ЧАСТЬ II

О ФАРАДЕЕВОМ «ЭЛЕКТРОТОНИЧЕСКОМ СОСТОЯНИИ»

Когда проводник перемещается вблизи электрического тока или магнита или когда электрический ток или магнит перемещаются вблизи проводника, или изменяют свою напряженность, то в проводнике возбуждается (наводится, индуцируется) электродвижущая сила, вызывающая электрическое напряжение, или ток, смотря по тому, разомкнут проводник или же замкнут. Подобный ток возникает только при *изменении* электрического или магнитного состояния тел, окружающих проводник, и никогда не наблюдается, пока это состояние остается неизменным. Проводник, когда вблизи него течет электрический ток или помещен магнит, должен находиться в ином состоянии, чем в том случае, когда он лежит вне области их воздействия; это заключение вытекает из того обстоятельства, что удаление или полное устранение тока или магнита вызывает наведенный ток, который не возник бы, если бы магнит или ток не находился ранее вблизи проводника.

Подобные соображения привели профессора Фарадея при открытии им индукционных токов к допущению некоторого состояния, в которое приходят все тела под влиянием находящихся вблизи них магнитов или электрических токов. Еще не известно ни одного явления, которым обнаруживалось бы это состояние,

пока оно остается неизменным; но всякое его изменение сопровождается появлением электрического тока или стремлением к его образованию. Это состояние Фарадей назвал «электротоническим». Несмотря на то, что позднее ему и удалось объяснить относящиеся сюда явления менее гипотетическими предположениями, он указывает в различных случаях на вероятность открытия таких явлений, которые оправдали бы допущение электротонического состояния. Эти догадки, к которым пришел Фарадей при изучении законов, открытых им же, и которые были им отброшены лишь за недостатком непосредственных экспериментальных доказательств существования этого неизвестного состояния, до сих пор никогда еще, как мне кажется, не были предметом математических исследований. Может быть, полагали, что количественное определение относящихся сюда явлений еще недостаточно для того, чтобы служить основанием математической теории; но Фарадей не ограничивался только рассмотрением качественной стороны этих явлений; своими опытами он утвердил вполне точно и их количественные законы. Где только он ни подмечал какой-нибудь закон, он тотчас выражал его в определенной и ясной форме, насколько это возможно, пользуясь чисто математическими приемами. Если математик примет такую формулировку закона за физическую истину и будет выводить из него другие законы, допускающие экспериментальную проверку, то этим он только поможет физику систематизировать его собственные идеи, что, понятно, представляет необходимый шаг в научном развитии.

В последующем исследовании законы, установленные Фарадеем, будут рассматриваться как истинные и будет показано, что, развивая далее его соображения, можно вывести новые и ещё более общие законы. Если при этом окажется, что рассматриваемые законы, найденные первоначально для определенного ряда явлений, могут быть обобщены настолько, что охватят новый класс явлений, то полученные математические соотношения доставят физикам возможность открыть соотношения физические. Таким образом, отвлеченные рассуждения приобретают важное значение для опытной науки.

О количестве и интенсивности как свойствах электрического тока

Известно, что некоторые действия электрического тока совершенно одинаковы во всех частях замкнутой цепи. Количество воды или какого-нибудь иного электролита, разложенное между двумя поперечными сечениями одного и того же тока, остается одним и тем же или эквивалентным, как бы ни были различны вещество и форма обоих сечений цепи. Магнитное действие обтекаемого током провода также не зависит от его формы [поперечного сечения] и вещества, пока дело идет об одной и той же цепи. Таким образом, существует электрическое действие, которое в каждом сечении цепи остается одним и тем же. Если мы будем рассматривать проводник как канал, по которому прогоняется жидкость, то количество жидкости, протекающее в определенный промежуток времени через каждое поперечное сечение, будет одинаковым, и мы могли бы определить *количество* электрического тока [полную силу тока] как количество электричества, проходящего в единицу времени через какое-нибудь поперечное сечение цепи. Пока мы будем измерять количество электричества количеством воды, которое оно в состоянии разложить в единицу времени.

Чтобы математически точно определить электрический ток в каком-либо проводнике, мы должны установить определение не только полного электрического тока через все поперечное сечение, но и определение тока для какой-нибудь заданной точки в данном направлении.

О п р е д е л е н и е. При равномерном распределении тока количество тока в данной точке и в данном направлении [слагающая плотности тока в соответственном направлении] измеряется количеством электричества, протекающим в единицу времени через плоский поверхностный элемент, площадь которого равна единице и который построен в данной точке перпендикулярно к данному направлению; если, напротив того, распределение тока неравномерно, то количество тока измеряется тем количеством электричества, которое потекло бы через такую же площадку, если бы распределение тока было равномерным и повсюду именно таким, как в рассматриваемой точке.

В последующем мы будем обозначать через a_2, b_2, c_2 количества электрического тока в точке (x, y, z), определяемые для направлений трех осей координат [слагающие плотности тока].

Количество электричества, протекающее в единицу времени через элемент поверхности dS, есть:

$$dS\,(la_2+mb_2+nc_2),$$

где l, m, n суть направляющие косинусы нормали к dS.

Этот электрический ток вызывается электродвижущими силами, действующими в данной точке. Они могут быть или внешними или внутренними.

Внешние электродвижущие силы возникают или вследствие относительного перемещения магнитов или других токов, или же вследствие изменения их интенсивностей, или, наконец, вследствие других действующих на расстоянии причин.

Внутренние электродвижущие силы возникают главным образом вследствие разницы электрического напряжения в местах проводника, непосредственно смежных с рассматриваемой точкой. Кроме того, они могут зависеть от разницы температуры или химического состава в непосредственной близости от рассматриваемой точки.

Пусть p_2 есть электрическое напряжение в какой-нибудь точке, а X_2, Y_2, Z_2 — суммы компонентов в направлении осей координат всех электродвижущих сил, вызываемых иными причинами [в дальнейшем будем называть их «сообщенными»*)]; тогда слагающие дей-

*) В русской литературе употребляется термин «сторонние». (*Прим. ред.*)

ствующей электродвижущей силы будут:

$$\alpha_2 = X_2 - \frac{dp_2}{dx}, \quad \beta_2 = Y_2 - \frac{dp_2}{dy}, \quad \gamma_2 = Z_2 - \frac{dp_2}{dz}. \qquad (A)$$

Но количество тока [плотность тока с компонентами a_2, b_2, c_2] зависит от электродвижущей силы и сопротивления среды. Если [удельное] сопротивление среды по всем направлениям одно и то же и равно k_2, то

$$\alpha_2 = k_2 a_2, \quad \beta_2 = k_2 b_2, \quad \gamma_2 = k_2 c_2. \qquad (B)$$

Если же сопротивление по разным направлениям различно, то зависимость будет более сложной.

Три величины α_2, β_2, γ_2 могут быть рассматриваемы как характеризующие силу электрического действия по направлению осей координат.

Сила, действующая в направлении элемента $d\sigma$ некоторой кривой, представится в виде [28]

$$\varepsilon = l\alpha + m\beta + n\gamma,$$

где l, m, n суть направляющие косинусы касательной к кривой в элементе $d\sigma$.

Интеграл $\int \varepsilon\, d\sigma$, распространенный на конечный отрезок кривой, дает полную силу вдоль этого отрезка [линейный интеграл электродвижущей силы]. Если кривая замкнута, он выражает полную электродвижущую силу, действующую на протяжении этой замкнутой кривой.

Подставляя значение величин α, β, γ из уравнений (A), имеем:

$$\int \varepsilon\, d\sigma = \int (X\,dx + Y\,dy + Z\,dz) - p + C.$$

Отсюда, если $X\,dx + Y\,dy + Z\,dz$ есть полный дифференциал, то $\int \varepsilon\, d\sigma$ для замкнутой кривой обращается в нуль. Во всех других случаях для замкнутой

кривой:

$$\int \varepsilon\, d\sigma = \int (X\,dx + Y\,dy + Z\,dz),$$

причем интеграция распространяется на всю замкнутую кривую; таким образом, полная действующая электродвижущая сила [линейный интеграл] равна полной обобщенной электродвижущей силе.

Полное *количество* тока через какую-нибудь поверхность [полное количество электричества, проходящее в единицу времени через данную поверхность] должно определяться интегралом $\int e\, dS$, где

$$e = la + mb + nc,$$

dS есть элемент поверхности, а l, m, n суть направляющие косинусы нормали; поэтому

$$\int e\, dS = \int a\, dy\, dz + \int b\, dx\, dz + \int c\, dx\, dy,$$

где интеграция распространяется на всю данную поверхность. Если поверхность замкнутая, то, интегрируя по частям, получаем:

$$\int e\, dS = \iiint \left(\frac{da}{dx} + \frac{db}{dy} + \frac{dc}{dz}\right) dx\, dy\, dz,$$

или, полагая

$$\frac{da}{dx} + \frac{db}{dy} + \frac{dc}{dz} = 4\pi\rho, \qquad (C)$$

получим:

$$\int e\, dS = 4\pi \iiint \rho\, dx\, dy\, dz,$$

где интеграция в правой части распространяется на все пространство, заключенное внутри поверхности. Для обширного класса явлений, к которому принадлежит случай стационарного тока, ρ равно нулю.

Количество магнетизма и магнитная интенсивность

Изучая магнитные силовые линии (линии индукции), Фарадей пришел к заключению*), что в трубкообразных поверхностях, образуемых системой таких линий, количество магнитной индукции через какое-нибудь поперечное сечение трубки постоянно и что изменение характера этих линий при переходе от одного вещества к другому может быть объяснено различием в особом свойстве обоих тел—*индуктивной емкости*, которая играет совершенно такую же роль, как и проводимость в теории стационарного электрического тока [28].

В дальнейших изысканиях мы будем рассматривать количество магнетизма и магнитную напряженность одновременно с соответственными электрическими величинами. В таких случаях величины, относящиеся к магнетизму, мы будем отмечать индексом 1, а относящиеся к электричеству—индексом 2. Уравнения, связывающие a, b, c, k, α, β, γ, p и ρ в теории магнетизма, по форме соответствуют выведенным выше; a, b, c суть составляющие количества магнитной индукции [магнитного момента единицы объема]; k—сопротивление индукции, которое также может быть в разных направлениях различно; α, β, γ суть действующие намагничивающие силы, которые связаны с величинами a, b, c уравнениями (В); p есть магнитное напряжение или магнитный потенциал, о котором речь будет позднее; ρ—плотность *реальной магнитной* субстанции, выражающаяся по уравнению (С) через a, b, c. Так как все подробности вычисления величин, определяющих магнетизм, будут понятнее после выяснения связи между магнетизмом и электричеством, то здесь мы ограничиваемся только замечанием, что все определения полного количества, отнесенного к некоторой поверхности, и полной интенсивности, отнесенной к некоторой кривой, остаются в силе как в случае магнетизма, так и в случае электричества.

*) Faraday, «Exp. Res.», (3271), определение «сфондилоида».

Электромагнетизм

Ампер доказал следующие законы взаимного притяжения и отталкивания электрических токов.

I. Равные и противоположно направленные токи порождают равные и противоположно направленные силы.

II. Изогнутый ток эквивалентен прямому при условии, что оба тока на всем своем протяжении почти совпадают.

III. Равные токи, текущие вдоль подобных и подобно расположенных замкнутых кривых, действуют с одинаковыми силами независимо от абсолютных размеров цепей.

IV. Замкнутый ток никогда не порождает силы, которая стремилась бы повернуть круговой проводник вокруг его центра.

Следует заметить, что токи, с которыми экспериментировал Ампер, были постоянные и поэтому замкнутые. Вследствие этого все его результаты выведены из опытов над замкнутыми токами, и его формула взаимодействия элементов тока может быть доказана только при допущении, что это действие происходит в направлении прямой линии, соединяющей эти элементы. Все исследователи согласны в том, что такое допущение несомненно справедливо, если объяснять силы притяжения взаимным действием частиц, но здесь мы исходим из иного принципа, так как ищем причину явления не только в самих токах, но и в окружающей их среде.

Первые два закона показывают, что токи можно складывать, как скорости и силы, и разлагать на составляющие.

Третий закон выражает общее свойство притягательных сил, которые зависят от обратной величины квадрата расстояния от неизменной системы точек; четвертый закон указывает на то, что электромагнитные силы всегда могут быть сведены к притяжению и отталкиванию некоторого соответственно распределенного фиктивного вещества.

В самом деле, действие очень малой электрической цепи в некоторой точке окружающей среды тождественно с действием элементарного магнита в некоторой лежащей вне его точке. Если мы разобьем какую-нибудь данную часть поверхности на элементы и представим себе, что они обтекаются одинаковыми токами по одному и тому же направлению, то действие на каждую точку, не расположенную на самой поверхности, будет то же, что действие совпадающего с поверхностью равномерно намагниченного в направлении нормалей слоя. Но по первому закону действия всех малых токов, покрывающих поверхность, взаимно уничтожаются, за исключением тех, которые текут по элементам контура поверхности. Таким образом, остается только единственный ток, обтекающий поверхность, и магнитная сила равномерно намагниченного слоя соответствует силе обтекающего его тока. Если направление тока совпадает с видимым движением солнца, то направление воображаемого намагничения слоя должно быть такое же, как направление действительного намагничения земли *).

Полная интенсивность магнитной силы [линейный интеграл магнитной силы, т. е. интеграл $\int f_x dx$ в примечании 21] вдоль замкнутой кривой, охватывающей ток, как одно кольцо цепи охватывает другое, постоянно [для всякой формы пути тока при постоянной его силе] и потому может служить мерою количества [силы] тока. Так как это напряжение не зависит от формы пути тока, а зависит только от количества тока [полной силы тока], текущего по этому пути, то прежде всего мы рассмотрим простейший случай тока, протекающего через элемент $dy\ dz$ плоскости yz.

*) См. Faraday, «Exp. Res.», (3265), где автор указывает соотношения между электрическими и магнитными цепями, рассматривая их как взаимно охватывающие кривые.

Пусть ось x направлена к западу, ось z—к югу, а ось y вверх [30] и пусть x, y, z—координаты центра элемента площади. Тогда полная магнитная интенсивность [линейный интеграл магнитной силы], измеренное вдоль четырех сторон плоскостного элемента, будет:

$$+\left(\beta_1+\frac{d\beta_1}{dz}\frac{dz}{2}\right)dy,$$

$$-\left(\gamma_1+\frac{d\gamma_1}{dy}\frac{dy}{2}\right)dz,$$

$$-\left(\beta_1-\frac{d\beta_1}{dz}\frac{dz}{2}\right)dy,$$

$$+\left(\gamma_1-\frac{d\gamma_1}{dy}\frac{dy}{2}\right)dz,$$

и в сумме $=\left(\frac{d\beta_1}{dz}-\frac{d\gamma_1}{dy}\right)dy\,dz.$

Но полное количество электричества, протекающее в единицу времени через $dy\,dz$, есть $a_2\,dy\,dz$. Поэтому, если мы будем измерять электрический ток такими единицами, чтобы он сделался равным полной интенсивности магнитной силы, определенной для охватывающей его кривой [31], то получим:

$$a_2=\frac{d\beta_1}{dz}-\frac{d\gamma_1}{dy}, \quad b_2=\frac{d\gamma_1}{dx}-\frac{d\alpha_1}{dz}, \quad c_2=\frac{d\alpha_1}{dy}-\frac{d\beta_1}{dx}.$$

При помощи этих уравнений мы можем найти распределение электрических токов, когда нам даны значения интенсивности α_1, β_1, γ_1 магнитных сил (18). Если α_1, β_1, γ_1 суть частные производные одной и той же функции соответственно по x, y и z, то a_2, b_2 и c_2 обращаются в нуль, откуда мы видим, что магнетизм вызывается не электрическими токами, протекающими через рассматриваемую нами часть поля. Он возникает или от находящегося в поле постоянного магнетизма или от намагничивающих сил, обусловленных внешними причинами.

Дифференцируя предыдущие уравнения, получаем выражение

$$\frac{da_2}{dx}+\frac{db_2}{dy}+\frac{dc_2}{dz}=0,$$

представляющее уравнение непрерывности для замкнутых токов. Поэтому наше исследование ограничивается пока замкнутыми токами, и мы мало знаем о намагничивающем действии незамкнутых токов.

Прежде чем перейти к вычислению электрического и магнитного состояния в рассматриваемом случае, мы считаем необходимым установить несколько общих теорем, правильность которых докажем аналитически.

Теорема I. Уравнение

$$\frac{d^2V}{dx^2}+\frac{d^2V}{dy^2}+\frac{d^2V}{dz^2}+4\pi\rho=0$$

(где V и ρ суть функции x, y, z, нигде не обращающиеся в бесконечность, а в бесконечности обращающиеся в нуль) всегда может быть удовлетворено одной и только одной функцией V [см. (17), стр. 28].

Теорема II. Значение V, удовлетворяющее предыдущим условиям, дается интегралом

$$\iiint\frac{\rho\,dx\,dy\,dz}{\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2+(z-z')^2}},$$

причем интеграция распространяется на все точки пространства, в которых ρ конечно и отлично от нуля.

Аналитические доказательства этих теорем можно найти во всех сочинениях по теории потенциала или электростатике, например, в трактате Грина (Green) «Essay on Application of Mathematics to Electricity» [см. § 18 и 19 этого сочинения] *) или в трактате Гаусса о силах, обратно пропорциональных квадрату расстояния [ср. примечание 8] **).

*) Ostwald's Klassiker, № 61.
**) Ostwald's Klassiker, № 2.

Теорема III. Пусть U и V суть две функции от x, y, z, тогда

$$\iiint U\left(\frac{d^2V}{dx^2}+\frac{d^2V}{dy^2}+\frac{d^2V}{dz^2}\right)dx\,dy\,dz=$$
$$=-\iiint\left(\frac{dU}{dx}\frac{dV}{dx}+\frac{dU}{dy}\frac{dV}{dy}+\frac{dU}{dz}\frac{dV}{dz}\right)dx\,dy\,dz=$$
$$=\iiint V\left(\frac{d^2U}{dx^2}+\frac{d^2U}{dy^2}+\frac{d^2U}{dz^2}\right)dx\,dy\,dz,$$

где интегралы распространяются на все точки пространства, в которых U и V отличны от нуля (см. Green, стр. 10) ([19]).

Эта теорема показывает, что если в некотором пространстве одновременно имеются две притягивающие системы, то действие первой из них на вторую равно и противоположно действию второй на первую [32]. Положив $U=V$, мы найдем, что потенциал системы самой на себя пропорционален интегралу квадрата результирующей силы в каждой точке, распространенному на все пространство ([20]). Этот вывод можно было бы получить и из (30), так как объем каждой клетки по (12) и (13) обратно пропорционален квадрату скорости, и поэтому число клеток в данном пространстве прямо пропорционально квадрату существующей в нем скорости.

Теорема IV. Пусть α, β, γ, ρ — величины, имеющие в данном пространстве конечные значения, а вне его обращающиеся в нуль, и пусть k — данная для всех точек этого пространства непрерывная или прерывная функция от x, y, z; тогда уравнение для p

$$\frac{d}{dx}\left[\frac{1}{k}\left(\alpha-\frac{dp}{dx}\right)\right]+\frac{d}{dy}\left[\frac{1}{k}\left(\beta-\frac{dp}{dy}\right)\right]+$$
$$+\frac{d}{dz}\left[\frac{1}{k}\left(\gamma-\frac{dp}{dz}\right)\right]+4\pi\rho=0$$

допускает одно и только одно решение, если мы добавим требование, чтобы p было всюду конечно и в бесконечности обращалось в нуль. Доказательство этой теоремы было дано профессором В. Томсоном *).

Если α, β, γ — электродвижущие силы, p — электрическое напряжение [потенциал] и k — коэффициент сопротивления, то предыдущее уравнение тождественно с уравнением непрерывности

$$\frac{da_2}{dx}+\frac{db_2}{dy}+\frac{dc_2}{dz}+4\pi\rho=0,$$

и теорема показывает, что если даны электродвижущие силы и количество электричества, порождаемое в каждой точке пространства, то этим определяется и электрическое напряжение [потенциал] в каждой точке.

Так как математические законы магнетизма, насколько мы их здесь рассматриваем, тождественны с законами электричества, то мы можем рассматривать величины α, β, γ как составляющие магнитной силы, p — как *магнитное напряжение* [потенциал] и ρ — как *реальную магнитную плотность*, причем k будет тогда коэффициентом сопротивления против магнитной индукции.

Доказательство этой теоремы основывается на определении минимального значения величины:

$$Q=\iiint\frac{1}{k}\left[\left(\alpha-\frac{dp}{dx}-k\frac{dV}{dx}\right)^2+\left(\beta-\frac{dp}{dy}-k\frac{dV}{dy}\right)^2+\right.$$
$$\left.+\left(\gamma-\frac{dp}{dz}-k\frac{dV}{dz}\right)^2\right]dx\,dy\,dz,$$

где V представляет собой решение уравнения

$$\frac{d^2V}{dx^2}+\frac{d^2V}{dy^2}+\frac{d^2V}{dz^2}+4\pi\rho=0,$$

а p требуется определить [по отношению к этому доказательству могут быть выставлены те же возражения, как и против аналогичного доказательства принципа Дирихле].

*) Cambr. and Dubl. Math. Journ., т. III, стр. 84, февраль 1848 г., Pap. on Electric. and Magn., XIII, 206, стр. 139; Math. a. Phys. Pap., стр. 93, § XXXVI.

Смысл этого интеграла в учении об электричестве может быть обнаружен следующим образом. Если бы присутствие сред, в которых k имеет различные значения, не влияло на распределение сил, то «величина» в направлении оси абсцисс была бы просто $\frac{dV}{dx}$, а напряженность $k\frac{dV}{dx}$. В действительности же эти две величины имеют значение $\frac{1}{k}\left(\alpha-\frac{dp}{dx}\right)$ и $\alpha-\frac{dp}{dx}$. Поэтому те части обеих величин, которые обусловливаются только различием сред, суть:

$$\frac{1}{k}\left(\alpha-\frac{dp}{dx}\right)-\frac{dV}{dx}\quad\text{и}\quad\alpha-\frac{dp}{dx}-k\frac{dV}{dx}.$$

Произведение этих двух величин представляет работу, которую нужно совершить при данном распределении источников и обусловленную наличием данного распределения сред в пространстве. Если мы прибавим сюда еще члены, относящиеся к осям y и z, то получим величину Q, дающую выражение полной работы, которая совершается благодаря не только самому присутствию источников, но также и распределению проводящих сред [33].

Это выражение имеет минимум при одном и только одном значении p, а именно при том, которое является решением наших начальных уравнений.

Т е о р е м а V. Если a, b, c суть три данные функции x, y, z, удовлетворяющие уравнению

$$\frac{da}{dx}+\frac{db}{dy}+\frac{dc}{dz}=0,$$

то всегда можно найти три функции α, β, γ переменных x, y, z, удовлетворяющие уравнениям ([21]);

$$\frac{d\beta}{dz}-\frac{d\gamma}{dy}=a,\quad\frac{d\gamma}{dx}-\frac{d\alpha}{dz}=b,\quad\frac{d\alpha}{dy}-\frac{d\beta}{dx}=c,$$

Пусть $A=\int c\,dy$, где величину c интегрируем по y, причем x и z рассматриваются как постоянные. Далее, пусть

$$B=\int a\,dz,\quad C=\int b\,dx,\quad A'=\int b\,dz,$$
$$B'=\int c\,dx,\quad C'=\int a\,dy.$$

Все эти интеграции нужно понимать в указанном смысле. Тогда три величины:

$$\alpha=A-A'+\frac{d\psi}{dx},\quad \beta=B-B'+\frac{d\psi}{dy},\quad \gamma=C-C'+\frac{d\psi}{dz},$$

будут удовлетворять данным уравнениям, так как

$$\frac{d\beta}{dz}-\frac{d\gamma}{dy}=\int\frac{da}{dz}dz-\int\frac{dc}{dz}dx-\int\frac{db}{dy}dx+\int\frac{da}{dy}dy,$$
$$0=\int\frac{da}{dx}dx+\int\frac{db}{dy}dx+\int\frac{dc}{dz}dx,$$

и поэтому

$$\frac{d\beta}{dz}-\frac{d\gamma}{dy}=\int\frac{da}{dx}dx+\int\frac{da}{dy}dy+\int\frac{da}{dz}dz=a.$$

Таким же точно образом можно показать, что эти значения α, β, γ удовлетворяют и остальным уравнениям. Функция ψ в рассматриваемом случае остается совершенно неопределенной. Этот метод заимствован из трактата профессора В. Томсона по магнетизму *).

Так как требуемые интеграции невозможно выполнить, если a, b и c суть прерывные функции от x, y, z, то следующий вполне общий, но, без сомнения, несколько более сложный метод еще яснее обнаружит справедливость рассматриваемой теоремы.

*) Phil. Trans., стр. 283 (1851). Pap. on Electric. and Magn., V, стр. 402.

Пусть A, B, C суть величины, определяемые методами I и II теорем из уравнений:

$$\frac{d^2A}{dx^2}+\frac{d^2A}{dy^2}+\frac{d^2A}{dz^2}+a=0,$$
$$\frac{d^2B}{dx^2}+\frac{d^2B}{dy^2}+\frac{d^2B}{dz^2}+b=0,$$
$$\frac{d^2C}{dx^2}+\frac{d^2C}{dy^2}+\frac{d^2C}{dz^2}+c=0,$$

так что A, B, C никогда не обращаются в бесконечность и при x, y или z бесконечных обращаются в нуль. Далее, пусть

$$\alpha=\frac{dB}{dz}-\frac{dC}{dy}+\frac{d\psi}{dx},$$
$$\beta=\frac{dC}{dx}-\frac{dA}{dz}+\frac{d\psi}{dy},$$
$$\gamma=\frac{dA}{dy}-\frac{dB}{dx}+\frac{d\psi}{dz}.$$

Тогда

$$\frac{d\beta}{dz}-\frac{d\gamma}{dy}=\frac{d}{dx}\left(\frac{dA}{dx}+\frac{dB}{dy}+\frac{dC}{dz}\right)-\left(\frac{d^2A}{dx^2}+\frac{d^2A}{dy^2}+\frac{d^2A}{dz^2}\right)=$$
$$=\frac{d}{dx}\left(\frac{dA}{dx}+\frac{dB}{dy}+\frac{dC}{dz}\right)+a.$$

Если мы продифференцируем это уравнение по x, а другие два аналогичные, относящиеся к координатам y и z, продифференцируем соответственно по y и по z, затем сложим три полученных выражения, то, принимая во внимание уравнение

$$\frac{da}{dx}+\frac{db}{dy}+\frac{dc}{dz}=0,$$

найдем:

$$\left(\frac{d^2}{dx^2}+\frac{d^2}{dy^2}+\frac{d^2}{dz^2}\right)\left(\frac{dA}{dx}+\frac{dB}{dy}+\frac{dC}{dz}\right)=0.$$

Так как A, B, C повсюду конечны и в бесконечности обращаются в нуль, то единственное возможное решение этого уравнения есть:

$$\frac{dA}{dx}+\frac{dB}{dy}+\frac{dC}{dz}=0,$$

и мы получаем, наконец,

$$\frac{d\beta}{dz}-\frac{d\gamma}{dy}=a$$

и два аналогичных уравнения; эти три уравнения доказывают, что α, β, γ определены правильно.

Функция ψ должна быть определена из условия

$$\frac{d\alpha}{dx}+\frac{d\beta}{dy}+\frac{d\gamma}{dz}=\left(\frac{d^2}{dx^2}+\frac{d^2}{dy^2}+\frac{d^2}{dz^2}\right)\psi;$$

если левая часть уравнения всегда равна нулю, то ψ также равно нулю.

Теорема VI. Пусть a, b, c—какие-нибудь данные функции от x, y, z. Всегда можно образовать такие три функции α, β, γ и четвертую V от этих величин, чтобы

$$\frac{d\alpha}{dx}+\frac{d\beta}{dy}+\frac{d\gamma}{dz}=0$$

$$a=\frac{d\beta}{dz}-\frac{d\gamma}{dy}+\frac{dV}{dx},$$

$$b=\frac{d\gamma}{dx}-\frac{d\alpha}{dz}+\frac{dV}{dy},$$

$$c=\frac{d\alpha}{dy}-\frac{d\beta}{dx}+\frac{dV}{dz}.$$

Пусть

$$\frac{da}{dx}+\frac{db}{dy}+\frac{dc}{dz}=-4\pi\rho,$$

а V находится из уравнения

$$\frac{d^2V}{dx^2}+\frac{d^2V}{dy^2}+\frac{d^2V}{dz^2}=-4\pi\rho;$$

тогда величины

$$a'=a-\frac{dV}{dx},\qquad b'=b-\frac{dV}{dy},\qquad c'=c-\frac{dV}{dz}$$

удовлетворяют условию

$$\frac{da'}{dx}+\frac{db'}{dy}+\frac{dc'}{dz}=0,$$

и потому мы можем определить три функции A, B, C, а по ним α, β, γ так, чтобы они удовлетворяли данным уравнениям [a', b', c' играют тогда роль величин a, b, c теоремы V] ([22]).

Теорема VII. Интеграл

$$Q=\iiint(a_1\alpha_1+b_1\beta_1+c_1\gamma_1)\,dx\,dy\,dz,$$

где a_1, b_1, c_1, α_1, β_1, γ_1—какие-нибудь произвольные функции, распространенный на все безграничное пространство, может быть преобразован в

$$Q=\iiint[4\pi p\rho_1+(\alpha_0 a_2+\beta_0 b_2+\gamma_0 c_2)]\,dx\,dy\,dz.$$

Входящие в последний интеграл величины определяются уравнениями

$$\frac{da_1}{dx}+\frac{db_1}{dy}+\frac{dc_1}{dz}+4\pi\rho=0,$$

$$\frac{d\alpha_1}{dx}+\frac{d\beta_1}{dy}+\frac{d\gamma_1}{dz}+4\pi\rho'=0;$$

α_0, β_0, γ_0, V определяются из a_1, b_1, c_1 по предыдущей теореме, так что [34]

$$a_1=\frac{d\beta_0}{dz}-\frac{d\gamma_0}{dy}+\frac{dV}{dx}\quad \text{и т. д.};$$

a_2, b_2, c_2 определяются из α_1, β_1, γ_1 посредством уравнений

$$a_2=\frac{d\beta_1}{dz}-\frac{d\gamma_1}{dy}\quad \text{и т. д.};$$

p вычисляется из уравнения

$$\frac{d^2p}{dx^2}+\frac{d^2p}{dy^2}+\frac{d^2p}{dz^2}+4\pi\rho_1'=0.$$

В самом деле, если мы напишем a_1 в форме

$$\frac{d\beta_0}{dz}-\frac{d\gamma_0}{dy}+\frac{dV}{dx},$$

так же представим b_1 и c_1 и заметим, что все эти функции в бесконечности обращаются в нуль, то получим интегрированием по частям, распространенным на все безграничное пространство:

$$Q=-\iiint\left\{V\left(\frac{da_1}{dx}+\frac{d\beta_1}{dy}+\frac{d\gamma_1}{dz}\right)-\alpha_0\left(\frac{d\beta_1}{dz}-\frac{d\gamma_1}{dy}\right)-\right.$$
$$\left.-\beta_0\left(\frac{d\gamma_1}{dx}-\frac{da_1}{dz}\right)-\gamma_0\left(\frac{da_1}{dy}-\frac{d\beta_1}{dx}\right)\right\}dx\,dy\,dz,$$

или

$$Q=\iiint[4\pi V\rho'+(\alpha_0a_2+\beta_0b_2+\gamma_0c_2)]\,dx\,dy\,dz;$$

и так как из теоремы III следует, что

$$\iiint V\rho'\,dx\,dy\,dz=\iiint p\rho\,dx\,dy\,dz,$$

то окончательно [35] (23)

$$Q=\iiint[4\pi p\rho+(\alpha_0a_2+\beta_0b_2+\gamma_0c_2)]\,dx\,dy\,dz.$$

Если a_1, b_1, c_1 обозначают составляющие количества магнетизма, а α_1, β_1, γ_1 — составляющие магнитной напряженности, то ρ представляет реальную магнитную плотность, а p — магнитный потенциал или напряжение; a_2, b_2, c_2 суть составляющие количества электрического тока, а α_0, β_0, γ_0 — три величины, определяемые из a_1, b_1, c_1 и, как мы увидим далее, представляющие собой математическое выражение фарадеевского электротонического состояния.

Рассмотрим теперь связь этих аналитических теорем с теорией магнетизма. Величины, относящиеся к магне-

тизму, мы будем снабжать индексом 1. Таким образом, a_1, b_1, c_1 суть составляющие количества магнитной индукции, α_1, β_1, γ_1 — составляющие интенсивности намагничения в какой-нибудь точке, или, что то же, составляющие силы, которая действовала бы на южный полюс [36], имеющий массу, равную единице, если бы, не нарушая распределения магнетизма, мы поместили его в той же точке.

Электрические токи найдутся из магнитных напряженностей по следующим уравнениям:

$$a_2=\frac{d\beta_1}{dz}-\frac{d\gamma_1}{dy}\quad\text{и т. д.}$$

Там, где нет электрических токов, выражение

$$\alpha_1\,dx+\beta_1\,dy+\gamma_1\,dz=dp_1$$

будет полным дифференциалом некоторой функции от x, y и z. По аналогии можно p_1 назвать магнитным напряжением.

Силы, действующие на какую-либо массу южного магнетизма по направлению осей координат, суть:

$$-m\frac{dp_1}{dx},\quad -m\frac{dp_1}{dy},\quad -m\frac{dp_1}{dz}.$$

Потому полная работа, совершаемая при каком-либо перемещении магнитной системы, равна уменьшению интеграла

$$Q=\iiint\rho_1p_1\,dx\,dy\,dz,$$

распространенного на всю систему.

Мы назовем Q *полным потенциалом системы самой на себя*. Прирост или уменьшение величины Q измеряет работу, потерянную или приобретенную при перемещении какой-нибудь части системы, и дает нам, таким образом, возможность вычислить силы, действующие на соответствующую часть системы.

По теореме III Q можно привести к форме

$$Q=\frac{1}{4\pi}\iiint(a_1\alpha_1+b_1\beta_1+c_1\gamma_1)\,dx\,dy\,dz,$$

где α_1, β_1, γ_1 суть производные от p_1 по x, y и z.

Принимая, что это выражение Q остается справедливым, какие бы значения ни имели величины $\alpha_1, \beta_1, \gamma_1$ [если бы даже $\alpha_1\,dx+\beta_1\,dy+\gamma_1\,dz$ не было полным дифференциалом], мы переходим от рассмотрения действий постоянных магнитов к рассмотрению действия электрических токов и получаем по теореме VII

$$Q=\iiint\left[p_1\rho_1+\frac{1}{4\pi}(\alpha_0 a_2+\beta_0 b_2+\gamma_0 c_2)\right]dx\,dy\,dz.$$

В случае электрических токов их составляющие должны быть помножены соответственно на функции $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$, и суммирование всех этих произведений, распространенное на всю систему, даст нам часть величины Q, обусловленную электрическими токами.

Таким образом, функции $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ дали нам возможность избежать рассмотрения магнитной индукции, пронизывающей цепь тока. Вместо этого искусственного приема мы используем прием более естественный, а именно — приводим ток в соответствие с величинами, существующими в том же пространстве, где находится и самый ток. Эти величины $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$ я называю *электротоническими функциями* или *составляющими электротонической напряженности* [24].

Рассмотрим теперь условия проводимости электрического тока в данной среде при изменении электротонического состояния. Для этого мы воспользуемся методом, который представляет собой применение метода, данного Гельмгольцем в его трактате о сохранении силы *)

Пусть дан определенный внешний источник электрического тока, способный вызывать в проводящей среде токи, количество которых измеряется величинами a_2, b_2, c_2, а напряженность — величинами $\alpha_2, \beta_2, \gamma_2$.

Работа, потраченная в этой системе на преодоление сопротивления в течение времени dt, представится

*) Русское издание, Гельмгольц, «О сохранении силы», М., 1922 г.

в виде

$$dt\iiint(a_2\alpha_2+b_2\beta_2+c_2\gamma_2)\,dx\,dy\,dz,$$

а механическая работа, совершенная электромагнитными действиями этих токов, будет:

$$\frac{dt}{4\pi}\frac{d}{dt}\iiint(a_2\alpha_0+b_2\beta_0+c_2\gamma_0)\,dx\,dy\,dz.$$

Если нет никаких внешних источников энергии, которые вызывали бы токи, то полная работа должна обратиться в нуль, и мы получаем:

$$dt\iiint(a_2\alpha_2+b_2\beta_2+c_2\gamma_2)\,dx\,dy\,dz+$$
$$+\frac{dt}{4\pi}\frac{d}{dt}\iiint(a_2\alpha_0+b_2\beta_0+c_2\gamma_0)\,dx\,dy\,dz=0,$$

где интегралы могут быть распространены на произвольное пространство.

Отсюда для каждой точки пространства

$$a_2\alpha_2+b_2\beta_2+c_2\gamma_2+\frac{1}{4\pi}\frac{d}{dt}(a_2\alpha_0+b_2\beta_0+c_2\gamma_0)=0.$$

Нужно помнить, что здесь речь идет только о том изменении Q, которое вызывается изменением величин $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$, а не величин a_2, b_2, c_2. Поэтому мы должны рассматривать a_2, b_2, c_2 как постоянные и получаем уравнение

$$a_2\left(\alpha_2+\frac{1}{4\pi}\frac{d\alpha_0}{dt}\right)+b_2\left(\beta_2+\frac{1}{4\pi}\frac{d\beta_0}{dt}\right)+$$
$$+c_2\left(\gamma_2+\frac{1}{4\pi}\frac{d\gamma_0}{dt}\right)=0.$$

Чтобы это уравнение удовлетворялось независимо от значения величин a_2, b_2, c_2 [37], три коэффициента этих величин должны быть сами по себе нулями; отсюда мы получаем электродвижущие силы, вызываемые действием магнитов и токов на расстоянии, выраженными через электротонические функции:

$$\alpha_2 = -\frac{1}{4\pi}\frac{d\alpha_0}{dt}, \quad \beta_2 = -\frac{1}{4\pi}\frac{d\beta_0}{dt}, \quad \gamma_2 = -\frac{1}{4\pi}\frac{d\gamma_0}{dt}.$$

Опыт показывает, что выражение $\frac{d\alpha_0}{dt}$ относится к изменению электротонического состояния *данной материальной частицы проводника*, независимо от того, вызывается ли оно изменением значения самих электротонических функций или движением этой частицы (25).

Если выразим α_0 как функцию от x, y, z и t, причем x, y, z суть координаты движущейся [весомой] материальной частицы, то электродвижущая сила, действующая в направлении оси абсцисс, будет [38]:

$$\alpha_2 = -\frac{1}{4\pi}\left(\frac{d\alpha_0}{dx}\frac{dx}{dt} + \frac{d\alpha_0}{dy}\frac{dy}{dt} + \frac{d\alpha_0}{dz}\frac{dz}{dt} + \frac{d\alpha_0}{dt}\right).$$

Аналогичные выражения получаются для составляющих электродвижущей силы в направлении осей y и z. Распределение вызванных этими силами электрических токов зависит от формы и положения проводящих сред и от общего электрического напряжения в какой-нибудь точке.

Рассмотрение этих функций завлекло бы нас в математические формулы, которыми и без того уже полна наша статья. Только благодаря физической важности я изложил здесь математическое выражение одной из идей Фарадея. Подвергнув более старательному разбору их взаимные соотношения и воспользовавшись содействием лиц, занятых физическими исследованиями, как непосредственно примыкающими к этой области, так и другими, на первый взгляд с нею не связанными, я надеюсь представить со временем теорию электротонического состояния в такой форме, в которой все относящиеся сюда соотношения выступали бы с полной ясностью без помощи аналитических выкладок.

Обзор теории электротонического состояния

Мы можем представить себе электротоническое состояние в какой-нибудь точке пространства как некоторый определенный по величине и направлению вектор и можем это электротоническое состояние выразить в данной точке пространства с помощью какого-нибудь механического вектора, например, скорости или силы, направление и величина которых соответствуют направлению и величине определенного нами электротонического состояния. Такое представление не связано ни с какой физической теорией, а является только своего рода искусственной иллюстрацией. В аналитических изысканиях мы пользуемся тремя составляющими электротонического состояния, которые мы назвали электротоническими функциями. Мы можем для каждой точки замкнутой кривой найти составляющую электротонического состояния в ее направлении. Помножая эту составляющую на дифференциал дуги кривой и интегрируя вдоль всей кривой, мы получаем то, что назовем *полной электротонической интенсивностью вдоль замкнутой кривой*.

Предложение I. *Если мы начертим на какой-нибудь поверхности замкнутую кривую и разделим часть поверхности, заключенную внутри этой кривой, на бесконечно малые элементы, то полная интенсивность вдоль замкнутой кривой будет равна сумме интенсивностей, считаемых в том же направлении* [при обходе в ту же сторону], *вдоль всех кривых, ограничивающих элементы поверхности.*

Тогда, если мы будем обходить каждый элемент поверхности в одну и ту же сторону, то каждая пограничная линия двух элементов будет пройдена два раза в направлениях противоположных, и потому интенсивность в одном случае возрастет ровно настолько, насколько в другом уменьшится. Поэтому действия всех линейных элементов, расположенных внутри, взаимно уничтожатся, и останется только действие внешней замкнутой кривой.

З а к о н I. *Полная электротоническая интенсивность вдоль границы элемента поверхности служит мерой количества магнитной индукции, проходящей через этот элемент, или, другими словами, мерой числа магнитных силовых линий, пронизывающих данный элемент.*

Из предложения I ясно, что то, что имеет место для элемента поверхности, должно оставаться справедливым и для поверхностей конечных размеров. Поэтому количества магнитной индукции, пронизывающей две произвольного вида поверхности, должны быть одинаковы, если эти поверхности ограничены одной и той же замкнутой кривой.

З а к о н II. *Магнитная интенсивность в какой-нибудь точке связана с количеством магнитной индукции системой линейных уравнений, называемых уравнениями* [магнитной] *проводимости* [ср. (28)].

З а к о н III. *Полная магнитная интенсивность вдоль линии, ограничивающей какую-нибудь часть поверхности, служит мерой количества электрического тока, протекающего через эту часть поверхности.*

З а к о н IV. *Количество и интенсивность электрического тока связаны между собой также системой уравнений проводимости* [имеющих ту же форму, как и в магнетизме].

При помощи этих четырех законов можно вывести количество и интенсивность магнетизма и электричества по значениям электротонических функций. Я ничего не говорил об единицах меры, так как это удобнее сделать при разборе действительных опытов. Мы переходим теперь к рассмотрению проводников тока и индукции токов в проводниках.

З а к о н V. *Полный электромагнитный потенциал замкнутого тока измеряется произведением количества тока на полную электротоническую интенсивность вдоль цепи, считаемую в направлении тока* [линейный интеграл электротонической интенсивности вдоль цепи].

Всякому перемещению проводника, повышающему этот потенциал, способствует сила, пропорциональная производной от потенциала по координате, определяющей данное перемещение, так что совершаемая при этом перемещении механическая работа пропорциональна приращению потенциала.

Хотя в некоторых случаях изменение в направлении или интенсивности *тока* [в проводнике, не изменяющем своего положения] и могло бы повысить потенциал, однако такое изменение само по себе не произвело бы работы, а потому не будет существовать стремления произвести такое изменение, так как изменения тока вызываются исключительно электродвижущими силами, а не электромагнитными притяжениями [пондеромоторными силами], действующими лишь на проводник [может быть, за исключением явления Холла].

З а к о н VI. *Электродвижущая сила* [индукции], *действующая на элемент проводника, измеряется производной по времени от электротонической интенсивности, независимо от того, обусловлена ли эта производная изменением величины или направления электротонического состояния.*

Электродвижущая сила в замкнутом проводнике пропорциональна производной по времени от полной электротонической интенсивности вдоль всей проводящей цепи. Она не зависит от природы проводника, между тем как вызванная ею сила тока обратно пропорциональна сопротивлению. Эта электродвижущая сила всегда остается той же, чем бы ни было вызвано изменение электротонической интенсивности — движением ли проводника или изменением внешних условий.

Я сделал попытку дать в этих шести законах математическое выражение той идеи, которая, по моему мнению, лежит в основе хода мыслей Фарадея в его «Экспериментальных исследованиях». Я не предполагаю в них и тени действительной физической теории; напротив того, их главная заслуга как условных орудий для дальнейших исследований заключается в том, что они *свободны* от всякого предвзятого мнения [26].

В противоположность этому существует определенно выраженная физическая теория электродинамики. Она получила столь изящную математическую разработку и так резко отличается от всего изложенного в настоящей статье, что я считаю нужным привести здесь и ее основные положения, рискуя повторить то, что всем должно быть известно. Эта теория содержится в «Electrodynamischen Maassbestimmungen» Вебера *). (См. Отчеты Лейбницевского и Саксонского Королевского научных обществ.)

Эти положения следующие:

1) Две электрические частицы, находящиеся в движении, отталкиваются друг от друга не с той же силой, как если бы они пребывали в покое. Эта сила испытывает некоторое изменение, зависящее от относительного движения обеих частиц, так что выражение их взаимной отталкивательной силы на расстоянии представится так:

$$\frac{ee'}{r^2}\left[1+a\left(\frac{dr}{dt}\right)^2+br\frac{d^2r}{dt^2}\right].$$

2) Если электричество течет в проводнике, то скорость положительной электрической жидкости *относительно вещества проводника* равна и направлена противоположно скорости отрицательной жидкости.

3) Полное действие одного элемента проводника на другой представляет результирующую всех взаимодействий обеих заключающихся в них электрических жидкостей.

4) Электродвижущая сила в какой-либо точке представляет собой разность сил, действующих на положительную и отрицательную жидкость.

*) Когда я писал это, мне еще не было известно, что часть работ Вебера переведена в Taylor's Scientific Memoirs, т. V, гл. 14. Экспериментальное и теоретическое значение этих исследований делает их изучение необходимым для каждого, занимающегося электричеством.

Из этих основных положений могут быть выведены как законы Ампера для взаимодействия проводников, так и законы Неймана и других для индукции токов. Они представляют поэтому основные положения действительной физической теории и удовлетворяют предъявляемым ей требованиям, быть может, лучше, чем любая из построенных до сих пор теорий, и к тому же они предложены ученым, экспериментальные работы которого дают широкую основу его математическим теориям.

Какая польза в замене легко понятного закона притяжения идеей электротонического состояния, о котором мы совсем не имеем ясного физического представления? Я отвечаю на это, что всегда важно иметь две точки зрения на один и тот же предмет и допускать, что возможны две различные точки зрения на предмет. Затем, я не думаю, чтобы теперь пришло уже время составить себе окончательное представление о сущности электричества, и вижу главную заслугу временной теории в том, чтобы она руководила экспериментом, не препятствуя в то же время появлению истинной теории. Можно также сомневаться и относительно зависимости основных сил природы от скорости тел, между которыми они действуют. Если силы природы могут быть сведены к силам, действующим между материальными точками, то принцип сохранения энергии требует, чтобы каждая сила была направлена по линии соединения обеих материальных точек, между коими она действует, и чтобы ее величина была функцией только их расстояния [39]. Опыты Вебера по обратной полярности диамагнитных веществ, повторенные в новейшее время профессором Тиндалем, не решают вопроса, так как они обнаруживают только факт, одинаково вытекающий как из веберовой теории электричества, так и из теории силовых линий.

Относительно истории предлагаемой теории я укажу, что употребление приведенных выше математических функций для выражения фарадеевского электротонического состояния и для определения электродинамических потенциалов и электродвижущих сил, насколько мне известно, совершенно ново. Убеждение в возможности таких математических выражений я вынес из изучения трактата профессора В. Томсона о механическом представлении электрических, магнитных и гальванических сил [см. сноску на стр. 59] и его математической теории магнетизма [§ 78 и сл., см. сноску на стр. 45]. Чтобы привести пример пособия, которое могло бы быть привлечено из других физических исследований, я упомяну, что после разработки теорем настоящей статьи профессор Стокс указал мне, что он пользовался подобными выражениями в своей динамической теории диффракции (Cambridge Trans., т. IX, отд. 1). Приведет ли применение теории этих функций к учению об электричестве к новым полезным для физических исследований математическим идеям, покажет будущее. В последующем я рассмотрю несколько задач из учения об электричестве и магнетизме, относящихся к сферическим телам. Эти задачи должны служить лишь частными примерами применения методов данной теории. Детальную же разработку случаев, относящихся к специально предпринимаемым опытам, я отложу до тех пор, пока буду иметь в руках средства для постановки таких опытов.

ИЗ ПРИМЕЧАНИЙ Л. БОЛЬЦМАНА К РАБОТЕ МАКСВЕЛЛА «О ФАРАДЕЕВЫХ СИЛОВЫХ ЛИНИЯХ»

Те замечания о стиле Максвелла, которые я сделал в моей ректорской речи в Граце, замечания, не подающие, конечно, ни малейшего повода сомневаться в признании мною высоких достоинств чисто лингвистической стороны его, пришли мне снова на ум при составлении настоящего перевода. В самом деле, кто мог бы с легким сердцем приступить к переводу языка Максвелла, оригинального и крайне интересного для знатока, но бесконечно трудного для начинающего, языка, восхваляемого, с одной стороны, как недосягаемый образец сжатого и остроумного изложения, и порицаемого—с другой, за трудности его понимания?

Есть три способа перевода: 1) можно переводить дословно; этим устраняется всякое искажение и изменение оригинала, но перевод по необходимости становится чуждым языку перевода; 2) можно прочесть оригинал и постараться как можно вернее передать его мысли своими словами, тогда место оригинала заступает уже нечто совершенно другое и, если переводчик не лишен дарования, даже нечто хорошее; 3) можно придерживаться оригинала настолько, чтобы отступления от него были не существенны и чтобы перевод вполне соответствовал духу языка, на который переводят, и удовлетворил вполне читателя. Этот третий способ только и пригоден для публики, а потому и применен в настоящем случае.

Немалую трудность представил перевод терминологии. Максвелл придерживается в этом труде терминологии Фарадея, которая теперь не употребляется и которая была нередко отвергаема самим Максвеллом в его позднейших сочинениях. Несмотря на это, я постарался по возможности сохранить ее, так как многие идеи этой книги неразрывно с нею связаны, например, параллелизм между электричеством и магнетизмом, выражаю-