Г. Гельмгольц

1821—1894

О законе сохранения энергии

Близость по времени появления основополагающих работ Р. Майера. Дж. Джоуля и Г. Гельмгольца, в которых был сформулирован закон сохранения энергии, свидетельствует о том, что установление этого фундаментального физического закона было подготовлено всем ходом развития науки. Каждый из названных ученых пришел к выводу о сохранении энергии своим путем. В исследованиях Майера большую роль сыграло общефилософское убеждение во взаимосвязи сил природы. В работах Джоуля особенно важен экспериментальный аспект. Немецкий ученый Г. Гельмгольц проанализировал закономерности превращения энергии с точки зрения физической теории.

Герман Людвиг Фердинанд Гельмгольц родился 31 августа 1821 г. в Потсдаме в семье преподавателя гимназии. Герман был с детства близок с отцом, который привил мальчику любовь к музыке, живописи и интерес к философии.

После окончания гимназии Гельмгольц, несмотря на интерес к физике, не смог из-за недостатка средств поступить в университет. Он получил государственную стипендию и, подписав обязательство прослужить восемь лет военным хирургом, поступил в Берлинскую военно-медицинскую академию. Во время учебы в академии Гельмгольц посещал и лекции в университете, самостоятельно изучал труды Д. Бернулли, Канта, Лапласа, Био. Следует отметить, что специального математического образования Гельмгольц не получил.

В 1841 г. началась работа Гельмгольца над докторской диссертацией по физиологии, которую он успешно защитил в 1842 г. После защиты он был назначен эскадронным хирургом в гусарский полк, расквартированный в Потсдаме. Однако исполнение обязанностей военного врача не увлекало Гельмгольца. В это время он интересуется различными физиологическими явлениями и вместе с двумя другими молодыми исследователями, Э. Дюбуа-Реймоном и Э. Брюкке, мечтает о преобразовании физиологии как науки путем введения в нее методов физики и химии.

С 1845 г. Гельмгольц участвует в работе вновь созданного

Берлинского физического общества. Этому способствует то обстоятельство, что в 1845 г. он получает возможность бывать в Берлине и проводить эксперименты в лаборатории Г. Магнуса. В 1845—1846 гг. формируются основные идеи ученого, положенные им в основу знаменитой работы «О сохранении силы», доложенной на заседании Физического общества в 1847 г.

В 1848 г. Гельмгольца освобождают от военной службы, и он занимает должность экстраординарного профессора физиологии и общей патологии в Кенигсберге. Там продолжаются его занятия физиологией. Он проводит важное исследование скорости передачи нервного импульса, занимается физиологической оптикой и акустикой. В эти области он внес большой вклад: открыл комбинационные тоны, предложил резонансную теорию слуха, построил модель уха, развил теорию аккомодации глаза, теорию цветового зрения. Врачи-окулисты обязаны Гельмгольцу изобретением офтальмоскопа — прибора для исследования глазного дна (1851).

Постепенно к Гельмгольцу приходит известность. Он выполняет почетные поручения правительственных учреждений, совершает поездку в Англию, во время которой у него возникают дружеские отношения с В. Томсоном (Кельвином).

В 1855 г. Гельмгольц переходит в Боннский университет, а в 1858 г. становится профессором физиологии в Гейдельберге. Все это время, несмотря на переезды и печальные события в личной жизни (смерть жены), ученый напряженно работает. Выходит в свет первый том его «Физиологической оптики», он проводит важное исследование колебаний струн и акустических резонаторов (резонаторов Гельмгольца), занимается гидродинамикой вихрей, разрабатывает принцип механического подобия, позволивший объяснить ряд метеорологических явлений и механизм образования морских волн.

В 1870 г. Гельмгольца пригласили в Берлин, где возглавляемая им кафедра с лабораторией становится неформальным центром немецкой физики. В 1887 г. ученый стал президентом нового Физико-технического института, в котором, по замыслу создателей, должны были вестись как прикладные, так и фундаментальные исследования. Под руководством Гельмгольца институт стал крупным научным центром, куда приезжали работать и учиться молодые физики из многих стран, в том числе и из России.

В 70—80-е годы Гельмгольц много занимается проблемами электродинамики. Он сам ведет как экспериментальные, так и теоретические исследования, пытаясь найти критерий для выбора в пользу одной из существовавших в то время электродинамических теорий. Получила известность его полемика с В. Вебером, в которой Гельмгольц критиковал теорию Вебера как противоречащую закону сохранения энергии. В его лаборатории американец Г. Роуланд поставил опыт, с помощью которого доказал, что конвекционный ток в движущемся проводнике по своему магнитному действию эквивалентен току проводимости в неподвижном проводнике. Гельмгольц стимулировал исследования своего ученика Г. Герца, приведшие к обнаружению электромагнитных волн. В 1881 г. Гельмгольц выдвинул идею атомарного строения электричества.

На протяжении всей жизни Гельмгольц живо интересовался вопросами теории познания. Он был стихийным, но непоследовательным материалистом. Его суждение о том, что наши представления о внешнем мире являются набором символов, критиковали Ф. Энгельс и В. И. Ленин. В физике Гельмгольц в целом находился на позициях механицизма.

Благодаря тому что Гельмгольц внес вклад в развитие практически всех областей физики, он оказал огромное влияние на ее прогресс во второй половине XIX в. Его научные достижения были отмечены избранием действительным членом Берлинской, Парижской, Петербургской академий наук, других научных обществ. Гельмгольц умер 8 сентября 1894 г.

Работа Гельмгольца «О сохранении силы» была стимулирована его исследованиями процессов гниения и брожения, относящихся к физиологии. Успеху этой работы в значительной мере способствовало то обстоятельство, что ученый сочетал в себе таланты экспериментатора и теоретика. Он сумел связать воедино результаты многих исследований, относящихся к разным областям физики.

О сохранении силы

Введение

Предлагаемое сочинение предназначено в своей главной части для физиков, поэтому я предпочел развить основные положения, излагаемые в нем, независимо от философского их обоснования, в форме физического предположения. Далее, я считал нужным вывести следствия из этого допущения и сравнить их для различных областей физики с опытными законами естественных явлений. К выводу положений, установленных в настоящей работе, можно подходить с двух различных точек зрения: или исходя из аксиомы, что невозможно получить безграничное количество работы при действии любой комбинации тел природы друг на друга, или же допуская предположение, что все действия в природе можно свести на притягательные или отталкивательные силы, величина которых зависит только от расстояния действующих друг на друга точек. То, что оба положения являются тождественными, доказывается в самом начале сочинения. В то же время оба эти положения имеют еще более существенное отношение к главной основной задаче физических естественных наук, обрисовать которую я попытаюсь в настоящем введении.

Цель указанных наук заключается в отыскивании законов, благодаря которым отдельные процессы в природе могут быть сведены к общим правилам и могут быть снова выведены из этих последних. Эти правила, к которым относятся, например, законы преломления или отражения света, законы Мариотта и Гей-Люссака для объема газов, являются, очевидно, ничем иным, как общим видовым понятием, которым охватываются все относящиеся сюда явления. Разыскание подобных законов является делом экспериментальной части наших наук. Теоретическая часть старается в то же время определить неизвестные причины явлений из их видимых действий. Она стремится понять их из закона причинности.

Мы вынуждены были так поступать и имеем на это право благодаря основному закону, по которому всякое изменение в природе должно иметь достаточное основание. Ближайшие причины, которым мы подчиняем естественные явления, могут быть, в свою очередь, или неизменными, или изменяющимися. В последнем случае тот же закон принуждает нас искать другие причины этого изменения и так далее до тех пор, пока мы не доходим до последних причин, которые действуют по неизменному закону и, следовательно, в каждое время при одинаковых условиях вызывают одно и то же действие. Конечной целью теоретического естествознания и является, таким образом, разыскание последних неизменных причин явлений в природе. ⟨...⟩

Таким образом, задача физического естествознания в конце концов заключается в том, чтобы свести явления природы на неизменные притягательные или отталкивательные силы, величина которых зависит от расстояния. Разрешимость этой задачи есть в то же время условие для возможности полного понимания природы. Теоретическая механика не принимала до сих пор этого ограничения понятия движущей силы, во-первых, потому, что не выяснено было происхождение основных положений механики, во-вторых, потому, что для механики важно иметь возможность предвычислять действие системы движущих сил в таких случаях, когда разложение этих сил на простые составляющие еще не удалось произвести. Во всяком случае, большая часть общих принципов движения сложных систем масс выполняется в том случае*, когда последние связаны друг с другом при помощи неизменных притягательных или отталкивательных сил. К таким принципам относятся принцип возможных перемещений, принцип движения центра тяжести, принцип сохранения главной плоскости вращения и момента вращения свободной системы, принцип сохранения живой силы. Из этих принципов в земных условиях применяются по преимуществу только первый и последний принципы, так как остальные относятся только к совершенно свободным системам. Первый же принцип, как мы покажем, представляется частым случаем последнего, который поэтому является самым общим и важным следствием из сделанных выводов.

* Лучше сказать: «Доказана только для случая» (1881).

Мы дадим вышеуказанному закону для случая действия центральных сил еще более общее выражение.

Пусть φ — сила, которая действует по направлению r, считается положительной, если имеется притяжение, и отрицательной, если наблюдается отталкивание. Тогда

$$X = -\frac{x}{r}\varphi;\ Y = -\frac{y}{r}\varphi;\ Z = -\frac{z}{r}\varphi. \tag{1}$$

Согласно уравнению (2) предыдущего параграфа,

$$md(q^2) = -2\frac{\varphi}{r}(x\mathrm{d}x + y\mathrm{d}y + z\mathrm{d}z),$$

откуда

$${}^1/_2 md(q^2) = -\varphi\mathrm{d}r$$

или, если Q и q, R и r суть соответствующие тангенциальные скорости и расстояния,

$$\frac{1}{2}mQ^2 - \frac{1}{2}mq^2 = -\int_r^R \varphi\mathrm{d}r. \tag{2}$$

Если рассмотреть это уравнение подробнее, то мы найдем в левой части разность живых сил, которая соответствует разным расстояниям m от a. Чтобы найти значение величины $\int_r^R \varphi\mathrm{d}r$, представим себе, что величины φ, которые относятся к различным точкам линии, соединяющей m и a, определяются ординатами, перпендикулярно восставленными к соответствующим точкам. Указанная величина должна бы быть равной площади, которая заключается между кривой, ординатами, соответствующими R и r, и осью абсцисс. Поскольку эту площадь можно представить как сумму бесконечного числа лежащих в ней абсцисс, эта величина есть сумма всех элементарных сил, которые произведены на расстояниях, лежащих между R и r. Если назвать теперь силы, которые стремятся двинуть точку m, пока они еще не произвели движения, напряженными силами, в противоположность тому, что механика называет живой силой, то мы могли бы назвать $\int_r^R \varphi\mathrm{d}r$ суммой напряженных сил между расстояниями R и r. Тогда предыдущий закон мог бы быть выражен так: увеличение живой силы точки при ее движении под влиянием центральной силы равно сумме соответствующих изменению ее расстояния напряженных сил.

Представим себе, что две точки, находящиеся под действием притягательной силы на определенном расстоянии R, переводятся под влиянием воздействия силы на более близкое расстояние r, при этом их скорость и живая сила увеличиваются. Если бы они должны были перейти на более далекое расстояние r, то их живая сила должна была бы убывать и, наконец, быть совершенно исчерпанной. Мы можем поэтому при притягивающих силах сумму работ сил между пределами $r = 0$ и $r = R$, $\int_r^R \varphi \mathrm{d}r$ обозначать как еще существующую, сумму тех же величин между $r = R$ и $r = \infty$ назвать как использованную; первые могут перейти в действие непосредственно, последние только после эквивалентной потери в живой силе. Обратное наблюдается при отталкивающих силах. Если точки находятся на расстоянии R, то при их удалении мы получим живую силу, будем считать работой силы, имеющейся в нашем распоряжении, величины между $r = R$ и $r = \infty$, работой затраченной — величины работы между $r = 0$ и $r = R$.

Чтобы вывести закон в самом общем виде, представим себе любое количество материальных точек, имеющих массы m_1, m_2, m_3, ..., причем в общем случае массу, имеющую координаты x_a, y_a, z_a мы обозначим m_a. При этом X_a, Y_a, Z_a — параллельные осям координаты слагающие действующих на массу сил, u_a, v_a, w_a — разложенные по осям координат скорости, q_a — тангенциальные скорости; расстояние между m_a и m_b равно r_{ab}, центральная сила, действующая между этими двумя точками, равна φ_{ab}. Для одной точки m_n аналогично уравнению (1) находим:

$$x_n = \sum\left[(x_a - x_n)\frac{\varphi_{an}}{r_{an}}\right] = m_n\frac{\mathrm{d}u_n}{\mathrm{d}t},$$

$$y_n = \sum\left[(y_a - y_n)\frac{\varphi_{an}}{r_{an}}\right] = m_n\frac{\mathrm{d}v_n}{\mathrm{d}t},$$

$$z_n = \sum\left[(z_a - z_n)\frac{\varphi_{an}}{r_{an}}\right] = m_n\frac{\mathrm{d}w_n}{\mathrm{d}t},$$

где знак суммы $\sum$ относится ко всем членам, которые получаются, если вместо показателя a подставить все числа 1, 2, 3, ..., за исключением n.

Умножим первое уравнение на $\mathrm{d}x_n = u_n\mathrm{d}t$, второе — на $\mathrm{d}y_n = v_n\mathrm{d}t$, третье — на $\mathrm{d}z_n = w_n\mathrm{d}t$. Представим себе, что три полученных уравнения написаны для всех отдельных точек m_b, как это было сделано для m_n, и что все эти уравнения сложены. Тогда

$$\sum\left[(x_a - x_b)\mathrm{d}x_b\frac{\varphi_{ab}}{r_{ab}}\right] = \sum\left[\frac{1}{2}m_a\mathrm{d}(u^2)\right],$$

$$\sum\left[(y_a - y_b)\mathrm{d}y_b\frac{\varphi_{ab}}{r_{ab}}\right] = \sum\left[\frac{1}{2}m_a\mathrm{d}(v^2)\right],$$

$$\sum\left[(z_a - z_b)\mathrm{d}z_b\frac{\varphi_{ab}}{r_{ab}}\right] = \sum\left[\frac{1}{2}m_a\mathrm{d}(w^2)\right].$$

Члены рядов, находящихся в левой части равенства, будут получены, если вместо a поставить отдельные индексы 1, 2, 3, ... и при каждом из них поставить для b все бо́льшие и все меньшие величины, чем a. Суммы распадаются, таким образом, на две части, из которых в одной a всегда больше b и в другой всегда меньше. При этом ясно, что для каждого члена одной части, имеющего вид

$$(x_p - x_q)\mathrm{d}x_q \frac{\varphi_{pq}}{r_{pq}},$$

в другой должен находиться член

$$(x_q - x_p)\mathrm{d}x_p \frac{\varphi_{pq}}{r_{pq}}.$$

Если оба члена сложить, то получается

$$-(x_p - x_q)(\mathrm{d}x_p - \mathrm{d}x_q)\frac{\varphi_{pq}}{r_{pq}}.$$

Если соединить члены в суммы, сложить все три суммы и при этом положить

$$1/2\,\mathrm{d}[(x_a - x_b)^2 + (y_a - y_b)^2 + (z_a - z_b)^2] = r_{ab}\mathrm{d}r_{ab},$$

то получим

$$-\sum[\varphi_{ab}\mathrm{d}r_{ab}] = \sum[1/2\,m_a d(q_a^2)], \tag{3}$$

или

$$-\sum\left[\int\limits_{r_{ab}}^{R_{ab}} \varphi_{ab}\mathrm{d}r_{ab}\right] = \sum[1/2\,m_a Q_a^2] - \sum[1/2\,m_a q_a^2], \tag{4}$$

если R и Q, точно так же как r и q, имеют соответствующие значения.

Мы имеем здесь слева опять сумму затраченных работ, справа — сумму живых сил всех систем, и можем теперь выразить этот закон так: во всех случаях движения свободных материальных точек под влиянием исходящих из них притягательных или отталкивательных сил, величины которых зависят только от расстояния, уменьшение количества напряженных сил, которое можно от системы получить, всегда равно увеличению живой силы и, наоборот, увеличение первой величины — уменьшению второй. Следовательно, всегда *сумма существующих в системе напряженных сил и живых сил постоянна.* В этой наиболее общей форме мы можем наш закон назвать принципом сохранения силы.

При данном выводе закона ничего не изменится, если одна часть точек, которые мы отметим буквой d, закреплена так, что $q_d = 0$. Тогда закон имеет вид

$$\sum[\varphi_{ab}\mathrm{d}r_{ab}] + \sum[\varphi_{ad}r_{ad}] = -\sum[1/2\,m_b\mathrm{d}(q_b^2)]. \tag{5}$$

Остается только указать, в каком отношении находится принцип сохранения силы к общему закону статики, к так называемому принципу возможных перемещений. Этот последний принцип вытекает прямо из наших уравнений (3) и (5). Если при определенном положении точки m_a должно существовать равновесие, другими словами, если для случая, когда эти точки находятся в покое, т. е. $q_a = 0$, это состояние остается неизменным и, следовательно, все $dq_a = 0$, то из уравнения (3) следует

$$\sum[\varphi_{ab} dr_{ab}] = 0, \tag{6}$$

или, если действующие силы принадлежат точкам m_d, лежащим вне системы, то по уравнению (5) найдем

$$\sum[\varphi_{ab} dr_{ab}] + \sum[\varphi_{ad} dr_{ad}] = 0. \tag{7}$$

В этом уравнении под dr нужно подразумевать те изменения расстояний, которые наступают при любых малых перемещениях точки m_a, допустимых при существующих условиях системы. Мы видели в предыдущих выводах, что увеличение живой силы, а следовательно переход из покоя в движение, может быть произведено только за счет затраты напряженной силы. Последние уравнения показывают, что, когда напряженная сила при всех возможных направлениях движения в первые моменты не уменьшается, система, находящаяся в покое в данный момент, остается в покое и в дальнейшем.

Известно, что из установленных уравнений могут быть выведены все законы статики. Для природы действующих при этом сил является важным следующее условие: представим себе, что вместо любых малых перемещений точек m берутся такие, какие могли бы существовать, если бы система была твердой системой, так что в уравнении (7) все $dr_{ab} = 0$, отсюда следует, что

$$\sum[\varphi_{ad} dr_{ad}] = 0, \quad \sum[\varphi_{ab} dr_{ab}] = 0.$$

В этом случае условиям равновесия удовлетворяют как внешние, так и внутренние силы, поэтому если определенная система тел природы при действии определенных сил приведена в состояние равновесия, то равновесие не нарушается, во-первых, если мы отдельные точки системы в их настоящих положениях представим себе соединенными неизменяемыми связями, и, во-вторых, если мы устраним силы, с которыми точки действуют друг на друга. Из этого следует: если силы, с которыми действуют друг на друга две материальные точки, удерживаются в равновесии приложенными к ним двумя внешними силами, то эти точки должны находиться в равновесии, если вместо действующих между точками сил подставить твердое соединение их между собой. Силы, которые действуют на две точки твердой прямой линии, могут быть в равновесии только в том случае, если они действуют по направлению этой линии и при этом равны и направлены в противоположные стороны. Таким образом, по отношению к силам, с которыми точки действуют друг на друга и которые должны быть равны внешним силам и направлены в противоположные стороны от них, следует, что эти силы действуют по линии, соединяющей точки, и являются притягательными или отталкивательными силами.

Мы можем так выразить установленные положения.

1. Когда тела природы действуют друг на друга с силами притяжения или отталкивания, независимыми от времени и скорости, то сумма живых сил и напряженных сил остается постоянной; максимум работы, которую можно получить, является определенным, конечным.

2. Если, наоборот, в телах природы находятся силы, которые зависят от времени и скорости или которые действуют не по направлению двух действующих друг на друга материальных точек и, например, являются вращающими силами, то возможна такая комбинация подобных тел, при которой сила или беспредельно теряется, или получается.

3. При равновесии системы тел под действием центральных сил внутренние и внешние силы должны находиться в равновесии сами по себе, если мы тела системы представим при этом неизменяемо соединенными друг с другом и допустим подвижной по отношению к лежащим снаружи телам только систему в целом. Твердая система, состоящая из подобных тел, никогда не может поэтому быть приведена в движение действием своих внутренних сил, и движение может получиться только при действии внешних сил. Если бы имелись иные силы, кроме центральных, то можно было бы установить такие твердые связи тел природы, которые позволили бы системе двигаться самой по себе без всякого отношения к другим телам. ⟨...⟩

VI. Эквивалент силы магнетизма и электромагнита

Электромагнетизм. Электродинамические явления сведены Ампером к притягательным и отталкивательным силам элементов тока, зависящим от скорости и направления токов. Его вывод при этом не включает явлений индукции, которые вместе с явлениями электродинамическими сводятся В. Вебером к притягательным и отталкивательным силам самих электрических жидкостей, причем величина сил зависит от скорости приближения или удаления и от ее изменения. До сих пор еще не найдено никакой гипотезы, при помощи которой эти явления могли бы быть сведены к постоянным центральным силам. Законы наведенных токов развиты Нейманом[1], когда он распространил опытно найденный для всего тока закон Ленца на мельчайшие части тока, и эти законы при замкнутых токах согласуются с выводами Вебера. Точно так же законы Ампера и Вебера для электродинамических действий замкнутых токов согласуются с выводом их из сил вращения Грассмана[2]. Далее, опыт нам не дает ничего, так как до сих пор эксперименты производились только с замкнутыми или почти замкнутыми токами. Мы приложим наш принцип поэтому только к замкнутым токам и покажем, что из него вытекают те же законы.

Уже Ампером было доказано, что электродинамические действия замкнутого тока всегда могут быть заменены определенным распределением магнитных жидкостей на любой поверхности, имеющей те же границы, как и ток. Нейман поэтому перенес понятие потенциала на замкнутые токи, подставив вместо потенциала этих токов потенциал указанных выше поверхностей.

5. Если магнит движется под влиянием тока, то живая сила, которую он приобретает, должна получаться из напряженной силы, которую теряет ток. Эта последняя равна в течение времени $\mathrm{d}t$, согласно уже применявшемуся способу обозначения, $AI\mathrm{d}t$ в тепловых единицах или $aAI\mathrm{d}t$ в механических единицах, если a есть механический эквивалент теплоты. Полученная в проводнике живая сила равна $aI^2W\mathrm{d}t$, полученная магнитом — $\frac{I\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t}$, где U — потенциал магнита по отношению к тому же проводнику при пропускании через последний единицы силы тока. Таким образом,

$$aAI\mathrm{d}t = aI^2W\mathrm{d}t + I\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t}\mathrm{d}t,$$

$$I = \frac{A - \frac{1}{a}\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t}}{W}.$$

Мы можем назвать величину $\frac{1}{a}\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t}$ новой электродвижущей силой индукционного тока. Она действует всегда обратно той электродвижущей силе, которая перемещает магнит в направлении, в котором он движется, или которая увеличивает его скорость. Так как эта электродвижущая сила независима от силы тока, то она должна остаться той же самой, если бы перед движением магнита не существовало никакого тока.

Если сила тока меняется, то полный ток, наведенный в течеиие определенного времени, равен

$$\int I\mathrm{d}t = -\frac{1}{aW}\int\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t}\,dt = \frac{1}{a}\frac{U_{\mathrm{I}} - U_{\mathrm{II}}}{W},$$

где U_{I}, U_{II} — потенциалы в начале и в конце движения. Если магнит приближается с весьма большого расстояния, то

$$\int I\mathrm{d}t = -\frac{\frac{1}{a}U_{\mathrm{II}}}{W}$$

независимо от пути и скорости магнита.

Мы можем выразить закон таким образом: общая электродвижущая сила индукционного тока, который вызывается перемещением магнита по отношению к замкнутому проводнику, равна изменению, которое происходит в потенциале магнита по отношению к проводнику, если через последний протекает ток $-1/a$. Единицей электродвижущей силы является такая единица, которая создает произвольную единицу тока в проводнике с сопротивлением, равным единице. Единицей сопротивления является такая, в которой единица тока в течение единицы времени развивает единицу теплоты.

Тот же закон имеется у Неймана, только у него вместо $1/a$ стоит неопределенная постоянная ε.

6. Если магнит движется, находясь под влиянием проводника с током, по отношению к которому его потенциал при единице тока равен φ, и под влиянием намагниченного действием проводника куска железа, по отношению к которому его потенциал для магнетизма, создаваемого единицей тока, есть χ, то, как и прежде,

$$aAI = aI^2W + I\frac{d\varphi}{dt} + I\frac{d\chi}{dt},$$

$$I = \frac{A - \frac{1}{a}\left(\frac{d\varphi}{dt} + \frac{d\chi}{dt}\right)}{W}.$$

Электродвижущая сила тока индукции, которая зависит от присутствия куска железа, равна

$$-\frac{1}{a}\frac{d\chi}{dt}.$$

Если в электромагните вследствие протекания тока n создается то же самое распределение магнетизма, как и при приближении магнита, то, согласно сказанному в 4[3], потенциал электромагнита по отношению к магниту $-n\chi$ должен быть равен его потенциалу по отношению к проводящей проволоке nU, если U — потенциал при единице тока. Таким образом, $\chi = U$. Если индукционный ток вызывается тем, что кусок железа намагничивается благодаря расположению магнита, то электродвижущая сила равна $-\frac{1}{a}\frac{d\chi}{dt} = -\frac{1}{a}\frac{dU}{dt}$ и общий ток, как и в 5, равен

$$\int I dt = \frac{(U_{\rm I} - U_{\rm II})/a}{W},$$

где $U_{\rm I}$ и $U_{\rm II}$ — потенциалы намагииченного железа по отношению к проводящей проволоке до и после намагничивания. Нейман выводит этот закон из аналогии с предыдущим случаем.

7. Если электромагнит намагничивается под влиянием тока, то благодаря индукционному току теряется теплота; если кусок железа мягкий, то при размыкании тот же индукционный ток пойдет в обратном направлении и теплота будет снова приобретена. Если это кусок стали, сохраняющей свой магнетизм, то теплота теряется и вместо нее мы получаем магнитную силу,

способную создать работу, равную половине потенциала магнита при полном связывании магнетизма, как это было показано в 4. По аналогии с предыдущим случаем вероятно, что электродвижущая сила соответствует полному потенциалу, как это заключил и Нейман, и что часть движения магнитных жидкостей благодаря быстроте его является потерянной в качестве теплоты, причем эта часть приобретается магнитами.

8. Если движутся друг по отношению к другу два проводника с током, то силы тока будут в обоих проводниках изменены. Если U — их потенциал друг по отношению к другу при силе тока, равной единице, то, как и в предыдущем случае и на тех же основаниях, должно быть

$$A_{\mathrm{I}}I_{\mathrm{I}}+A_{\mathrm{II}}I_{\mathrm{II}}=I_{\mathrm{I}}^2W_{\mathrm{I}}+I_{\mathrm{II}}^2W_{\mathrm{II}}+\frac{1}{a}I_{\mathrm{I}}I_2\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t}.$$

Если сила тока в одном проводнике W_{II} значительно меньше, чем в другом W_{I}, так что электродвижущая сила индукции, которая возбуждается в W_{I} проводником W_{II}, по отношению к A_{I} исчезающе мала и мы можем положить $I=A_{\mathrm{I}}/W_{\mathrm{I}}$, то

$$I_{\mathrm{II}}=\frac{A_{\mathrm{II}}-\frac{1}{a}I_{\mathrm{I}}\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t}}{W_{\mathrm{II}}}.$$

Электродвижущая сила индукции, таким образом, оказывается той же силой, которую создал бы магнит, имеющий ту же электродинамическую силу, что и индуцирующий ток. Этот закон обнаружил экспериментально В. Вебер[4].

Если, наоборот, сила тока в W_{I} бесконечно мала по отношению к силе тока в W_{I}, то

$$I_{\mathrm{I}}=\frac{A_{\mathrm{I}}-\frac{1}{a}I_{\mathrm{II}}\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t}}{W_{\mathrm{I}}}.$$

Электродвижущие силы проводников по отношению друг к другу равны, если силы токов равны, какова бы ни была форма проводников.

Общая сила индукции, которая в течение определенного движения проводников по отношению друг к другу создает ток, не изменяющийся благодаря индукции, равна по сказанному изменению потенциала проводника по отношению к другому, через который течет ток $-1/a$. В такой форме Нейман выводит закон из аналогии магнитных и электродинамических сил и распространяет его также на случай, где индукция вызывается в покоящихся проводниках усилением или ослаблением тока. В. Вебер показывает согласие своего предположения об электродинамической силе с этой теоремой. Из закона сохранения силы для этого случая нельзя получить никакого определения этой величины. Благодаря обратному действию индуцированного тока на индуцирующий должно наступать только ослабление последнего, который дает такую же потерю теплоты, какая приобретается наведенным током. Это же соотношение между начальным ослаблением тока и экстратоком должно существовать при действии тока самого на себя. Никаких дальнейших выводов, однако, отсюда нельзя получить, так как форма нарастания силы тока неизвестна и, кроме того, закон Ома неприложим сюда непосредственно, так как эти токи могут не одновременно протекать через всю длину проводников. ⟨...⟩

Я думаю, что приведенные данные доказывают, что высказанный закон не противоречит ни одному из известных в естествознании фактов и поразительно подтверждается большим числом их. Я постарался установить, по возможности полно, следствия, которые получаются из комбинации этого закона с известными до сих пор законами естественных явлений и которые еще должны ожидать своего подтверждения на опыте. Цель этого исследования, которая может оправдать и гипотетическую часть его, — представить физикам в возможной полноте теоретическое, практическое и эвристическое значения этого закона, полное подтверждение которого должно быть рассматриваемо как одна из главных задач ближайшего будущего физики.

Комментарий

Перевод с немецкого работы Г. Гельмгольца выполнен П. П. Лазаревым. Отрывки из работы воспроизводятся по изданию: Гельмгольц Г. О сохранении силы. 2-е изд. М. — Л., 1934. Название работы на языке оригинала: Ueber die Erhaltung der Kraft.

1 Речь идет о работе Ф. Неймана «Общие законы индуцированных электрических токов», опубликованной в 1846 г.

2 Работа Грассмана «Новая теория электродинамики» (1845).

3 В пункте 4 Гельмгольц рассматривает эффект намагничивания куска стали при приближении его к магниту.

4 В работе «Электродинамические измерения» (1841).

Литература

[1] Собрание сочинений Г. Гельмгольца: Wissenschaftliche Abhandlungen von Hermann Helmholtz. Bd. 1—3. Leipzig, 1882—1895.

[2] Гельмгольц Г. Популярные речи. Ч. 1—2. 2-е изд. Спб., 1898—1899.

[3] Koenigsberger L. Hermann von Helmholtz. Bd. 1—3. Braunschweig, 1902—1903.

[4] Столетов А. Г. Гельмгольц и современная физика. — В кн.: Столетов А. Г. Собрание сочинений. Т. 2. М. — Л., 1941, с. 307—340.

[5] Лебединский А. В., Франкфурт У. И., Френк А. М. Гельмгольц. М., 1966.

Голин Г. М., Филонович С. Р.
Классики физической науки (с древнейших времен до начала XX в.): Справ. пособие. — М.: Высш. шк., 1989. — 576 с.: ил. ISBN 5-06-000058-3