_1$ действует сила $d\mathbf{F}_1$, направленная от нас. Модуль этой силы равен

$$dF_1 = IBdl_1 \sin\alpha_1 = IBdy$$

Контур с током в магнитном поле

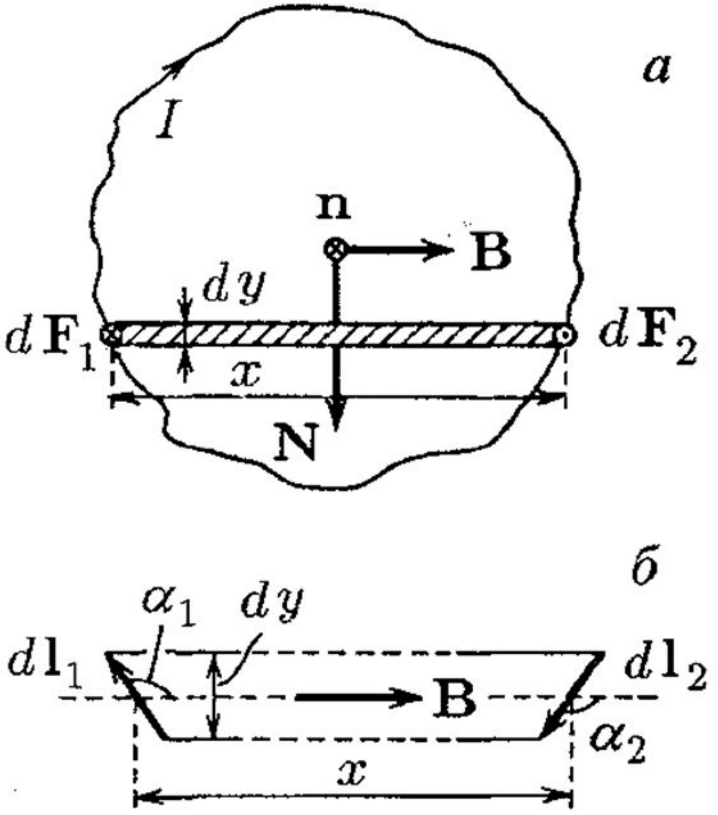


Рис.1
2

- На крайний правый элемент контура $d\mathbf{l}_2$ действует сила $d\mathbf{F}_2$, направленная на нас

$$dF_2 = IBdl_2 \sin\alpha_2 = IBdy$$

- Полученный результат означает, что силы, приложенные к противоположным элементам контура $d\mathbf{l}_1$ и $d\mathbf{l}_2$ образуют пару, момент которой равен

$$dN = IBxdy = IBdS$$

- (dS – площадь полоски). Вектор $d\mathbf{N}$ перпендикулярен к векторам $\mathbf{n}$ и $\mathbf{B}$ и может быть записан в виде

$$d\mathbf{N} = I\left[\mathbf{nB}\right]dS$$

Контур с током в магнитном поле

- Просуммировав это выражение по все полоскам, получим вращающий момент

$$\mathbf{N} = \int I\left[\mathbf{nB}\right]dS = I\left[\mathbf{nB}\right]\int dS = I\left[\mathbf{nB}\right]S \qquad (6.42)$$

- (здесь поле предполагается однородным, поэтому произведение [**nB**] для всех площадок одинаков и может быть вынесено из под знака интеграла).
- Величина S в выражении (6.42) есть площадь контура. Это выражение можно представить в виде

$$\mathbf{N} = \left[\left(IS\mathbf{n}\right), \mathbf{B}\right] \qquad (6.43)$$

- Эта формула схожа с формулой, определяющей вращающий момент, действующий на электрический диполь в электрическом поле.

Контур с током в магнитном поле

- Аналогом $\mathbf{E}$ служит вектор $\mathbf{B}$, а аналогом дипольного электрического момента p – выражение $IS\mathbf{n}$.
- Это послужило основанием для того, чтобы назвать величину

$$\mathbf{p_m} = IS\mathbf{n} \tag{6.44}$$

- Дипольным магнитным моментом контура с током.
- Направление вектора $\mathbf{p}_\mathrm{m}$ совпадает с направлением положительной нормали к контуру.

Контур с током в магнитном поле

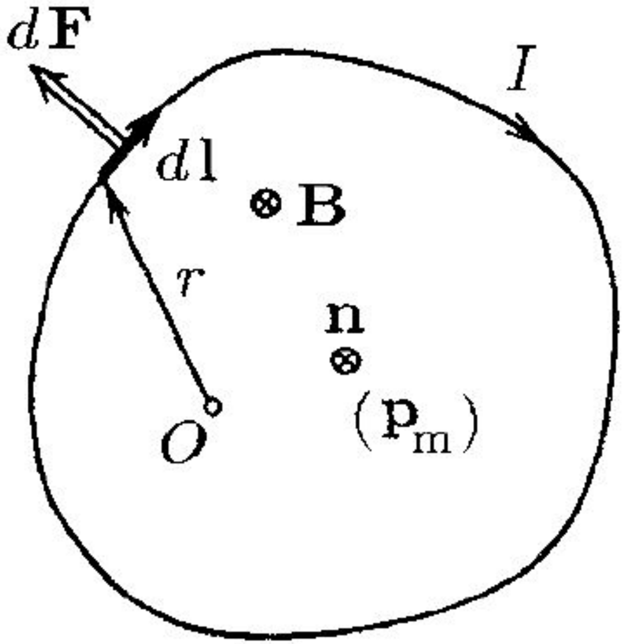


Рис.13

- Воспользовавшись обозначением (6.44) можно написать формулу (6.43) следующим образом:

$$\mathbf{N} = [\mathbf{p_m}, \mathbf{B}] \quad (\mathbf{p_m} \perp \mathbf{B}) \qquad (6.45)$$

- Теперь допустим, что направление вектор $\mathbf{B}$ совпадает с направлением положительной нормали к контуру $\mathbf{n}$, а следовательно и с направлением $\mathbf{p}_\mathrm{m}$
- В этом случае силы, действующие на разные элементы контура, лежат в одной плоскости – плоскости контура.

Контур с током в магнитном поле

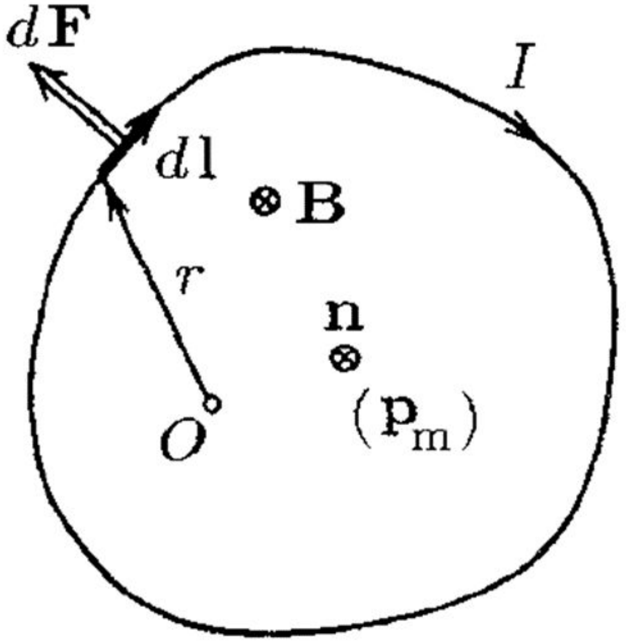


Рис.13

- Сила, действующая на элемент контура $d\mathbf{l}$, определяется выражением (6.38)
- Вычислим результирующий момент таких сил относительно точки O, лежащей в плоскости контура:

$$\mathbf{N} = \int d\mathbf{N} = \int [\mathbf{r}, d\mathbf{F}] = I \oint [\mathbf{r}, [d\mathbf{l}, \mathbf{B}]]$$

- ($\mathbf{r}$ –радиус-вектор, проведенный из точки O к элементу $d\mathbf{l}$). Преобразуем подынтегральное выражение в

$$\mathbf{N} = I \left[\oint (\mathbf{r}\mathbf{B})\, d\mathbf{l} - \oint \mathbf{B}(\mathbf{r}, d\mathbf{l}) \right]$$

Контур с током в магнитном поле

$$\mathbf{N} = I\left[\oint(\mathbf{rB})\,d\mathbf{l} - \oint\mathbf{B}(\mathbf{r}, d\mathbf{l})\right]$$

- Первый интеграл равен нулю вследствие того, что векторы $\mathbf{r}$ и $\mathbf{B}$ взаимно перпендикулярны.
- Скалярное произведение под знаком второго интеграла равно

$$rdr = \frac{1}{2}d(r^2)$$

- Поэтому второй интеграл можно представить в виде

$$\frac{1}{2}\mathbf{B}\oint d\left(r^2\right)$$

Контур с током в магнитном поле

- Под знаком интеграла стоит полный дифференциал функции r^2.
- Сумма приращений функции на замкнутом пути равна нулю.
- Следовательно и второе слагаемое в выражении $\mathbf{N}$ равно нулю.
- Таким образом, мы доказали, что результирующий момент $\mathbf{N}$ относительно любой точки O, лежащей в плоскости контура равен нулю.
- Такое же значение имеет результирующий момент относительно всех других точек.

Контур с током в магнитном поле

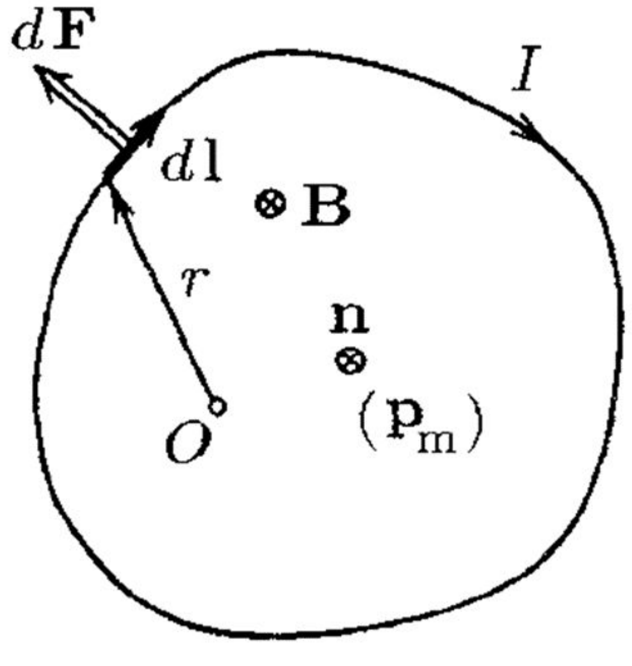


Рис.1
3

- Итак, в случае, когда векторы $\mathbf{p}_m$ и $\mathbf{B}$ имеют одинаковое направление, магнитные силы действующие на отдельные участки контура, **не стремятся ни повернуть контур, ни сдвинуть его с места.**
- Они лишь стремятся **растянуть контур**.
- Если векторы $\mathbf{p}_m$ и $\mathbf{B}$ имеют противоположные направления, магнитные силы **стремятся сжать контур**.

Контур с током в магнитном поле

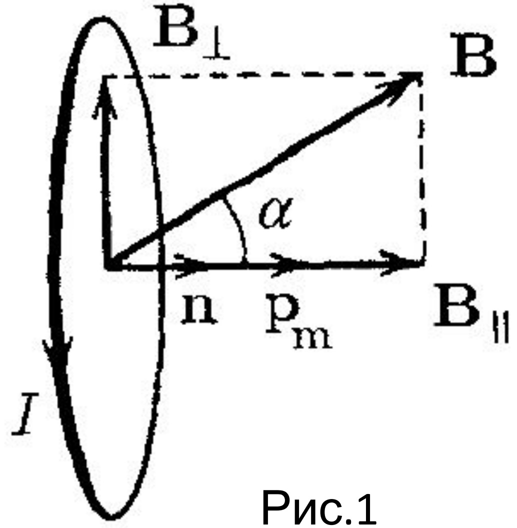


Рис.14

- Пусть направления векторов $\mathbf{p}_m$ и $\mathbf{B}$ образуют произвольный угол α.
- Разложим магнитную индукцию на две составляющие: $\mathbf{B}_{\parallel}$ - параллельную и $\mathbf{B}_{\perp}$ - перпендикулярную вектору $\mathbf{p}_m$ и рассмотрим действие каждой составляющей отдельно.
- Составляющая $\mathbf{B}_{\parallel}$ будет обуславливать силы, растягивающие или сжимающие контур.
- Составляющая $\mathbf{B}_{\perp}$, модуль которой равен $B\sin\alpha$, приведет к возникновению вращающего момента, который можно вычислить по формуле (6.45)

$$\mathbf{N} = \left[\mathbf{p}_\mathbf{m}, \mathbf{B}_\perp\right]$$

Контур с током в магнитном поле

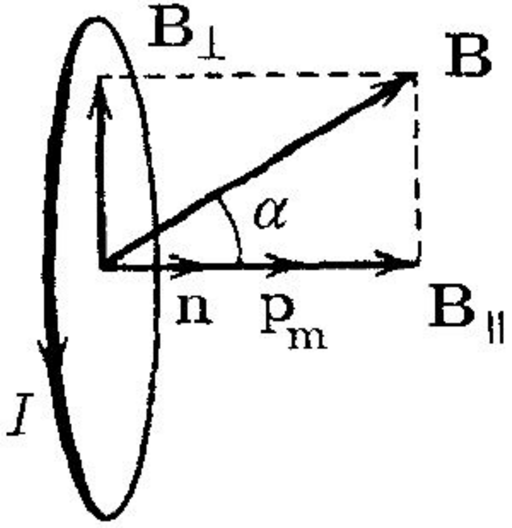


Рис.1
4

- Из рисунка следует, что

$$\left[\mathbf{p}_m, \mathbf{B}_\perp\right] = \left[\mathbf{p}_m, \mathbf{B}\right]$$

- Следовательно, в самом общем случае, вращающий момент, действующий на плоский контур с током в однородном магнитном поле, определяется формулой

$$\mathbf{N} = \left[\mathbf{p}_m, \mathbf{B}\right] \qquad (6.46)$$

- Модуль вектора N равен

$$N = p_m B \sin\alpha \qquad (6.47)$$

Контур с током в магнитном поле

- Для того чтобы угол α между векторами $\mathbf{p}_\mathrm{m}$ и $\mathbf{B}$ увеличить на $d\alpha$, нужно совершить против сил, действующих на контур в магнитном поле, работу

$$dA = Nd\alpha = p_m B \sin\alpha \cdot d\alpha \qquad (6.48)$$

- Поворачиваясь в первоначальное положение, контур может возвратить затраченную на его поворот работу, совершив ее над каким-нибудь телом.
- Следовательно работа идет на увеличение потенциальной энергии $\mathbf{W}_{\text{п мех}}$, которой обладает контур стоком в магнитном поле:

$$dW_{п\,мех} = p_m B \sin\alpha \cdot d\alpha$$

Контур с током в магнитном поле

- Интегрируя, находим

$$W_{п\,мех} = -p_m B \cos\alpha + \mathrm{const}$$

- Если положить const=0, форму приобретает вид

$$W_{п\,мех} = -p_m B \cos\alpha = -\mathbf{p}_\mathrm{m}\mathbf{B} \qquad (6.49)$$

- Параллельная ориентация векторов $\mathbf{p}_\mathrm{m}$ и $\mathbf{B}$ отвечает минимуму энергии и, следовательно, положению устойчивого равновесия контура
- Величина (6.49) представляет собой только ту часть потенциальной энергии, которая обусловлена существованием вращающего момента.
- Полная потенциальная энергия включает кроме (6.49) еще другие слагаемые.

Контур с током в магнитном поле

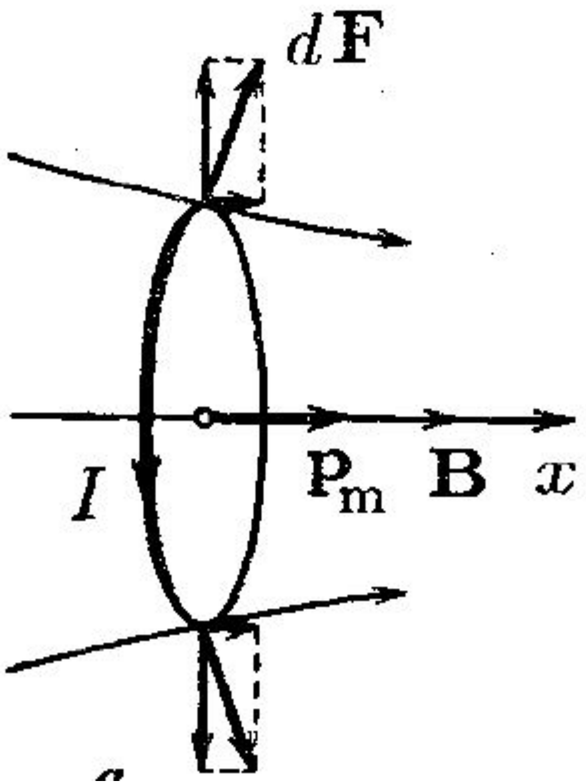


Рис.15

- Теперь рассмотрим плоский контур с током в неоднородном магнитном поле.
- Для простоты будем вначале считать контур круговым.
- Предположим, что поле изменяется быстрее всего в направлении x, совпадающем с направлением $\mathbf{B}$ в том месте, где расположен центр контура, и что магнитный момент контура ориентирован по полю.
- В рассматриваемом случае $\mathbf{B} \neq \mathbf{const}$ и выражение (6.41) не обязано быть нулем.
- Сила $d\mathbf{F}$, действующая на элемент контура, перпендикулярна к В, т.е. к линии магнитной индукции в месте ее с $d\mathbf{l}$.

Контур с током в магнитном поле

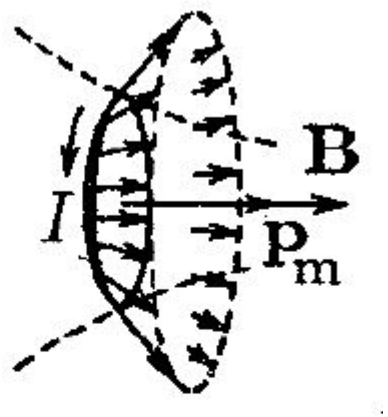


Рис.1
6

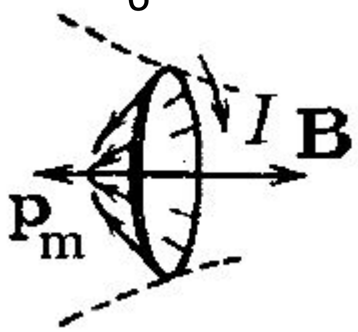


Рис.1
7

- Поэтому силы, приложенные к элементам контура, образуют симметрический конический веер.
- Их результирующая $\mathbf{F}$ направлена в сторону возрастания $\mathbf{B}$ и, следовательно, **втягивает контур** в область более сильного поля.
- Очевидно, что чем сильнее изменяется поле, тем меньше угол раствора веера и тем больше результирующая сила.
- Если изменить направление тока на обратное, направления всех сил $d\mathbf{F}$ и их результирующей $\mathbf{F}$ изменятся на обратный, а значит контур будет **выталкиваться** из поля.

Контур с током в магнитном поле

- С помощью выражения (6.49) для энергии контура в магнитном поле легко найти количественное выражение для силы $\mathbf{F}$.
- Если ориентация магнитного момента по отношению к полю остается неизменной (α=const), то $W_{\text{п мех}}$ будет зависеть только от x (через $\mathbf{B}$).
- Продифференцировав $W_{\text{п мех}}$ по x и изменив у результата знак, получим проекцию силы на ось x:

$$F_x = -\frac{\partial W_{\text{п мех}}}{\partial x} = p_m \frac{\partial B}{\partial x} \cos\alpha$$

- По предположению, в других направлениях поле изменяется слабо, поэтому проекциями силы на другие оси можно

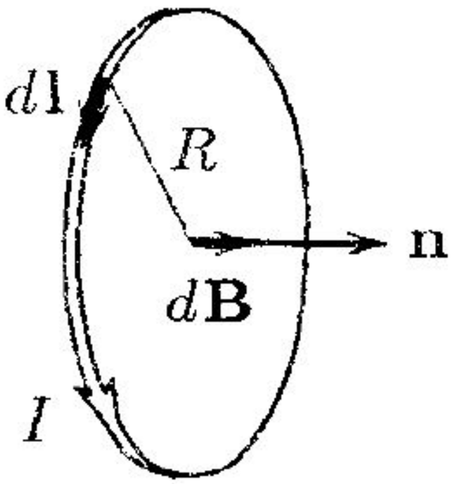
Контур с током в магнитном поле

- В этом случае $F=F_x$ и тогда сила будет равна

$$F = p_m \frac{\partial B}{\partial x} \cos\alpha \qquad (6.50)$$

- То есть сила, действующая на контур с током в неоднородном магнитном поле, зависит от ориентации магнитного момента контура относительно направления поля.
- Если векторы $\mathbf{p}_\mathrm{m}$ и $\mathbf{B}$ совпадают по направлению, сила положительна, т.е. направлена в сторону возрастания $\mathbf{B}$.
- Если векторы $\mathbf{p}_\mathrm{m}$ и $\mathbf{B}$ антипараллельны ($\alpha=\pi$), сила отрицательна, то есть направлена в сторону убывания $\mathbf{B}$.
- Кроме силы (6.50) на контур будет также действовать вращающий момент (6.46)

Магнитное поля контура с током



- Рассмотрим поле, создаваемое током, текущим по тонкому проводу, имеющему форму окружности радиуса ***R***.
- Определим магнитную индукцию в центре кругового тока.
- Каждый элемент тока создает в центре индукцию, направленную вдоль положительной нормали к контуру.

- Поэтому векторное сложение $d\mathbf{B}$ сводится к сложению их модулей

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Idl}{R^2} \text{при} \quad \left(\alpha = \pi/2\right)$$

Магнитное поля контура с током

- Проинтегрируем это выражение по всему контуру:

$$B = \int dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I}{R^2}\oint dl = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I}{R^2}\cdot 2\pi R = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2(I\pi R^2)}{R^3}$$

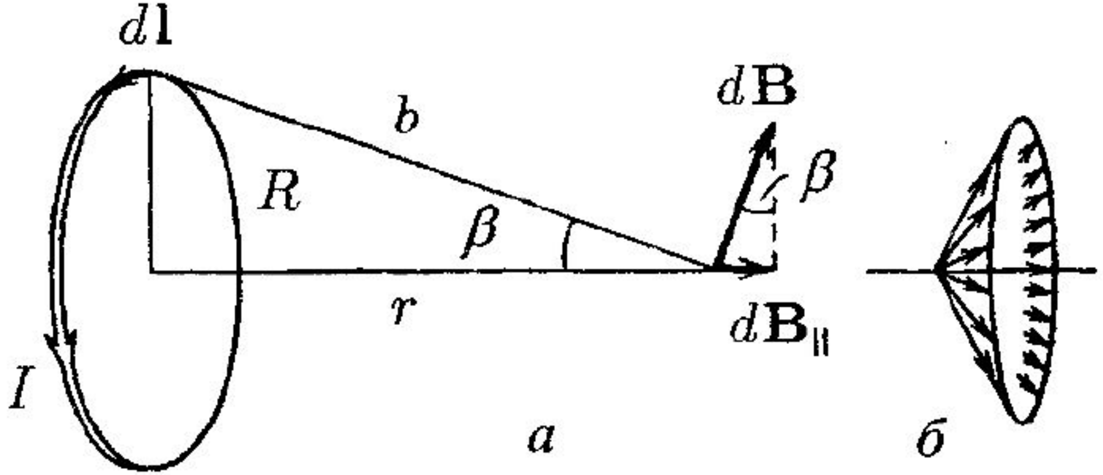
- Выражение в скобках равно модулю дипольного момента pm (6.44).
- Следовательно магнитная индукция в центре кругового тока равна

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2p_m}{R^3} \qquad (6.51)$$

- Из рисунка видно, что направление вектора $\mathbf{B}$ совпадает с направлением положительной нормали к контуру, т.е. с направлением $\mathbf{p}_{\mathrm{m}}$, поэтому (6.51) можно выразить в векторном виде

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2\mathbf{p}_{\mathrm{m}}}{R^3} \qquad (6.52)$$

Магнитное поля контура с током



- Теперь найдем $\mathbf{B}$ на оси кругового тока на расстоянии r от центра контура.
- Векторы $d\mathbf{B}$ перпендикулярны к плоскостям, проходящим через соответствующий элемент $d\mathbf{l}$ и точку, в которой мы ищем поле.
- Из соображений симметрии можно заключить, что результирующий вектор Внаправлен вдоль оси контура.
- Каждый из составляющих векторов dB вносит в результирующий вектор вклад $d\mathbf{B}_{\parallel}$, равный по модулю $dB\sin\beta = dB(R/b)$.
- Угол между $d\mathbf{l}$ и b прямой, поэтому

$$dB_{\parallel} = dB\frac{R}{b} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{IRdl}{b^3}$$

Магнитное поля контура с током

- Проинтегрировав по всему контуру и заменив b на $\sqrt{R^2 + r^2}$ получим

$$B = \int dB_{\parallel} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{IR}{b^3}\oint dl = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{IR}{b^3}\cdot 2\pi R =$$

$$= \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2(I\pi R^2)}{\left(R^2 + r^2\right)^{3/2}} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2p_m}{\left(R^2 + r^2\right)^{3/2}} \qquad (6.53)$$

- Эта формула определяет модуль магнитной индукции на оси кругового тока.
- Приняв во внимание, что векторы $\mathbf{p}_\mathrm{m}$ и $\mathbf{B}$ имеют одинаковое направление, можно записать выражение (6.53) в векторном виде

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2\mathbf{p}_m}{\left(R^2 + r^2\right)^{3/2}} \qquad (6.54)$$

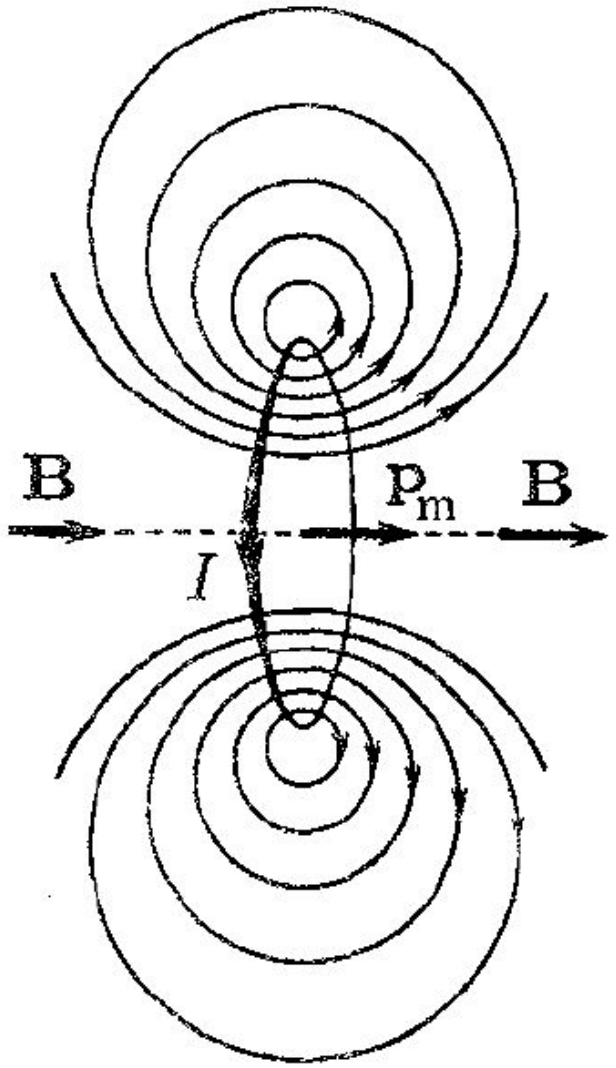
Магнитное поля контура с током

- Выражение (6.54) не зависит от знака r, следовательно в точках оси, симметричных относительно центра тока, B имеет одинаковый модуль и направление.
- При r=0 формула (6.54) переходит в (6.52) для магнитной индукции в центре кругового тока.
- На больших расстояниях от контура в знаменателе можно пренебречь R2 по сравнению с r2, тогда формула (6.54) примет вид

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2\mathbf{p}_m}{r^3} \text{ (на оси тока)} \qquad (6.55)$$

- Это выражение аналогично выражению для напряженности электрического поля на оси диполя

Магнитное поля контура с током

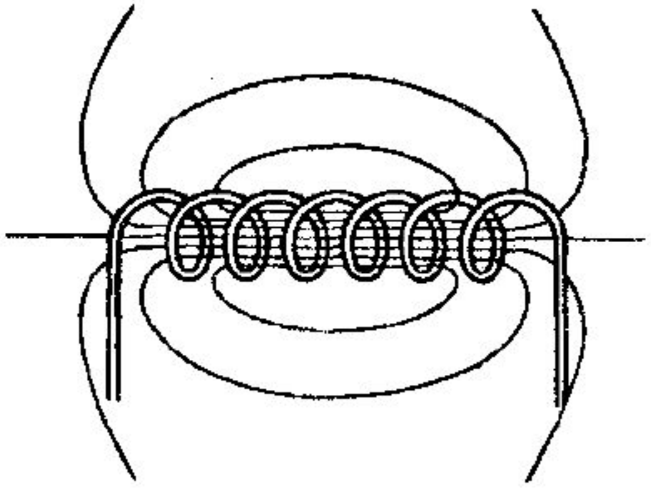


- Дополнительные расчеты показывают, что любой системе токов или движущихся зарядов, локализованных в ограниченной части пространства, можно приписать магнитный дипольный момент pm.
- Магнитное поле такой системы на расстояниях, больших по сравнению с ее размерами, определяется через pm по таким же формулам, по каким определяется через дипольный электрический момент поле системы зарядов на больших расстояниях.
- На рисунке изображены линии магнитной индукции кругового тока.

Магнитное поля контура с током

- Из всего сказанного вытекает, что дипольный магнитный момент является весьма важной характеристикой контура с током.
- Этой характеристикой определяется как поле, создаваемое контуром, так и поведение контура во внешнем магнитном поле.

Поле соленоида и тороида



- Соленоид представляет собой провод, навитый на круглый цилиндрический каркас.
- Линии поля $\mathbf{B}$ соленоида выглядят примерно как на рисунке
- Внутри соленоида направление этих линий образует с направлением тока в витках правовинтовую систему
- У реального соленоида имеется составляющая тока вдоль оси.
- Кроме того, линейная плотность тока $j_{лин}$, равная отношению силы тока dI к элементу длины соленоида dl изменяется периодически при перемещении вдоль соленоида.

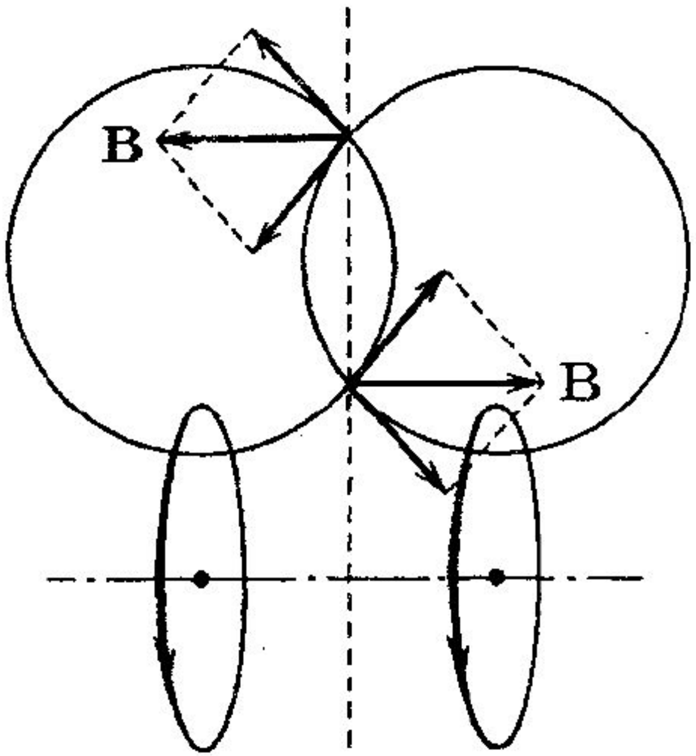
Поле соленоида и тороида

- Среднее значение этой плотности равно

$$\left\langle j_{\text{лин}} \right\rangle = \left\langle \frac{dI}{dl} \right\rangle = nI \qquad (6.56)$$

- Где $\boldsymbol{n}$ – число витков соленоида, приходящееся на единицу длины соленоида, $\boldsymbol{I}$ – сила тока в соленоиде.
- Если представить, что соленоид имеет бесконечную длину, то осевая составляющая тока у него отсутствует и линейная плотность тока постоянна по всей длине.
- Это объясняется тем, что поле такого соленоида однородно и ограничено объемом соленоида.
- Также как однородно электрическое поле между пластинами бесконечного плоского конденсатора

Поле соленоида и тороида



- Представим соленоид в виде бесконечного тонкостенного цилиндра, обтекаемого током постоянной линейной плотности

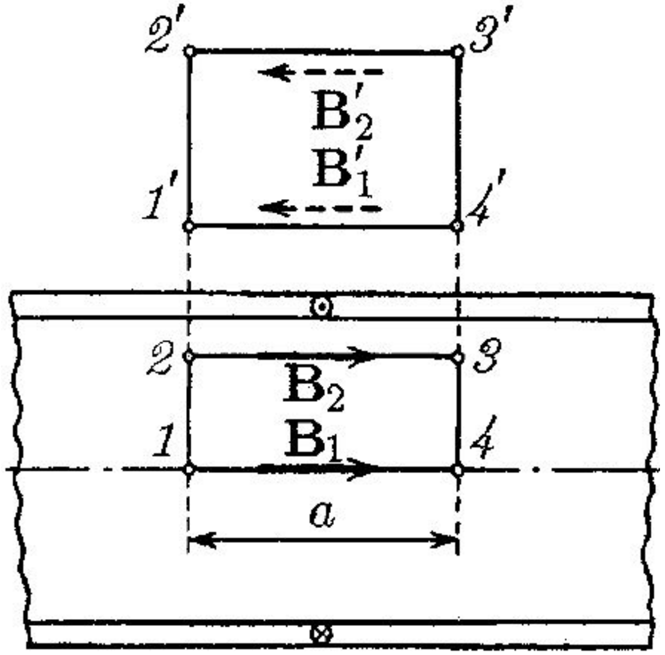
$$j_{\text{лин}} = nI \qquad (6.57)$$

- Разобьем цилиндр на одинаковые круговые токи – «витки».
- Из рисунка видно, что каждая пара витков, расположенных симметрично относительно некоторой плоскости, к перпендикулярной к оси соленоида, создает в любой точке этой плоскости магнитную индукцию, параллельную оси.

Поле соленоида и тороида

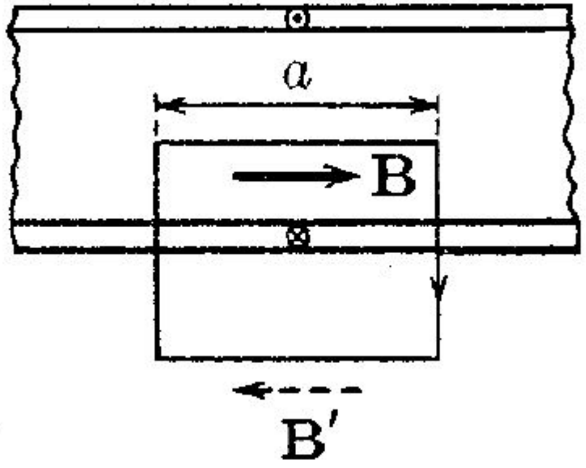
- Следовательно, результирующее поле в любой точке внутри и вне бесконечного соленоида может иметь направление только параллельно оси.
- Из предыдущего рисунка видно, что направления поля внутри соленоида и вне его противоположны.
- Направление поля внутри соленоида образует с направлением обтекания цилиндра током правовинтовую систему.
- Из параллельности вектора $\mathbf{B}$ оси вытекает, что поле как внутри, так и вне бесконечного соленоида должно быть однородным.

Поле соленоида и тороида



- Чтобы доказать это возьмем внутри соленоида воображаемый прямоугольный контур 1-2-3-4.
- Обойдя контур по часовой стрелке, получим для циркуляции вектора **B** значение *(B2-B1)a.*
- Контур не охватывает токов, поэтому циркуляция равна нулю, поэтому $\mathbf{B}_1=\mathbf{B}_2$.
- Располагая участок контура 2-3 н любом расстоянии от оси, мы каждый раз будем получать, что магнитная индукция B2 на этом расстоянии равна индукции B1 на оси соленоида.
- Таким образом, однородность поля внутри соленоида доказана.
- Так же доказывается и однородность поля вне соленоида.

Поле соленоида и тороида



- Циркуляция по контуру, изображенному на рисунке, равна $a(B+B')$.
- В тоже время циркуляция по контуру равна

$$\oint \mathbf{B}\cdot d\mathbf{l} = \mu_0 \sum_k I_k \qquad (6.58)$$

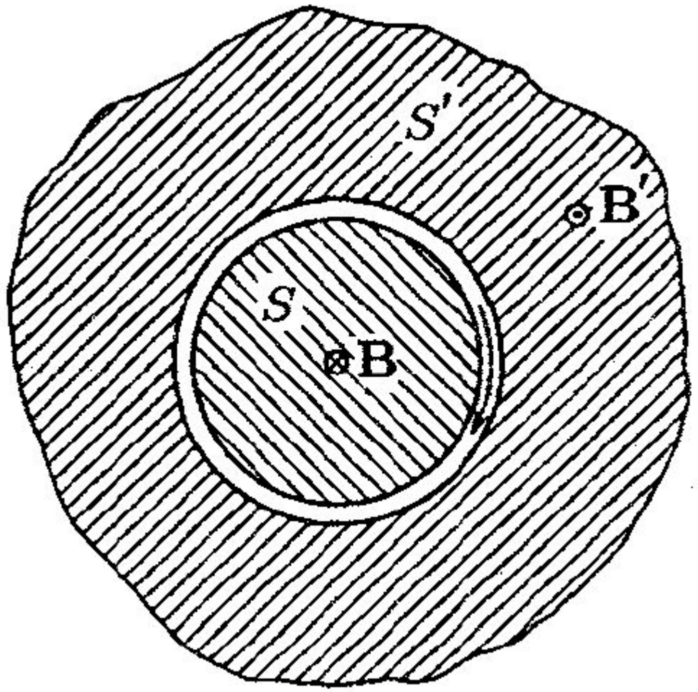
- В этом случае $a\left(B + B'\right) = \mu_0 j_{\text{лин}} a$

- С учетом (6.57) получим выражение

$$B + B' = \mu_0 n I \qquad (6.59)$$

- Из этого равенства следует, что поле как внутри соленоида, так и вне его является конечным.

Поле соленоида и тороида



- Возьмем плоскость, перпендикулярную оси соленоида.
- Вследствие замкнутости линий **B** магнитные потоки через внутреннюю часть S и через внешнюю часть S' должны быть одинаковы.
- Поскольку поле однородно и перпендикулярно к плоскости, каждый из потоков равен произведению соответствующей магнитной индукции и площади, пронизываемой потоком.

$$BS = B'S'$$

- Левая часть этого равенства конечна, а множитель S' в правой части бесконечно большой, следовательно $B'=0$.

Поле соленоида и тороида

- Итак, мы доказали, что вне бесконечно длинного соленоида магнитная индукция равна нулю.
- Внутри соленоида поле однородно.
- Положив $B'=0$, получим формулу магнитной индукции внутри соленоида:

$$B = \mu_0 n I \qquad (6.60)$$

- Произведение nI называется числом ампер-витков на метр.
- При n=1000 витков на метр и силе тока 1А магнитная индукция внутри соленоида составляет $4\pi 10^{-4}$Тл или 4π Гс.

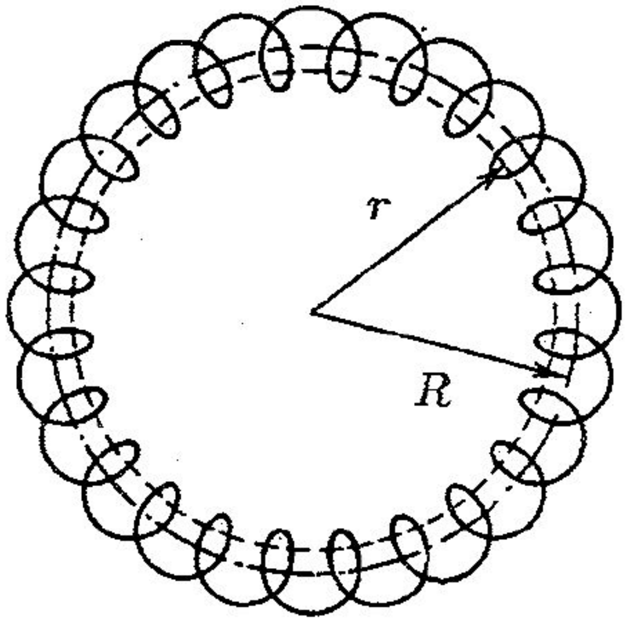
Поле соленоида и тороида

- В магнитную индукцию на оси соленоида симметрично расположенные витки вносят одинаковый вклад.
- Значит у конца полубесконечного соленоида на его оси магнитная индукция будет равна половине значения

$$B = \frac{1}{2}\mu_0 nI \qquad (6.61)$$

- Практически, если длина соленоида значительно больше, чем его диаметр, формула (6.60) будет справедлива для точек в средней части соленоида, а формула (6.61) – для точек вблизи его концов.

Поле соленоида и тороида



- Тороид представляет собой провод, навитый на каркас, имеющий форму тора.
- Возьмем контур в виде окружности радиуса r, центр которой совпадает с центром тороида.
- В силу симметрии вектор B в каждой точке должен быть направлен по касательной к контуру.
- Следовательно циркуляция равна

$$\oint \mathbf{B}d\mathbf{l} = B \cdot 2\pi r$$

B – магнитная индукция в тех точках, где проходит контур.

Поле соленоида и тороида

- Если контур проходит внутри тороида, он охватывает ток $2\pi RnI$ (R – радиус тороида, n – число витков на единицу его длины).

$$B \cdot 2\pi r = \mu_0 \cdot 2\pi RnI$$

- В этом случае
- Следовательно

$$B = \mu_0 nI \frac{R}{r} \qquad (6.62)$$

$$B \cdot 2\pi r = 0$$

- Контур, проходящий вне тороида, токов не охватывает, поэтому для него
- Таким образом, вне тороида магнитная индукция равна нулю.
- Для тороида, радиус которого значительно превосходит радиус витка, соотношение R/r для всех точек внутри тороида мало отличается от единицы и вместо (6.62)

Поле соленоида и тороида

- В этом случае поле можно считать однородным в каждом из сечений тороида.
- В разных сечениях поле имеет различное направление, поэтому говорить об однородности поля в пределах всего тороида можно только условно, имея в виду одинаковость модуля B.
- У реального тороида имеется составляющая тока вдоль оси.
- Эта составляющая создает в дополнение к полю (6.62) поле, аналогичное полю кругового тока.

Заключение

- Вспомним соотношение (6.10)

$$\varepsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2}$$

- Это и другие вычисления означают, что электрическое и магнитное поле неразрывно связаны друг с другом и образуют единое электромагнитное поле.
- При специальном выборе системы отсчета поле может оказаться чисто электрическим или чисто магнитным.
- Однако относительно других систем отсчета то же поле представляет собой совокупность электрического и магнитного полей