

изменяется в зависимости от напряженности магнитного поля (в два раза при возрастании  $H$  от 0 до 20 000 эрстед). Висмутовую проволоку, согнутую в спираль, как показано на рис. 220, вносят в исследуемую область поля и при этом измеряют ее сопротивление.

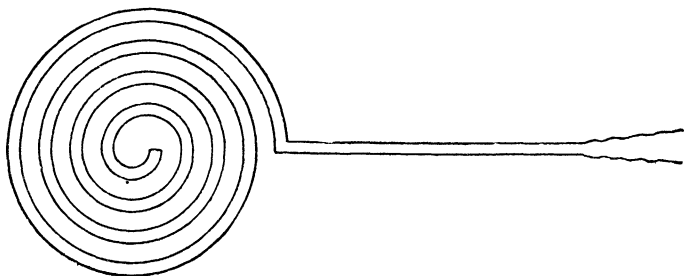


Рис. 220 Схема висмутовой спирали.

### § 58. Магнитные величины и соотношения, аналогичные электрическим

Из закона Кулона следует, что напряженность поля уединенного магнитного полюса  $m$  (например, полюса очень длинного тонкого магнита, другой полюс которого находится за пределами рассматриваемой области пространства) на расстоянии  $r$  от полюса равна

$$H = \frac{m}{\mu r^2}. \quad (2)$$

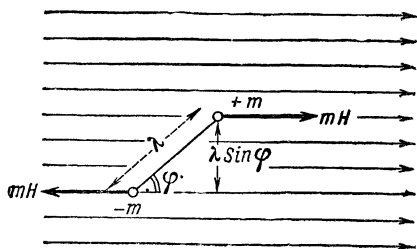


Рис. 221 Плечо сил, поворачивающих стрелку в однородном магнитном поле, равно  $\lambda \sin \varphi$ , и поэтому момент сил  $M = Hm \cdot \lambda \sin \varphi$ .

Эта формула аналогична формуле, определяющей напряженность электрического поля уединенного заряда. Поэтому при исследовании поля магнитов можно использовать некоторые понятия и математические приемы электростатики.

Так, например, тонкий намагниченный стержень можно рассматривать как *диполь*. Произведение полюса  $m$  магнитного диполя на расстояние  $\lambda$  называют *магнитным моментом*:

$$M_m = m\lambda. \quad (3)$$

Эту величину, как и электрический момент, считают вектором, направленным по оси диполя.

Когда магнитный диполь помещен в однородное магнитное поле (рис. 221), момент сил, поворачивающих диполь, равен

$$M = HM_m \sin \varphi, \quad (4)$$

где  $\varphi$  — угол, составляемый осью диполя с направлением поля. Наибольшим этот момент сил, действующих на диполь, будет в том случае, если ось диполя перпендикулярна к направлению поля ( $\varphi = \frac{\pi}{2}$  и  $\sin \varphi = 1$ ):

$$M_{\text{макс}} = HM_m.$$

При малых отклонениях диполя (магнитной стрелки) от равновесного положения в поле

$$\sin \varphi \approx \varphi \quad \text{и} \quad M = HM_m \varphi.$$

Стало быть, для крутильных колебаний произведение напряженности поля на магнитный момент диполя играет роль «коэффициента возвращающего момента»; подставляя его в известную формулу для крутильных колебаний (т. I, § 57, формула (12)), получаем для периода колебаний магнитной стрелки формулу, приведенную в конце предыдущего параграфа.

Когда поле образовано несколькими магнитными полюсами, напряженность магнитного поля можно определить (так же, как и напряженность электрического или гравитационного поля), складывая геометрически напряженности полей, образованных отдельными магнитными полюсами.

Напряженность поля магнитного диполя, очевидно, должна выражаться соотношениями, аналогичными напряженности поля электрического диполя (§ 4); на расстоянии  $r$  от центра диполя в направлении его оси (при  $r \gg \lambda$ ) напряженность поля равна

$$H = \frac{2M_m}{r^3}. \quad (5)$$

Для того же расстояния в направлении, перпендикулярном к оси, она в два раза меньше. Вычисление показывает, что в направлении, которое составляет угол  $\varphi$  с осью диполя, напряженность поля на расстоянии  $r$  от оси диполя равна:

$$H = \frac{M_m}{\mu r^3} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \varphi}.$$

Изображая магнитное поле посредством силовых линий, придерживаются соглашения выбирать *густоту линий* так, чтобы эта густота определяла величину напряженности поля: если напряженность поля равна  $H$  эрстед, то через площадку в  $1 \text{ см}^2$  (перпендикулярную к направлению линий) проводят  $H$  линий.

Подобно тому как в электрическом поле на границе двух диэлектрических сред часть силовых линий прерывается, точно так же и в магнитном поле часть силовых линий прерывается на границе сред, имеющих неодинаковую магнитную проницаемость. Иначе говоря, нормальная (к поверхности раздела) составляющая

напряженности магнитного поля испытывает скачок при переходе из одной среды в другую, причем

$$\mu_1 H_{n1} = \mu_2 H_{n2} \quad (6)$$

[аналогично уравнению (8) § 6].

Тангенциальные составляющие напряженности магнитного поля изменяются (при переходе через границу раздела сред) непрерывно. Поэтому на границе раздела двух сред происходит «преломление» магнитных силовых линий.

Как и в случае электрического поля, более удобно изображение магнитного поля посредством *линий индукции*. Вектор  $\mathbf{B}$  магнитной индукции определяется аналогично вектору  $\mathbf{D}$  электрической индукции уравнением

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad (7)$$

а в анизотропной среде — более общим уравнением

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi \mathbf{I}, \quad (8)$$

где  $\mathbf{I}$  — намагниченность среды [§ 21, формула (8)].

Абсолютная единица магнитной индукции носит название *гаусса* (очевидно, что в вакууме число гауссов совпадает с числом эрстед).

Через  $1 \text{ см}^2$  поперечного сечения проводят столько линий индукции, сколько единиц в числе  $B$ .

Магнитную индукцию в любой среде можно рассматривать как напряженность поля в бесконечно узком зазоре, который расположен перпендикулярно к направлению поля (§ 6):

$$B = H_{\text{зазор}}.$$

Число линий магнитной индукции, проходящих сквозь какую-либо поверхность  $S$ , проведенную в поле, называют *поток магнитной индукции* и обозначают через  $\Phi$ :

$$\Phi = \iint_S B_n \cdot dS \quad (9)$$

[сравнить с формулой (10) в § 6]. Абсолютную единицу потока магнитной индукции ( $1 \text{ гаусс} \cdot 1 \text{ см}^2$ ) называют *максвеллом*.

Часто пользуются в  $10^8$  раз большей единицей магнитного потока, которую называют *вольт-секундой* (это последнее название пояснено в § 72).

Следует иметь в виду, что при графическом изображении магнитного поля почти *всегда вычерчивают линии индукции*, а не силовые линии. При этом *густоту линий* выбирают так, чтобы число линий индукции, проходящих через площадку в  $1 \text{ см}^2$  (перпендикулярную к направлению линий), было равно  $B$  (или, в условно упрощенном чертеже, пропорционально  $B$ ).

Так как никаких «магнитных зарядов» не существует и в теле магнита к любому магнитному полюсу подходит столько же линий магнитной индукции, сколько исходит из него наружу (рис. 222), то по теореме Остроградского — Гаусса (§ 5) *поток магнитной индукции через любую замкнутую поверхность в магнитном поле алгебраически всегда равен нулю:*

$$\Phi_{\text{(через замкн. пов.)}} = 0. \quad (10)$$

Это означает, что линии магнитной индукции не имеют начала и конца, т. е. всегда представляют собой *замкнутые кривые*.

Применяя теорему Остроградского — Гаусса не к алгебраическому, а к арифметическому числу линий индукции (т. е. оставляя временно без внимания то обстоятельство, что от магнитного полюса исходит наружу столько же линий индукции, сколько подходит к нему в теле магнита) и повторяя рассуждения, которые были приведены в связи с обоснованием теоремы Остроградского — Гаусса в электростатике (§ 5), мы приходим к выводу, что *магнитный полюс величиной в  $t$  магнитных единиц связан с  $4\pi t$  линиями магнитной индукции*. Однако *эта связь магнитного полюса с линиями магнитной индукции существенно отличается от численно такой же связи заряда с линиями электрической индукции*. Действительно, в случае заряда  $Q$  электростатических единиц линии электрической индукции в числе  $4\pi Q$  и с х о д я т от заряда  $+Q$ , как бы зарождаясь в нем. В случае магнитного полюса величиной в  $t$  магнитных единиц линии магнитной индукции в числе  $4\pi t$  исходят из этого полюса, но *столько же линий магнитной индукции с противоположной стороны (или из тела магнита) и п о д х о д и т к полюсу, т. е. указанное число линий индукции проходит через полюс и ни одна из них не начинается и не кончается в нем*. Указанное число линий магнитной индукции является, в сущности, мерой величины полюса как места наибольшей концентрации поля.

Так, если поперечное сечение полюса магнита измеряется площадью  $S$ , то магнитная индукция в случае однородности поля здесь равна:

$$B = \frac{4\pi t}{S} \quad (11)$$

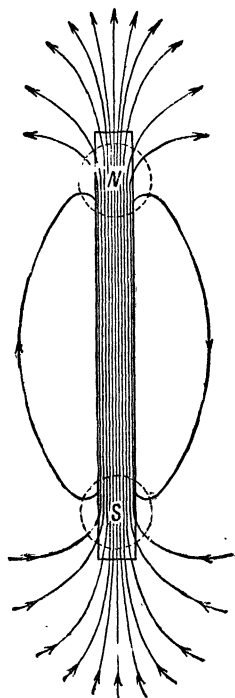


Рис. 222. Линии магнитной индукции стержневого магнита.

(это ясно из того, что число линий индукции, связанных с полюсом  $m$ , равно  $4\pi m$ , а, стало быть, поток индукции, проходящий через площадку  $S$ , равен

$$\Phi = BS = 4\pi m).$$

В ферромагнитных телах происходит сгущение линий магнитной индукции подобно сгущению линий электрической индукции в диэлектриках (рис. 223).

*Плотность энергии* магнитного поля определяется формулой, аналогичной формуле для плотности энергии электрического поля (§ 16), а именно:

$$\omega = \frac{\mu H^2}{8\pi}. \quad (12)$$

Как и в электрическом поле, картина линий магнитной индукции всегда получается такой, как если бы в поле, существовали *натяжение* (по линиям поля) и *боковое давление* (в направлении, перпендикулярном к

линиям поля); величины продольного натяжения и равного ему поперечного давления в любом месте равны плотности энергии поля:

$$p = \frac{\mu H^2}{8\pi}. \quad (12a)$$

Если в этой формуле напряженность поля  $H$  выражена в эрстедах, то величина напряжения  $p$ , отнесенная к  $1 \text{ см}^2$  площадки, перпендикулярной к силовым линиям, а также и величина бокового давления окажутся выраженными в  $\text{дин/см}^2$ .

## § 59. Магнитное поле Земли

Магнитные полюсы Земли не совпадают с географическими полюсами и со временем изменяют свое положение. Так, в 1600 г. магнитный полюс в северном полушарии находился на широте  $78^\circ$  и западной долготы  $59^\circ$ , а в последние десятилетия его положение определялось широтой около  $71^\circ$  и долготой  $96^\circ$ . Иначе говоря, магнитный полюс северного полушария в 1600 г. находился на расстоянии около 1300 км от географического полюса, а теперь его удаленность от географического полюса возросла приблизительно до 2100 км (он отстоит на несколько сотен километров от берегов Северной Америки).

Магнитное поле Земли на экваторе направлено горизонтально, у магнитных полюсов Земли—вертикально и всюду в других местах—под некоторым углом к горизонтальной плоскости, который называют *магнитным наклонением* и из-

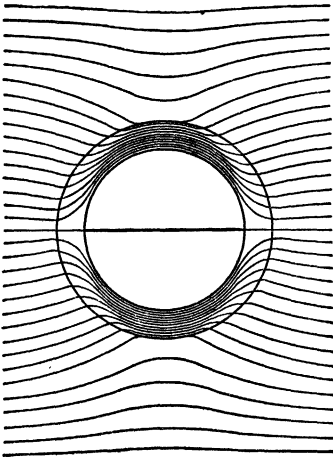


Рис. 223. Железное кольцо в однородном магнитном поле (сгущение линий индукции в железе).