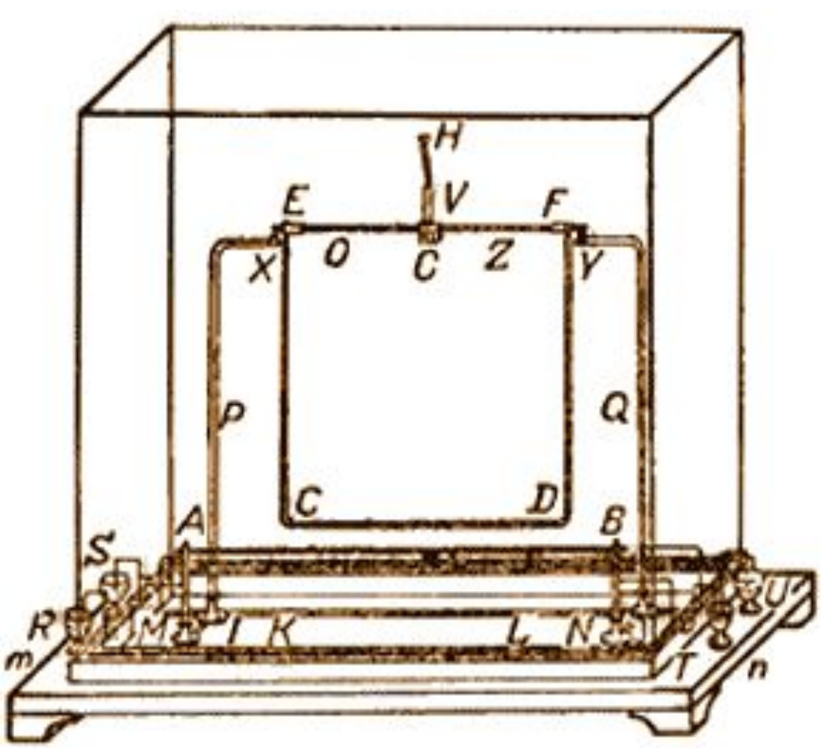
Андре-Мари Ампер

1775 - 1836

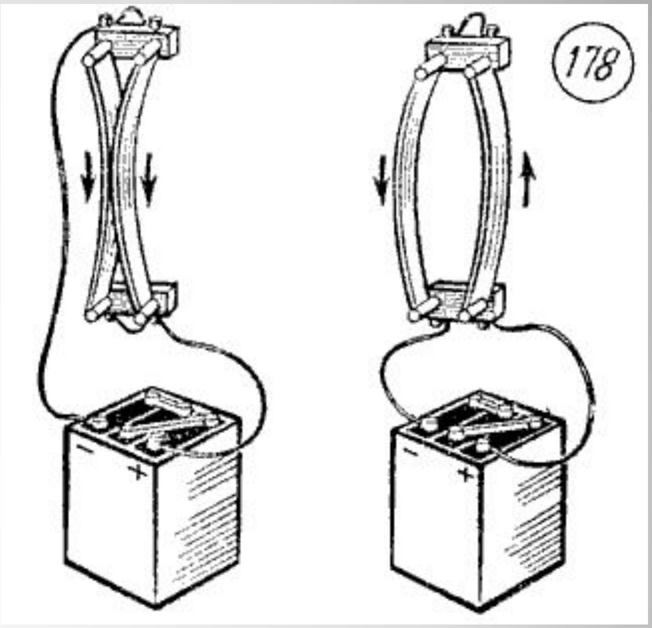
Андре-Мари Ампер высказал гениальную идею: единственной причиной действия проводника с током на магнитную стрелку является движущееся электричество; магнетизм—лишь одно из его многочисленных проявлений. Не проводник, по которому течет ток, становится магнитом, а наоборот, магнит представляет собой совокупность токов. В магните есть множество элементарных круговых токов, текущих в плоскостях, перпендикулярных к его оси.



Учёный высказал гениальную идею: единственной причиной действия проводника с током на магнитную стрелку является движущееся электричество; магнетизм—лишь одно из его многочисленных проявлений. Не проводник, по которому течет ток, становится магнитом, а наоборот, магнит представляет собой совокупность токов. В магните есть множество элементарных круговых токов, текущих в плоскостях, перпендикулярных к его оси.

AB — неподвижный проводник, ECDF — подвижный проводник, укрепленный на стеклянной оси EF.
Для зашиты от воздушных колебаний прибор накрыт стеклянным колпаком. (Рисунок Ампера).

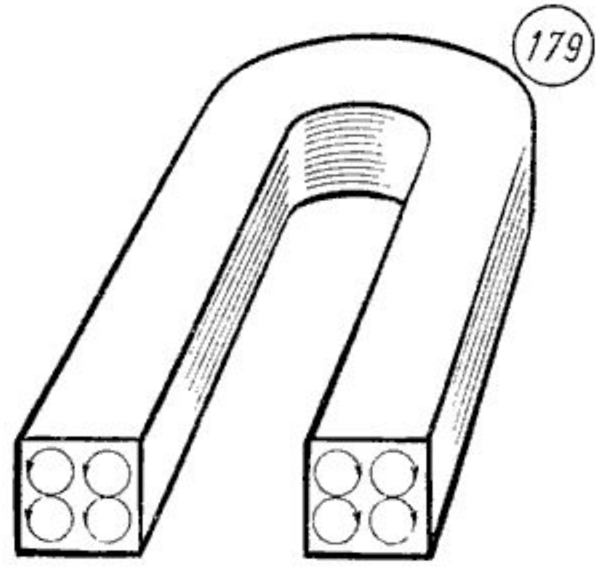
Андре Ампер установил, что два проводника, расположенные параллельно друг другу, испытывают взаимное притяжение при пропускании через них электрического тока в одном направлении и отталкиваются, если токи имеют противоположные направления



Явление взаимодействия электрических токов Ампер назвал *электродинамическим взаимодействием.*

На основании своих опытов Ампер пришел к выводу, что взаимодействие тока с магнитом и магнитов между собой можно объяснить, если предположить, что внутри магнита существуют незатухающие молекулярные круговые токи

Тогда все магнитные явления объясняются взаимодействием движущихся электрических зарядов, никаких особых магнитных зарядов в природе нет.



Зако́н Ампе́ра — закон взаимодействия постоянных токов — закон взаимодействия постоянных токов. Установлен Андре Мари Ампером — закон взаимодействия постоянных токов. Установлен Андре Мари Ампером в 1820 — закон взаимодействия постоянных токов. Установлен Андре Мари Ампером в 1820. Из закона Ампера следует, что параллельные проводники — закон взаимодействия постоянных токов. Установлен Андре Мари Ампером в 1820. Из закона Ампера следует, что параллельные проводники с постоянными токами, текущими в одном направлении, притягиваются, а в противоположных — отталкиваются. Законом Ампера называется также закон, определяющий силу, с которой магнитное поле действует на малый отрезок проводника с током. Сила $d\vec{F}$, с которой магнитное поле действует на элемент объёма *dV* проводника с током плотности $\vec{j}$, находящегося в магнитном поле с индукцией $\vec{B}$:

$d\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B} dV$.

Если ток течёт по тонкому проводнику, то $\vec{j} dV = I d\vec{l}$, где $d\vec{l}$ — «элемент длины» проводника — вектор, по модулю равный *dl* и совпадающий по направлению с током. Тогда предыдущее равенство можно переписать следующим образом:

Сила $d\vec{F}$, с которой магнитное поле действует на элемент $d\vec{l}$ проводника с током, находящегося в магнитном поле, прямо пропорциональна силе тока *I* в проводнике и векторному произведению элемента длины $d\vec{l}$ проводника на магнитную индукцию $\vec{B}$:

$$d\vec{F} = I d\vec{l} \times \vec{B}$$

Направление силы $d\vec{F}$ определяется по правилу вычисления векторного произведенияопределяется по правилу вычисления векторного произведения, которое удобно запомнить при помощи правила левой руки.

Модуль силы Ампера можно найти по формуле: $dF = IBdl\sin\alpha$

,

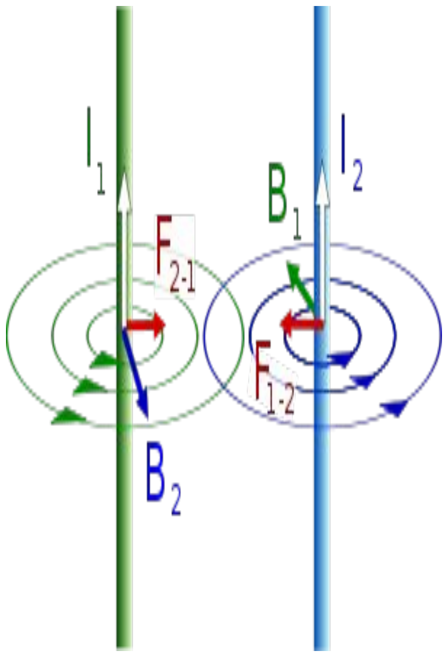
где α — угол между векторами магнитной индукции и тока.

Сила *dF* максимальна когда элемент проводника с током расположен перпендикулярно линиям магнитной индукции $\alpha = 90^\circ, \sin\alpha = 1$

.

$$dF_{max} = IBdl$$

Два параллельных проводника



Два бесконечных параллельных проводника в вакууме
Наиболее известным примером, иллюстрирующим силу Ампера, является следующая задача. В вакууме на расстоянии *r* друг от друга расположены два бесконечных параллельных проводника, в которых в одном направлении текут токи I_1 и I_2. Требуется найти силу, действующую на единицу длины проводника.
Бесконечный проводник с током I_1 в точке на расстоянии *r* создаёт магнитное поле с индукцией:

$$B_1(r) = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2I_1}{r}$$

(по закону Био — Савара — Лапласа).
Теперь по закону Ампера найдём силу, с которой первый проводник действует на второй:

$$d\vec{F}_{1-2} = I_2 d\vec{l} \times \vec{B}_1(r)$$

По правилу буравчика, $d\vec{F}_{1-2}$ направлена в сторону первого проводника (аналогично и для $d\vec{F}_{2-1}$, а значит, проводники притягиваются).
Модуль данной силы (*r* — расстояние между проводниками):

$$dF_{1-2} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2I_1I_2}{r}dl$$

Интегрируем, учитывая только проводник единичной длины (пределы *l* от 0 до 1):

$$F_{1-2} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2I_1I_2}{r}$$

В математической формулировке **для** **магнитостатики** теорема имеет[2]следующий вид[1][3]:

$$\oint \vec{B}\cdot d\vec{l} = \frac{4\pi}{c}\int \vec{j}\cdot d\vec{s}$$

Здесь $\vec{B}$ — вектор магнитной индукцииЗдесь — вектор магнитной индукции, $\vec{j}$ — плотность токаЗдесь — вектор магнитной индукции, — плотность тока; интегрирование слева производится по произвольному замкнутому контуру, справа — по произвольной поверхности, натянутой на этот контур. Данная форма носит название интегральной, поскольку в явном виде содержит интегрирование. Теорема может быть также представлена в дифференциальной форме[4]:

$$\operatorname{rot}\vec{B} = \frac{4\pi}{c}\vec{j}$$

Эквивалентность интегральной и дифференциальной форм следует из теоремы Стокса[5].
Приведённая выше форма справедлива для вакуума. В случае применения её в среде (веществе), она будет корректна только в случае, если под **j** понимать вообще все токи, то есть учитывать и «микроскопические» токи, текущие веществе, включая «микроскопические» токи, текущие в областях размерами порядка размера молекулы (см. диамагнетики понимать вообще все токи, то есть учитывать и «микроскопические» токи, текущие веществе, включая «микроскопические» токи, текущие в областях размерами порядка размера молекулы (см. диамагнетики) и магнитные моменты понимать вообще все токи, то есть учитывать и «микроскопические» токи, текущие веществе, включая «микроскопические» токи, текущие в областях размерами порядка размера молекулы (см. диамагнетики) и магнитные моменты микрочастиц (см.например ферромагнетики).
Поэтому в веществе, если не пренебрегать его магнитными свойствами, часто удобно из полного тока выделить ток намагничения (см. связанные токиПоэтому в веществе, если не пренебрегать его магнитными свойствами, часто удобно из полного тока выделить ток намагничения (см. связанные токи), выразив его через величину намагниченности *I* и введя вектор напряжённости магнитного поля

$$\vec{H} = \vec{B} - 4\pi\vec{I}$$

Тогда теорема о циркуляции запишется в форме[6]

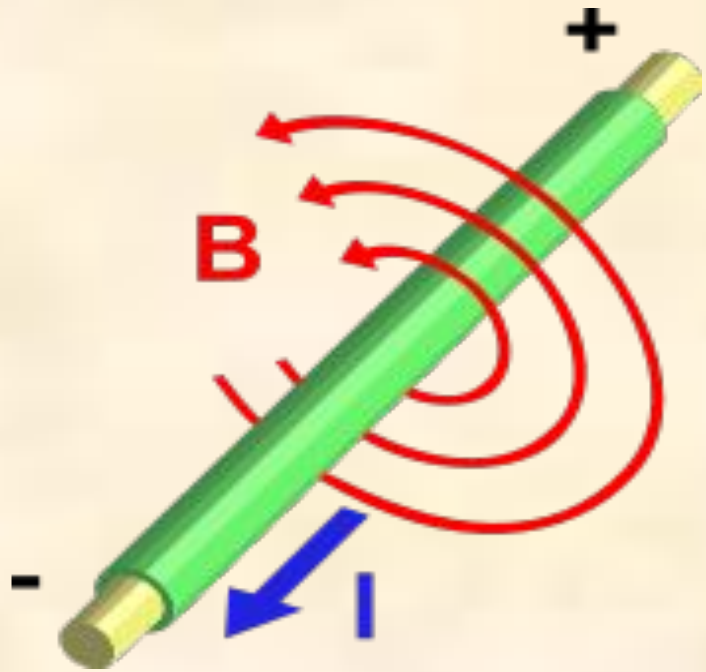
$$\oint \vec{H} \cdot \vec{dl} = \frac{4\pi}{c} \int \vec{j}_f \cdot \vec{ds} \qquad \mathrm{rot}\ \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}_f,$$

где под $\vec{j}_f$ (в отличие от $\vec{j}$ в формуле выше) имеются в виду т. н. свободные токи, в которых ток намагничения исключен (что бывает удобно практически, поскольку $\vec{j}_f$ - это обычно уже в сущности макроскопические токи, которые не связаны с намагничением вещества и которые в принципе нетрудно непосредственно измерить)[7].

В динамическом случае - то есть в общем случае классической электродинамики - когда поля меняются во времени (а в средах при этом меняется и их поляризация) - и речь тогда идет об обобщенной теореме, включающей $d\vec{E}/dt$, - всё сказанное выше относится и к микроскопическим токам, связанным с изменениями поляризации диэлектрика. Эта часть токов тогда учитывается в члене $d\vec{D}/dt$

Данная теорема позволяет весьма просто находить величину магнитного поля во всём пространстве по заданным токам

$$B(r) \cdot 2\pi r = \frac{4\pi}{c} I \rightarrow B(r) = \frac{2I}{cr}$$




Milliampères