

тельно слабого тока, который приводит в действие особые выключатели (так называемые *контакты*) у моторов и реостатов. Для приведения в движение больших прокатных станов, а также в судовых установках (где генерирование постоянного тока проще всего решает задачу о совместной работе 10—20 дизелей) применяют моторы постоянного тока мощностью в десятки тысяч лошадиных сил.

Широкое применение имеют и крохотные электромоторчики (иногда размером всего в несколько кубических сантиметров); их используют в разнообразных механизмах управления.

### § 67. Отклоняющее действие магнитного поля на электронный поток (в вакууме и в металле)

Отклоняющее действие магнитного поля на электронный поток в вакууме легко обнаруживается, если к вакуум-трубке, в которой образованы катодные лучи, приблизить подковообразный магнит. Происходящее при этом смещение пятна флуоресценции на стенках трубки показывает, что траектория электронов, образующих катодный луч, в магнитном поле уже не является прямолинейной, какой она всегда бывает (независимо от расположения электродов в трубке), когда устранено влияние на катодный луч магнитного поля и поперечного электрического поля (рис. 277). Изучение отклоняющего действия магнитного поля на электронный поток в вакууме привело к созданию ряда замечательных приборов и, кроме того, позволило правильно понять сущность явлений, вызывающих действие магнитного поля на проводники с током.

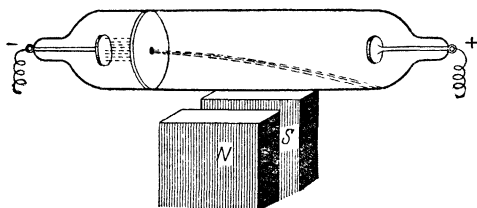


Рис. 277. Отклонение катодных лучей в магнитном поле.

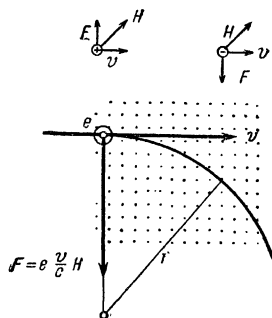


Рис. 278. К обоснованию формулы Лоренца.

Представим себе, что электрон со скоростью  $v$  влетает в горизонтальном направлении в пространство, пронизанное линиями магнитных сил, направленными тоже горизонтально, но пересекающими направление движения электрона под прямым углом (на рис. 278 следы силовых линий, уходящих от наблюдателя перпендикулярно к плоскости чертежа, изображены точками).

Силу, с которой магнитное поле действует на движущийся заряд  $e$ , мы можем определить на основании формулы Ампера. На элемент  $l$  прямолинейного тока однородное магнитное поле, имеющее

напряженность  $H$ , действует с силой, равной  $lH \sin(\mathbf{l}, \mathbf{H})$ . Пусть рассматриваемый нами движущийся заряд  $e$  за время  $t$  передвинулся на расстояние  $l$ ; это явление подобно элементу  $l$  тока, величина которого  $I = \frac{e}{t}$ . Подставив указанное выражение для  $I$  в формулу Ампера, получим  $\frac{e}{t} \cdot lH \sin(\mathbf{l}, \mathbf{H})$ ; здесь  $\frac{l}{t}$  есть скорость движения  $v$ . Учитывая далее, что заряд  $e$  здесь выражен в абсолютных электромагнитных единицах (так как в формуле Ампера величина тока предполагается измеренной в единицах CGSM), и желая в дальнейшем подразумевать под  $e$  заряд, выраженный в электростатических единицах, мы должны разделить полученное выражение на скорость света  $c$ . Таким образом, окончательно находим, что однородное магнитное поле действует на частицу, движущуюся перпендикулярно к направлению поля, с силой

$$F = e \frac{v}{c} H. \quad (7)$$

В более общем случае, когда вектор скорости движения электрона не перпендикулярен к вектору напряженности магнитного поля, формулу для силы, с которой магнитное поле действует на движущийся в нем электрон, можно представить, пользуясь понятием о векторном произведении и учитывая, что  $e < 0$ , в следующем виде:

$$\mathbf{F} = \frac{e}{c} [\mathbf{v}\mathbf{H}]. \quad (7a)$$

Для определения направления этой, так называемой *лорентцовой силы* можно применять правило левой ладони, но в данном случае нужно располагать пальцы не по направлению электронного потока, а п р о т и в движения электронов (так как электроны имеют отрицательный заряд, а направлением тока считается направление движения положительных зарядов).

Если на электрон одновременно действуют магнитное поле с напряженностью  $\mathbf{H}$  и электрическое поле с напряженностью  $\mathbf{E}$ , то результирующая лорентцова сила будет представлять собой геометрическую сумму ускоряющего действия электрического поля  $e\mathbf{E}$  в направлении  $\mathbf{E}$  и отклоняющего действия магнитного поля  $\frac{e}{c} [\mathbf{v}\mathbf{H}]$  в направлении, перпендикулярном к векторам  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{H}$ :

$$\mathbf{F} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c} [\mathbf{v}\mathbf{H}]. \quad (8)$$

Эта формула — одна из основных в физике; ее называют ф о р м у л о й Л о р е н т ц а. Руководствуясь этой формулой, голландский ученый Гендрик Антоон Лорентц на рубеже XX в. в ряде статей (подытоженных им в монографии «Электронная теория»,

изданной в 1909 г.) объяснил многие электродинамические, магнитные и оптические явления.

Поскольку сила, действующая со стороны магнитного поля на движущийся электрон, направлена всегда перпендикулярно к вектору скорости движения электрона, то очевидно, что, отклоняя траекторию электрона (искривляя ее), магнитное поле не производит работы и не изменяет энергии движения электрона. Так как действие магнитного поля на движущийся электрон проявляется в центростремительном ускорении  $\frac{mv^2}{r}$ , где  $m$  — масса электрона и  $r$  — радиус кривизны траектории электрона в магнитном поле, то при перпендикулярности векторов  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{H}$

$$e \frac{v}{c} H = \frac{mv^2}{r}.$$

Отсюда мы видим, что в однородном магнитном поле, где  $H = \text{const}$ , и  $r = \text{const}$ , т. е. траектория электрона в однородном магнитном поле, в которое электрон влетел перпендикулярно к линиям поля, всюду имеет одинаковую кривизну, стало быть, является окружностью, радиус которой равен

$$r = \frac{mv}{eH} c. \quad (9)$$

Эту окружность называют (в честь Лармора, детально изучившего влияние магнитного поля на движение электронов) *ларморовой орбитой*.

Если начальная скорость электрона, попавшего в однородное магнитное поле, составляла некоторый острый угол с направлением линий поля, то этот угол сохраняется неизменным при движении электрона в магнитном поле, и поэтому в указанном случае траектория электрона приобретает форму *винтовой линии* (рис. 279).

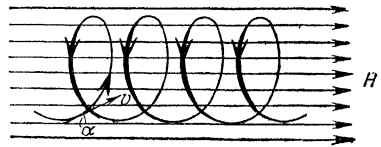


Рис. 279. Винтовая траектория электрона в магнитном поле.

Влияние электрического поля на движение электрона существенно отличается от влияния магнитного поля; электрическое поле изменяет кинетическую энергию электрона, тогда как магнитное поле изменяет только направление, но не величину скорости. Движение электрона в электрическом поле в общем сходно с движением тела в гравитационном поле: когда начальная скорость электрона противоположна направлению линий сил однородного электрического поля, то для электрона, имеющего отрицательный заряд, это означает совпадение силы, действующей на него, с направлением

скорости — электрон движется равноускоренно; при обратном направлении скорости он движется равнозамедленно; в общем случае, когда начальная скорость электрона составляет некоторый угол с направлением однородного электрического поля, электрон движется по параболе. Электрическое поле, направленное перпендикулярно к скорости электрона (рис. 280), в начальный момент действует на электрон только с центростремительной силой; поэтому радиус кривизны  $r$  траектории электрона, движущегося перпендикулярно к электрическому полю (для начальной точки параболы), может быть вычислен из соотношения

$$eE = \frac{mv^2}{r}.$$

Таким образом, для катодных лучей, отклоняемых поперечным электрическим полем, радиус кривизны траектории электронов оказывается пропорциональным квадрату скорости и равным

$$r = \frac{mv^2}{eE}, \quad (10)$$

Рис. 280. К выводу формулы, определяющей отклонение электронного потока в поперечном электрическом поле.

тогда как при отклонении катодных лучей магнитным полем радиус кривизны траектории электронов согласно формуле (9) пропорционален первой степени скорости. Это обстоятельство используют для измерения скорости движения электронов методом взаимной компенсации электрического и магнитного отклонений электронного потока. Действительно, если на крестик пластинок заряженного конденсатора расположить плоские полюсы электромагнита таким образом, чтобы поток заряженных частиц, например пучок катодных лучей, проходил одновременно и между полюсами электромагнита и между пластинками конденсатора, то можно, регулируя ток в обмотке электромагнита, добиться того, чтобы отклонение катодных лучей от прямолинейного пути, вызванное электрическим полем, было нацело уничтожено равным по величине, но противоположным по направлению отклонением, которое вызывается магнитным полем.

Сопоставляя приведенные выше формулы для радиусов кривизны траектории электронов в поперечном электрическом и в магнитном поле, мы видим, что отклонения могут быть взаимно компенсированы, когда напряженности полей удовлетворяют соотношению

$$\frac{mv^2}{eE} = \frac{mv}{eH} c,$$

или

$$v = c \frac{E}{H}. \quad (11)$$

Это простое соотношение, определяющее напряженности скрещенных полей (электрического и магнитного), когда их отклоняющие действия по величине одинаковы и по направлению противоположны, легко выводится прямо из формулы Лорентца. Действительно, из (8) при  $F=0$  имеем:  $e\mathbf{E} = -\frac{e}{c}[\mathbf{v}\mathbf{H}]$ , т. е. при взаимной перпендикулярности векторов  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{v}$  сразу получается формула (11).

Воспользовавшись формулой (11), проанализируем движение электрона, который с некоторой начальной скоростью  $\mathbf{v}_0$  попадает в однородные скрещенные электрическое и магнитное поля. Пусть силовые линии магнитного поля направлены вертикально снизу вверх по оси  $Z$ , а электрического—горизонтально, причем так, что электрическая сила, действующая на электрон, ориентирована по оси  $X$  слева направо, и допустим, что вектор начальной скорости лежит в горизонтальной плоскости. Как уже было пояснено выше, магнитное поле будет отклонять электрон по дуге окружности с радиусом  $r = \frac{mv}{eH}$ . Электрическое поле будет уносить электрон в направлении оси  $X$  направо со скоростью, слагающая которой в направлении поля (по оси  $X$ ) вследствие однородности поля будет возрастать с течением времени равномерно.

Допустим, что начальная скорость велика в сравнении со скоростью, создаваемой за рассматриваемый промежуток времени электрическим полем, и что напряженность магнитного поля существенно превышает напряженность электрического поля. В этом случае нетрудно дать наглядное представление о траектории электрона. Для этого вообразим, что вместо силы  $e\mathbf{E}$  на электрон действует равная ей сила магнитного происхождения  $\frac{e}{c}[\mathbf{u}\mathbf{H}]$ , вызванная тем, что электрон движется на нас (по оси  $Y$ ) со скоростью  $u = c \frac{E}{H}$ . Действительно, при такой дополнительной скорости движения (одной и той же для всех моментов времени)  $u \cdot H = cE$  и, стало быть, вследствие перпендикулярности векторов  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{u}$

$$\frac{e}{c}[\mathbf{u}\mathbf{H}] = e\mathbf{E}.$$

Таким образом, в указанном случае (большой начальной скорости и  $H \gg E$ ) траекторией электрона является ларморова орбита, центр которой перемещается перпендикулярно к векторам  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  с неизменной скоростью  $u = c \frac{E}{H}$ . Эту скорость и называют *скоростью дрейфа электрона*.

Понятно, что радиус ларморовой орбиты не остается постоянным, так как с течением времени увеличивается составляющая скорости движения электрона в направлении электрического поля. Но поскольку радиус и длина ларморовой орбиты возрастают пропорционально скорости, то очевидно, что угловая частота электрона по ларморовой орбите остается, как и скорость дрейфа, неизменной и равной, согласно (9),

$$\omega_{\text{ларм}} = \frac{eH}{mc}.$$

Лармор доказал, что для электронов, удерживаемых на орбите радиальным полем положительного заряда, расположенного в центре орбиты, действие магнитного поля сказывается в возникновении прецессионного вращения оси орбиты вокруг направления магнитного поля с частотой прецессии в два раза меньшей, чем указанная выше частота.

Формула (11) позволяет определить скорость заряженных частиц, например электронов, в катодных лучах путем измерения напряженностей электрического и магнитного полей, подобранных так, чтобы их отклоняющие действия взаимно компенсировались. Если после этого, устранив электрическое поле, измерить отклонения потока заряженных частиц в магнитном поле, то по величинам  $r$ ,  $E$  и  $H$  можно вычислить отношение заряда частицы к ее массе. Формула для вычисления по указанным измерениям отношения заряда частицы к массе получается из формул (9) и (11):

$$\frac{e}{m} = \frac{c^2 E}{r H^2}. \quad (12)$$

Впервые точное измерение скорости катодных лучей выполнил в 1897 г. Дж. Дж. Томсон. Как и следовало ожидать (согласно формуле, приведенной на стр. 216), скорость электронов в катодных лучах в хорошо эвакуированной трубке оказалась в простой зависимости от вольтажа, приложенного к электродам трубки: 100 в сообщают электронам скорость 6000 км/сек, при 10 000 в скорость электронов достигает одной пятой скорости света (таблица на стр. 217).

Исторически катодные лучи были первым явлением, обнаружившим существование свободных (не связанных с атомами) электронов. На основании точных измерений отклонения катодных лучей в электрическом и магнитном полях найдено:

$$\frac{e}{m} = 5,273 \cdot 10^{17} \frac{\text{абс. эл.-ст. ед.}}{г} = 1,759 \cdot 10^7 \frac{\text{абс. эл.-магн. ед.}}{г}.$$

Так как тщательные измерения (§ 3) показали, что заряд электрона равен

$$e = 4,803 \cdot 10^{-10} \text{ абс. эл.-ст. ед.,}$$

то из сопоставления этого числа с предыдущим получается, что масса электрона равна

$$m = 9,108 \cdot 10^{-28} г.$$

Поясненный выше метод измерения отношения заряда частицы к ее массе был применен Дж. Дж. Томсоном и подробно разработан и усовершенствован Астоном как метод точного определения масс ионов различных химических веществ, что привело к открытию *изотопов*, т. е. химически простых веществ, тождественных по своим химическим свойствам, но различающихся по величине массы атомов. Приборы для такого измерения масс потока ионов в вакууме называют *масс-спектрографами*. Устройство этих приборов пояснено в третьем томе курса. Там же рассказано о методе фотографирования траекторий быстро движущихся частиц посредством так называемых *камер Вильсона*. (Быстро движущиеся частицы вызывают ионизацию газа. Если газ был пересыщен водяными парами и сразу после пролета частицы подвергнут резкому охлаждению, то след движения частицы отчетливо обозначается на снятой в этот момент фотографии каплями конденсировавшейся влаги.)

Влияние магнитного поля на поток ионов в электролитах можно демонстрировать, как это делал Плантэ еще в 1860 г., посредством следующего опыта. В стеклянный плоский сосуд с раствором серной кислоты опускают в качестве анода медную заостренную проволоку. При напряжении на электродах в несколько десятков вольт быстрое электролитическое растворение меди становится видимым по образующимся хлопьям, которые завихряются при приближении магнита (рис. 281).

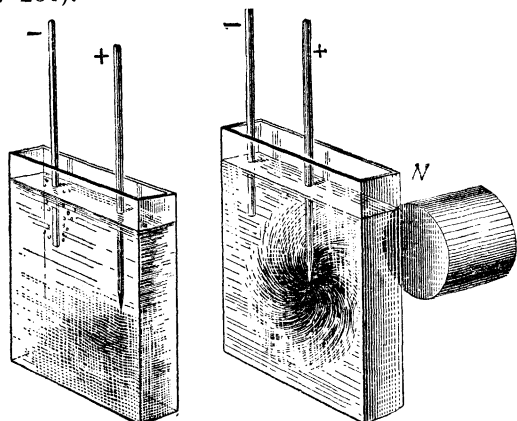


Рис. 281. Опыт Плантэ.

Отклоняющее действие магнитного поля на электронный поток в металле проявляется в силах, приложенных к проводнику с током. Чтобы пояснить, как лорентцовы силы, действующие на электроны проводимости, преобразуются в амперовы силы, действующие на токонесущий проводник, проанализируем явления, происходящие в примитивном прообразе современных электромоторов — в *диске Барлоу* (1822 г.).

Диск из латуни свободно вращается в подшипниках, находясь в межполюсном пространстве стального магнита. Нижняя часть диска погружена в желобок, наполненный ртутью. Ток от аккумулятора подводится через подшипник по оси к диску и затем направляется по диску и через ртуть (рис. 282).

Очевидно, что на радиус диска, по которому в некоторый данный момент идет ток, действует сила  $F = \mu H I l$  [формула (3)] в направлении, определяемом по правилу левой ладони. Эта сила, вызывая поворот диска на некоторый угол, приводит в контакт со ртутью следующий участок окружности диска, вследствие чего ток направляется по другому радиусу, и т. д. В результате возникает непрерывное вращение диска.

Рассмотрим описанное явление с точки зрения движения действительных носителей электрического тока в металлах — электронов.

На рис. 283 пунктиром показано направление электронного потока. Если перпендикулярно к плоскости диска создано магнитное поле, направленное на нас, то траектории движения электронов искривляются, как показано на рисунке.

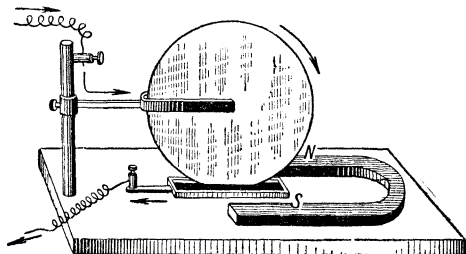


Рис. 282. Диск Барлоу.

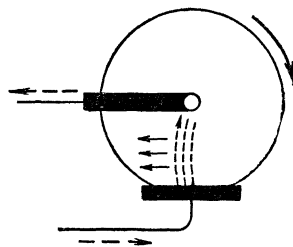


Рис. 283. Движение электронов в диске Барлоу.

При движении электронов в металле между ними и атомами металла происходят частые столкновения, при которых атомы получают импульсы в направлении движения электронов. Когда вследствие действия магнитного поля происходит отклонение траекторий

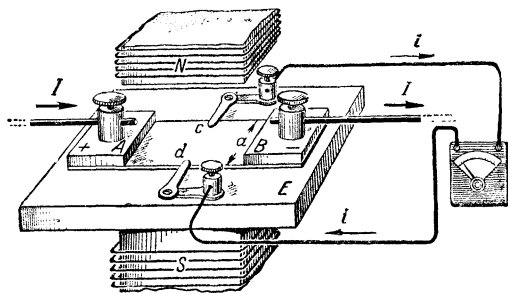


Рис. 284. Схема опытов по изучению явления Холла.

электронов, атомы металла получают импульсы, дающие результирующую силу в направлении, перпендикулярном к радиусу диска. Эта результирующая и вызывает вращение диска в целом.

Что электроны, движущиеся в металле, действительно отклоняются от прямолинейного пути под действием перпендикулярно направленного магнитного поля, это доказывает существование так называемого *эффекта Холла* (1879 г.). Эффект Холла состоит в следующем.

Пусть вдоль широкой металлической пластины, изображенной на рис. 284, идет ток в направлении от *A* к *B*; электроны в металле, следовательно, движутся от *B* к *A*. На боковых сторонах пластины



всегда можно отыскать две такие точки  $c$  и  $d$ , разность потенциалов между которыми равна нулю. Если к этим точкам  $c$  и  $d$  присоединить провода от чувствительного гальванометра, то стрелка гальванометра будет находиться в покое. Добившись такого положения, создадим при помощи электромагнита сильное магнитное поле, направленное перпендикулярно к плоскости пластины. Пусть над пластиной находится северный полюс электромагнита, а внизу — южный. В этом случае поток электронов, бегущих внутри пластины, должен отклониться к точке  $d$ .

Благодаря этому в области, прилежащей к  $d$ , создается повышенная «концентрация электронов», а в области, прилежащей к  $c$ , наоборот, пониженная концентрация. Другими словами, точка  $c$  приобретает некоторый положительный потенциал по сравнению с точкой  $d$ , и, таким образом, разность потенциалов между  $c$  и  $d$  уже не будет равна нулю. Вследствие этого от  $c$  к  $d$  через провода, соединенные с гальванометром, потечет электрический ток и вызовет отклонение стрелки прибора. При уничтожении магнитного поля, т. е. после размыкания тока, питающего электромагнит, создающий это поле, пути электронов в пластине снова примут свое обычное направление и стрелка гальванометра возвратится в свое нулевое положение.

Многочисленные экспериментальные исследования явления Холла показали, что электродвижущая сила  $\mathcal{E}_{\text{Холл}}$ , возникающая в явлении Холла, отнесенная к ширине пластины  $a$ , пропорциональна произведению напряженности магнитного поля на плотность тока  $i$  в пластине и на синус угла между направлением тока и направлением поля, т. е., иначе говоря, *электродвижущая сила эффекта Холла, если ее рассматривать как вектор и разделить на ширину пластины, пропорциональна векторному произведению вектора напряженности магнитного поля и вектора плотности тока:*

$$\frac{1}{a} \cdot \mathcal{E}_{\text{Холл}} = R_H [\mathbf{H} \cdot \mathbf{i}]. \quad (13)$$

Коэффициент пропорциональности  $R_H$  в этом уравнении называют *постоянной Холла*. Постоянная Холла не одинакова для различных металлов и, подобно проводимости, зависит от наличия в металле примесей. Наиболее велика постоянная Холла для теллура, висмута, сурьмы и мышьяка (для висмута она почти в 200 000 раз больше, чем для меди).

Весьма замечательно, что примерно для половины металлов постоянная Холла имеет нормальный знак [отрицательный при вышеприведенном начертании формулы (13)], тогда как для других металлов постоянная Холла имеет п р о т и в о п о л о ж н ы й знак. В классической электронной теории этот факт оставался необъясненным. Согласно квантовой теории электропроводности, общее представление о которой дано в §§ 30 и 35, носителями тока в

металле являются «полусвободные» электроны, которые энергетически остаются в некоторой мере связанными с кристаллической решеткой положительных ионов, но находятся на высших квантовых уровнях так называемой «незаполненной зоны». Оказалось, как показал Пайерлс, что если число электронов на этих уровнях незаполненной зоны меньше половины общего числа всех уровней в ней, то электродвижущая сила эффекта Холла имеет нормальное направление (постоянная  $R_H$  отрицательна); если же число электронов в незаполненной зоне превышает половину числа уровней в ней, то электродвижущая сила эффекта Холла должна иметь противоположное направление (постоянная  $R_H$  положительна).

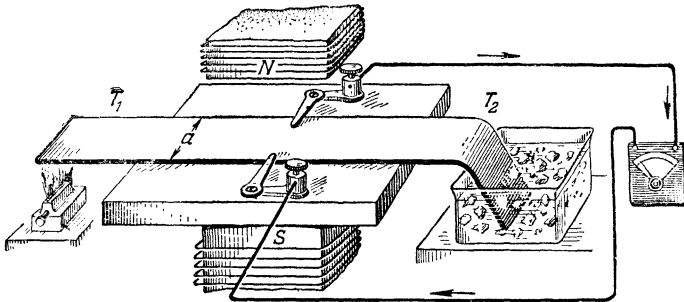


Рис. 285. Схема опытов по изучению явления Нернста.

Строго говоря, электродвижущая сила эффекта Холла определяется, собственно, не вектором напряженности  $H$  магнитного поля, а вектором намагниченности  $I_m$  проводника. Это было обнаружено опытами русского ученого Д. А. Гольдгаммера, изучившего явление Холла в ферромагнитных телах в 1889 г., и с полной убедительностью показано советским физиком И. К. Кикоиным в 1936 г. Поэтому уравнение (13) правильнее писать в следующем виде:

$$\frac{1}{a} \mathcal{E}_{\text{Холл}} = R_l [I_m \cdot i]. \quad (13a)$$

Величина  $R_l$  в этом уравнении (*постоянная Холла — Кикоина*) для инструментальной стали пропорциональна содержанию аустенита в стали; это обстоятельство используют в заводских лабораторных установках для определения процентного содержания аустенита в стали измерением электродвижущей силы эффекта Холла.

Следует отметить, что в отсутствие электрического тока, но при наличии в проводнике теплового потока магнитное поле может возбудить электродвижущую силу, аналогичную электродвижущей силе эффекта Холла. А именно, если на концах пластинки, имеющей длину  $l$ , поддерживать разность температур  $T_1 - T_2$  и держать пластинку в магнитном поле, силовые линии которого перпендикулярны к пластинке (рис. 285), то на краях пластинки (ширина

которой  $a$ ) обнаруживается *электродвижущая сила, пропорциональная произведению напряженности магнитного поля на градиент температуры:*

$$\frac{1}{a} \cdot \mathcal{E}_{\text{Нерст}} = QH \frac{T_1 - T_2}{l}. \quad (14)$$

Это явление было открыто Нернстом в 1886 г. Величину  $Q$  называют *постоянной Нернста*; она, как и постоянная Холла, не одинакова по величине и по знаку для разных металлов. Если учесть неодинаковую теплопроводность металлов, то между численными значениями постоянной Холла и постоянной Нернста обнаруживается некоторый параллелизм (отношение постоянной Нернста к коэффициенту теплопроводности приблизительно пропорционально постоянной Холла).

### § 68. Электродинамические измерительные приборы. Гальванометры. Осциллографы

Если гибкий провод из немагнитного металла натянуть в вертикальном положении, как показано на рис. 286, и расположить близ середины провода стальной магнит или, еще лучше, электромагнит, то при включении тока будет наблюдаться отклонение проводника (на рис. 286 — пунктир) в ту или другую сторону в зависимости от направления тока.

Этот опыт удается тем лучше, чем сильнее магнитное поле, создаваемое электромагнитом, и чем больше ток в проводе. Однако если провод взять достаточно тонкий, то заметные отклонения будут наблюдаться даже при очень малом токе. Последнее обстоятельство позволило применить схему только что описанного опыта к устройству очень чувствительных приборов для измерения самых незначительных токов. Приборы такого рода за последние десятилетия получили широкое распространение в лабораторной практике и известны под названием **струнных гальванометров**. Их чувствительность доходит до  $10^{-11}$  а, т. е. близка к чувствительности самых совершенных описанных ниже зеркальных гальванометров. У струнных гальванометров имеется ряд ценных преимуществ, позволяющих пользоваться этими приборами в тех случаях, в которых употребление зеркальных гальванометров было бы затруднительно.

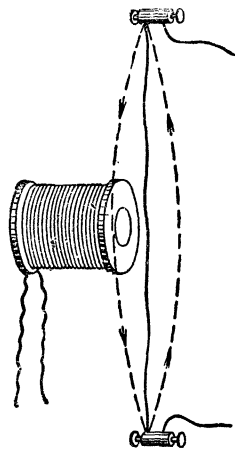


Рис. 286. Действие магнита на мягкий провод. При пропускании тока вверх или вниз провод отклоняется влево или вправо в соответствии с правилом левой ладони.