

Читатели „Экспериментальных исследований“ Фарадея припомнят, что он постоянно ссылается на то, что было им названо „электротоническим состоянием“; так, он смотрит на проволоку, по которой идет ток, как на находящуюся в электротоническом состоянии, если она помещена в магнитном поле. Никаких следов этого состояния нельзя открыть, пока поле остается постоянным; оно обнаруживается только при изменениях поля.

Это электротоническое состояние Фарадея и есть как раз количество движения, существующее в поле.

ГЛАВА II.

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ И СВЯЗАННАЯ МАССА.

В этой главе я хочу рассмотреть связь между количеством движения в электрическом поле и фарадеевскими трубками, посредством которых, как я сказал в последней лекции, мы можем представить себе состояние такого поля.

Рассмотрим сначала случай заряженной сферы, находящейся в движении.

Линии электрической силы направлены по радиусам; линии магнитной силы будут окружностями, для которых линия движения центра сферы будет служить общей осью, количество движения в точке P перпендикулярно к этим направлениям и, таким образом, перпендикулярно к OP и лежит в плоскости, содержащей точку P и траекторию центра сферы. Если N есть число фарадеевских трубок, проходящих через единицу площади в P , проведенной перпендикулярно к OP , μ — магнитная проницаемость среды, окружающей сферу, то магнитная индукция в P будет $4\pi\mu Nv \sin \theta$, где v — скорость движения сферы, θ — угол, который OP образует с направлением движения сферы. По правилу, данному на стр. 23, количество движения в единице объема среды в P есть $N \times 4\pi\mu Nv \sin \theta$ или $4\pi\mu N^2 v \sin \theta$ и имеет направление составляющей скорости фарадеевских трубок, перпендикулярной к их длине. Это есть в точности то количество движения, которое появилось бы, если бы трубки, двигаясь под прямым углом к своей длине, увлекали с собой из окружающей среды массу, равную $4\pi\mu N^2$ на единицу объема, причем сами трубки совсем бы не обладали массой и не увлекали бы с собой массы из среды, когда они скользят параллельно своей

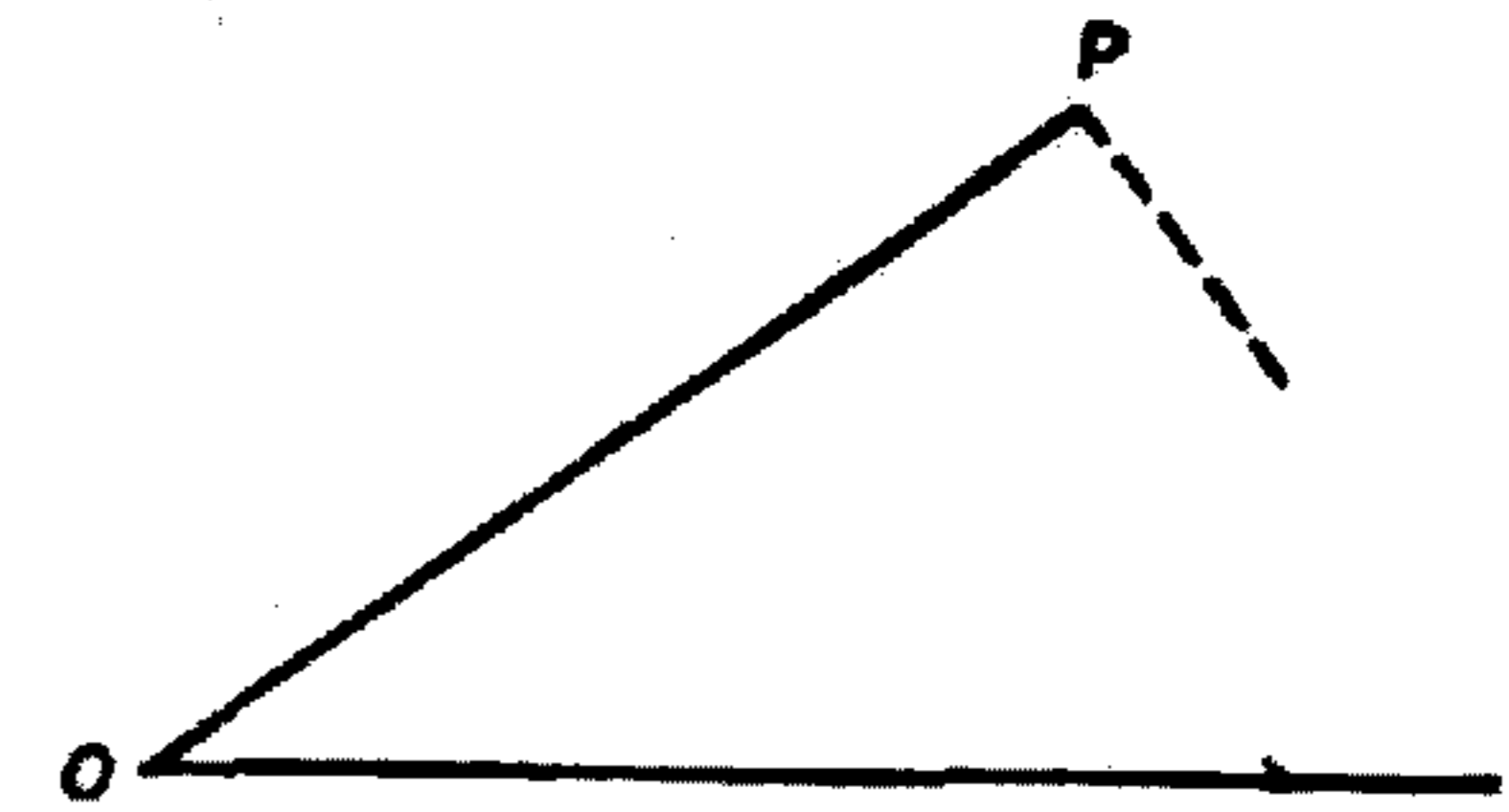


Рис. 10.

длине. Предположим, в самом деле, что трубки ведут себя приблизительно так же, как длинные, узкие цилиндры, движущиеся в воде; последние, двигаясь концами вперед, т. е. параллельно своей длине, увлекают очень малое количество воды, тогда как при боковом движении, т. е. перпендикулярно оси, каждая единица длины трубки увлекает с собою некоторую конечную массу воды. Когда длина цилиндра очень велика сравнительно с его шириной, то можно массой воды, увлекаемой им при движении концом вперед, пренебречь в сравнении с той, которая увлекается им при движении в сторону. Если трубка не имеет другой массы, кроме той, которую она получает вследствие смещения воды, то она будет иметь массу только при движении в сторону но не при движении концом вперед.

Назовем массу $4\pi\mu N^2$, увлекаемую трубками в единице объема, массой связанного эфира. Следует отметить тот факт, что электростатическая энергия E в единице объема пропорциональна M — массе связанного эфира в этом объеме. Это может быть легко доказано следующим образом: $E = \frac{2\pi N^2}{K}$, где K — диэлектрическая постоянная среды; так как $M = 4\pi\mu N^2$, то

$$E = \frac{1}{2} \frac{M}{\mu K};$$

но $\frac{1}{\mu K} = V^2$, где V скорость распространения света в рассматриваемой среде, поэтому

$$E = \frac{1}{2} MV^2; \quad 1)$$

таким образом, E равно кинетической энергии, которую обладает связанная масса, движущаяся со скоростью света.

Масса связанного эфира в единице объема равна $4\pi\mu N^2$, где N — число фарадеевских трубок, поэтому величина связанной массы, приходящейся на единицу длины каждой фарадеевской трубки, равна $4\pi\mu N$. Мы видели, что эта величина пропорциональна напряжению в каждой трубке, так что можем рассматривать фарадеевские трубки, как туго натянутые волокна с переменными массами и натяжениями, при чем натяжение везде пропорционально массе единицы длины волокна.

¹⁾ Получается формула, связывающая электрическую энергию E со скоростью света. Эта формула обычно приписывается Эйнштейну, который, однако, дал ее значительно позже. (Прим. ред.)

Так как масса эфира, захватываемого фарадеевской трубкой, пропорциональна N , числу фарадеевских трубок в единице объема, то отсюда видно, что масса и количество движения фарадеевской трубки зависят не только от очертания и скорости рассматриваемой трубки, но и от числа и скорости соседних фарадеевских трубок. Мы имеем некоторые аналогии этому в динамических системах; напр., в случае движения в несжимаемой жидкости нескольких близко расположенных цилиндров с параллельными осями, количество движения какого-нибудь цилиндра зависит от положения и скоростей соседних цилиндров. Следующая гидродинамическая система может послужить для иллюстрации того факта, что связанная масса пропорциональна квадрату числа фарадеевских трубок в единице объема.

Предположим, что у нас имеется цилиндрический вихревой столб силы m , помещенный в массу жидкости, скорость которой, если бы она не нарушалась вихревым столбом, оставалась бы постоянной по

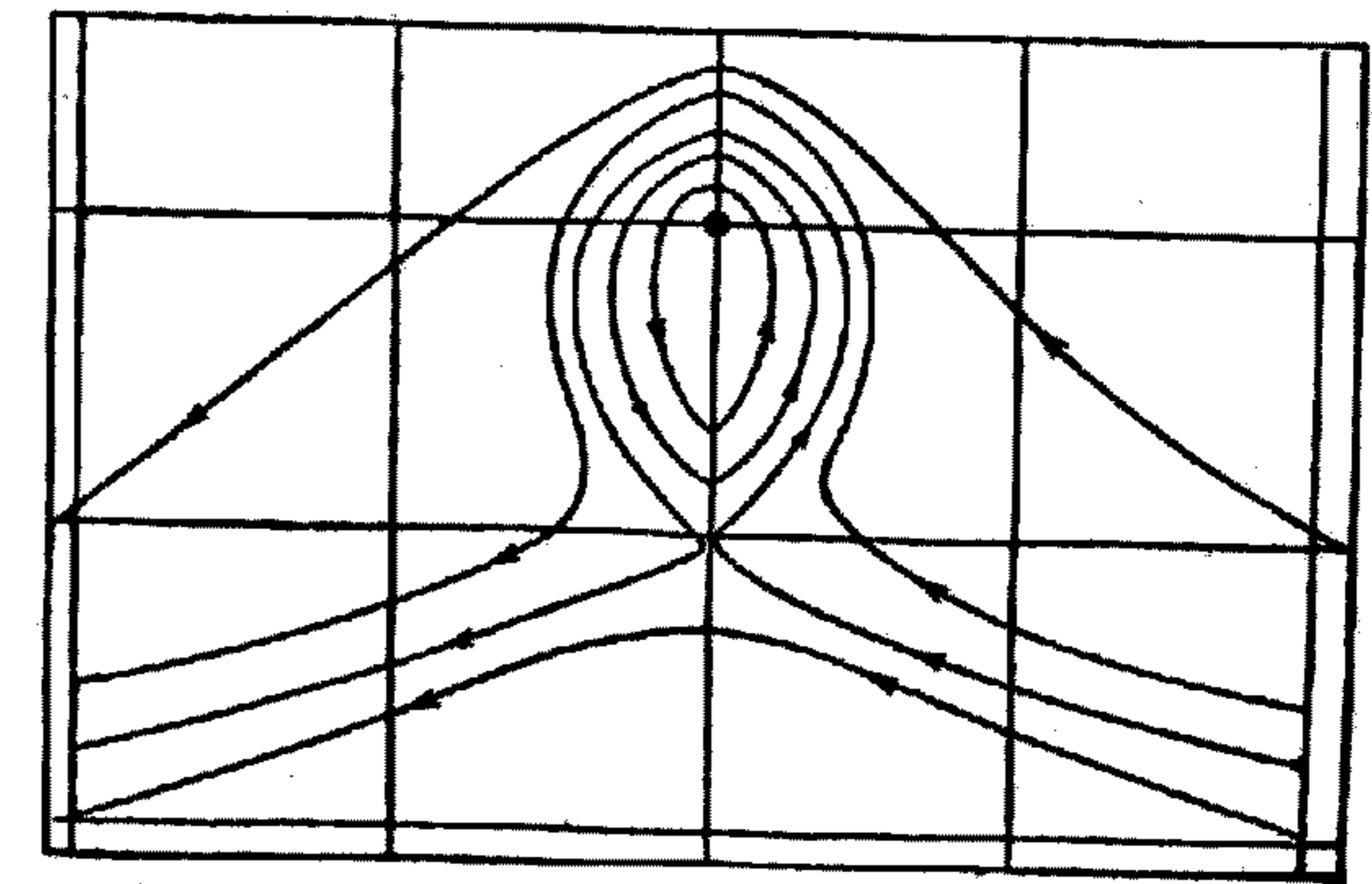


Рис. 11.

величине и направлению и перпендикулярной к оси вихревого столба.

Линии потоков для этого случая представлены на рис. 11, где A есть сечение вихревого столба, ось которого предполагается перпендикулярной к плоскости рисунка. Мы видим, что некоторые из этих линий в соседстве со столбом представляют замкнутые кривые. Так как линии потоков в жидкости не пересекаются, то жидкость, заключенная внутри замкнутой кривой, будет всегда оставаться в соседстве со столбом и вместе с ним перемещаться. Таким образом, столб увлечет с собою массу жидкости, равную массе, находящейся в самой большой из замкнутых линий потоков. Если m будет сила вихревого столба, a — скорость ненарушаемого вихрем течения жидкости, то можно легко показать, что масса увлекаемой столбом жидкости пропорциональна $\frac{m^2}{a^2}$. Таким образом, если будем считать m пропорциональным числу фарадеевских трубок в единице объема, эта система будет нам иллюстрировать связь, существующую между силой электрического поля и связанной массой.

Влияние скорости на связанную массу.

Я рассмотрю теперь другое следствие, вытекающее из той идеи, что масса заряженной частицы обязана своим происхождением массе эфира, заключенного в фарадеевских трубках, связанных с зарядом. Когда эти трубки движутся нормально к своей длине, они увлекают с собою определенное количество эфира, сквозь который они движутся; когда же они перемещаются параллельно своей длине, они скользят сквозь эфир, не приводя его в движение. Рассмотрим теперь, как ведет себя схожий по форме с фарадеевской трубкой длинный и тонкий цилиндр, при движении в жидкости.

Такое тело, свободно поворачивающееся в любом направлении, не будет, как можно было бы ожидать с первого взгляда, перемещаться концом вперед, но наклоняется к направлению движения, при чем наклоняется так, чтобы увлечь с собою насколько возможно больше той жидкости, сквозь которую движется. Можно было бы привести не одно явление, иллюстрирующее этот принцип; одно из наиболее доступных — падение листьев: они не падают на землю краем вперед, но плавно спускаются вниз, сохраняя свою плоскость более или менее горизонтальной.

Если применим этот принцип к заряженной сфере, то увидим, что фарадеевские трубки, связанные со сферою, стремятся расположиться перпендикулярно к направлению движения сферы, так что, если бы приходилось считаться только с этим принципом, то все фарадеевские трубки оказались бы сосредоточенными в экваториальной плоскости, т. е. плоскости, перпендикулярной к направлению движения сферы, так как при таком положении они все будут перемещаться перпендикулярно к своей длине. Мы должны, однако, вспомнить, что фарадеевские трубки взаимно отталкиваются, так что, если бы они все столпились в экваториальной плоскости, давление там было бы больше, чем у полюса. Это отбросит фарадеевские трубки назад в то положение, при котором они были равномерно распределены вокруг сферы. Действительное распределение фарадеевских трубок представляет компромисс между этими крайними случаями. Они не столпятся все в экваториальной плоскости и не распределятся равномерно, но в экваториальной области их будет больше, чем в других, при этом плотность их в экваториальной области возрастает вместе со скоростью движения заряда. Когда фарадеевская трубка расположена в экваториальной области, она захватывает с собою больше эфира чем тогда, когда она находится

вблизи полюса; поэтому смещение фарадеевских трубок от полюса к экватору увеличивает общее количество увлекаемого трубками эфира, а следовательно, и массу тела.

Было доказано (см. Heaviside, Phil. Mag., April, 1889, „Recent Researches“, стр. 19), что в результате движения сферы каждая фарадеевская трубка смещается по направлению к экваториальной плоскости, т. е. плоскости, проходящей через центр сферы и перпендикулярной к направлению движения. При этом смещение происходит таким образом, чтобы проекция трубки на эту плоскость оставалась такою же, как при равномерном распределении трубок, а расстояние каждой точки трубки от экваториальной плоскости уменьшалось в отношении $\sqrt{V^2 - v^2}$ к V , где V — скорость распространения света в среде, а v — скорость движения заряженного тела.

Этот результат показывает, что только в том случае изменение в распределении фарадеевских трубок, вызванное движением тела, делается заметным, когда скорость заряженного тела сравнима со скоростью света.

В „Recent Researches on Electricity and Magnetism“, стр. 21, я подсчитал количество движения J в пространстве, окружающем сферу радиуса a , центр которой находится на движущемся заряженном теле, и показал, что значение J дается следующим выражением:

$$J = \frac{e^2}{2a} \frac{V^2}{(V^2 - v^2)^{3/2}} \left\{ \Theta \left(1 - \frac{1}{4} \frac{V^2}{v^2} \right) + \frac{1}{2} \sin 2\Theta \left(1 + \frac{1}{4} \frac{V^2}{v^2} \cos 2\Theta \right) \right\} \quad (1),$$

где, как и раньше v и V суть соответственно скорость частицы и скорость света, угол Θ определяется из уравнения

$$\sin \Theta = \frac{v}{V}.$$

Масса сферы вследствие заряда возрастает на $\frac{J}{v}$, и, таким образом, как показывает уравнение (1), для скоростей заряженного тела, сравнимых со скоростью света, масса тела возрастает вместе со скоростью.

Из уравнения (1) очевидно, что для того, чтобы обнаружить влияние скорости на массу, мы должны воспользоваться чрезвычайно маленькими частицами, движущимися с очень большими скоростями. Частицы, имеющие массу значительно меньшую, чем масса какого-либо известного нам атома или молекулы, вылетают из радия со скоростями, приближающимися в некоторых случаях к скорости

света; отношение электрического заряда к массе для частиц такого рода было недавно предметом исследования Кауфманна, результаты которого приведены в следующей таблице. В первом столбце находятся значения скоростей частицы, выраженные в сантиметрах в секунду, второй столбец содержит значения дроби $\frac{e}{m}$, где e — заряд, а m — масса частицы.

Таблица I

| $v \times 10^{-10}$ | $\frac{e}{m} \times 10^{-7}$ |
|---------------------|------------------------------|
| 2,83 | 0,62 |
| 2,72 | 0,77 |
| 2,59 | 0,975 |
| 2,48 | 1,17 |
| 2,36 | 1,31. |

Эти цифры показывают, что значение $\frac{e}{m}$ уменьшается с возрастанием скорости; если предположим, что заряд остается неизменным, то это означает, что масса возрастает вместе со скоростью. Результаты опытов Кауфманна дают нам возможность сравнить ту часть массы, которая обусловлена электрическим зарядом, с той частью, которая не зависит от электризации; эта вторая часть массы не зависит от скорости. Если мы находим, что масса заметно изменяется со скоростью, мы заключаем, что часть массы, обязанная своим происхождением заряду, должна быть значительной по сравнению с той, которая не зависит от заряда. Чтобы подсчитать влияние скорости на массу электрической системы, мы должны сделать некоторые предположения относительно природы этой системы, так как влияние на заряженную сферу, например, не то же самое, что на заряженный эллипсоид; но, сделав эти предположения и вычислив теоретически влияние скорости на массу, легко найти отношение той части массы, которая не зависит от заряда, к той части, которая при некоторой скорости, зависит от заряда. Положим, что часть массы, созданная электризацией, при скорости v равна $m_0 f(v)$, где $f(v)$ есть известная функция v ; тогда если M_v , M_{v_1} представляют наблюдаемые массы соответственно при скоростях v и v_1 , а M есть часть массы, не зависящая от заряда, получим два уравнения:

$$M_v = M + m_0 f(v)$$

$$M_{v_1} = M + m_0 f(v_1),$$

из которых можно определить M и m_0 . Сделав предположение, что заряженное тело ведет себя как металлическая сфера, для которой

распределение силовых линий при движении было определено Сирлом (G. F. C. Searle), Кауфманн пришел к заключению, что когда частица медленно движется, ее „электрическая масса“ составляет приблизительно четвертую часть всей массы. Он настоятельно указывает, что эта дробь зависит от тех предположений, которые мы делаем относительно природы движущегося тела, например, будет ли оно сферическим или эллипсоидальным, изолятором или проводником, и что при других предположениях его опыты могли бы показать, что вся масса — электрическая, что он, очевидно, считал наиболее вероятным.

При современном состоянии наших знаний о строении материи, я не думаю, чтобы мы что-нибудь выиграли, приписывая маленьким, отрицательно заряженным частицам, выделяемым радием и другими телами, свойства металлической проводимости; я предпочитаю более простое предположение, что распределение силовых линий вокруг частицы то же самое, как у силовых линий заряженной точки, если только мы ограничим наше внимание полем, окружающим малую сферу радиуса a , имеющую центр в заряженной точке; при таком предположении часть массы, созданная зарядом, равна значению $\frac{J}{v}$ в уравнении (1) на стр. 35. Я подсчитал из этого выражения отношение масс быстро движущихся частичек, испускаемых радием, к массе тех же частичек, пребывающих в покое или медленно движущихся, при том предположении, что вся масса создана зарядом, и сравнил эти результаты со значениями того же отношения, определенными на основании опытов Кауфманна. Эти результаты приведены в таблице (II), первый столбец которой содержит значение v , скорости частиц; второй — ρ — число, показывающее на основании уравнения (1), во сколько раз масса частицы, движущейся с этой скоростью, превосходит массу той же частицы, находящейся в покое; третий столбец — ρ_1 — значения той же величины, найденные Кауфманном из его опытов.

Таблица II.

| $v \times 10^{-10} \frac{cm}{sc}$ | ρ | ρ_1 |
|-----------------------------------|--------|----------|
| 2,85 | 3,1 | 3,09 |
| 2,72 | 2,42 | 2,43 |
| 2,59 | 2,0 | 2,04 |
| 2,48 | 1,66 | 1,83 |
| 2,36 | 1,5 | 1,65 |

Эти результаты подтверждают тот взгляд, что вся масса наэлектризованных частичек происходит от их заряда.

Мы уже видели, что если рассматривать фарадеевские трубки, связанные с этими движущимися частицами, как обусловленные движущейся заряженной точкой, и ограничить свое внимание той частью поля, которая находится вне сферы радиуса a , концентричной с зарядом, то в случае медленного движения частицы масса m , обусловленная зарядом e на частице, определяется из уравнения:

$$m = \frac{2}{3} \frac{\mu e^2}{a}.$$

В одной из следующих лекций я объясню, как определяются значения m и e ; результаты этих определений таковы: $\frac{m}{e} = 10^{-7}$ и $e = 1,2 \times 10^{-20}$ в *C.G.S* электростатических единицах. Подставляя эти значения в выражение для m , мы находим, что a равно приблизительно 5×10^{-14} см, длина очень маленькая в сравнении с величиной 10^{-8} см, которая обыкновенно берется, как хорошее приближение к размеру молекулы.

Мы рассматривали массу в данном случае как массу эфира, увлекаемого фарадеевскими трубками, связанными с зарядом. Так как трубки простираются на бесконечное расстояние, масса частицы как бы рассеяна во всем пространстве и не имеет определенных границ. Однако, благодаря тому, что частица имеет очень малые размеры, а масса эфира, увлекаемого трубками, будучи пропорциональна квадрату плотности фарадеевских трубок, изменяется обратно пропорционально четвертой степени расстояния от частицы, мы простым вычислением находим, что вся масса, за исключением очень незначительной части, находится на конечном расстоянии от частицы, которое в действительности очень мало сравнительно с теми размерами, которые обычно приписывают атомам.

В любой системе, содержащей наэлектризованные тела, часть массы состоит из массы эфира, увлекаемого фарадеевскими трубками, связанными с электризацией. Согласно одному из взглядов на строение материи, который я надеюсь развить в одной из последующих лекций, атомы различных элементов представляют совокупности положительных и отрицательных зарядов, удерживающихся вместе, главным образом, электрическими притяжениями; кроме того, отрицательно заряженные частицы в атоме (я назвал их корпускулами) идентичны с теми маленькими отрицательно заряженными частицами, свойства которых мы исследовали. С этой точки зрения на строение

материи, часть массы какого-нибудь тела представляет собою массу эфира, увлекаемого фарадеевскими трубками, пронизывающими атом между его положительными и отрицательными элементами. Взгляд, который я хочу перед вами развить, состоит в том, что не только часть массы какого-либо тела происходит таким путем, но что *вся* масса любого тела есть как раз масса эфира, окружающего тело и увлекаемого фарадеевскими трубками, связанными с атомами тела. Одним словом, вся масса есть масса эфира, всякое количество движения есть количество движения эфира, всякая кинетическая энергия есть кинетическая энергия эфира. Надо сказать, что этот взгляд требует, чтобы плотность эфира была неизмеримо больше, чем плотность любого известного нам вещества. ¹⁾

Можно возразить, что, так как масса увлекается фарадеевскими трубками и так как расположение последних зависит от относительного положения наэлектризованных тел, то масса какой-нибудь совокупности положительно и отрицательно наэлектризованных тел постоянно менялась бы с положением этих тел и, таким образом вместо того, чтобы быть, как показывают наблюдения и опыты, постоянной с очень высокой степенью приближения, масса должна была бы меняться вместе с изменениями в физическом и химическом состоянии тела.

Однако, эти возражения не применимы к такому случаю, который рассматривался вышеизложенной теорией, где размеры одной группы наэлектризованных тел — отрицательных — чрезвычайно малы сравнительно с расстояниями, разделяющими различные члены системы наэлектризованных тел. В этом случае концентрация силовых линий на маленьких отрицательных телах — корпускулах — так велика, что практически весь связанный эфир расположен, вокруг этих тел, и количество его зависит от их объема и заряда. ²⁾ Таким образом, если мы только не меняем числа или характера корпускул, изменения массы, происходящие вследствие какого-либо изменения в их относительном положении, будут совершенно незначительны в сравнении с массой тела.

¹⁾ Этот взгляд приводит нас к единству электричества, материи и эфира.
(Прим. ред.)

²⁾ Изменения массы, повидимому, достигают заметных величин при построении ядра атома из «протонов» и «электронов». Так, например, четыре протона + два электрона, образующие ядро гелия, имеют массу = 4, тогда как «протон» или ядро атома водорода имеет массу 1,008.

(Прим. ред.)

ГЛАВА III.

РЕЗУЛЬТАТЫ УСКОРЕНИЯ ФАРАДЕЕВСКИХ ТРУБОК.

Лучи Рентгена и свет.

Мы рассмотрели, как ведут себя силовые линии, когда они находятся в покое или в равномерном движении; в этой главе мы рассмотрим те явления, которые получаются в результате неравномерного движения.

Начнем со случая движущейся заряженной точки, движущейся так медленно, что силовые линии вокруг нее распределены равномерно, и посмотрим, что должно случиться, если мы внезапно остановим точку. Фарадеевские трубки, соединенные со сферой, обладают инерцией; они находятся также в состоянии натяжения, при чем натяжение в какой-либо точке пропорционально массе единицы длины. Поэтому любое возмущение, сообщенное одному концу трубки, пройдет вдоль нее с постоянной и конечной скоростью; действительно,

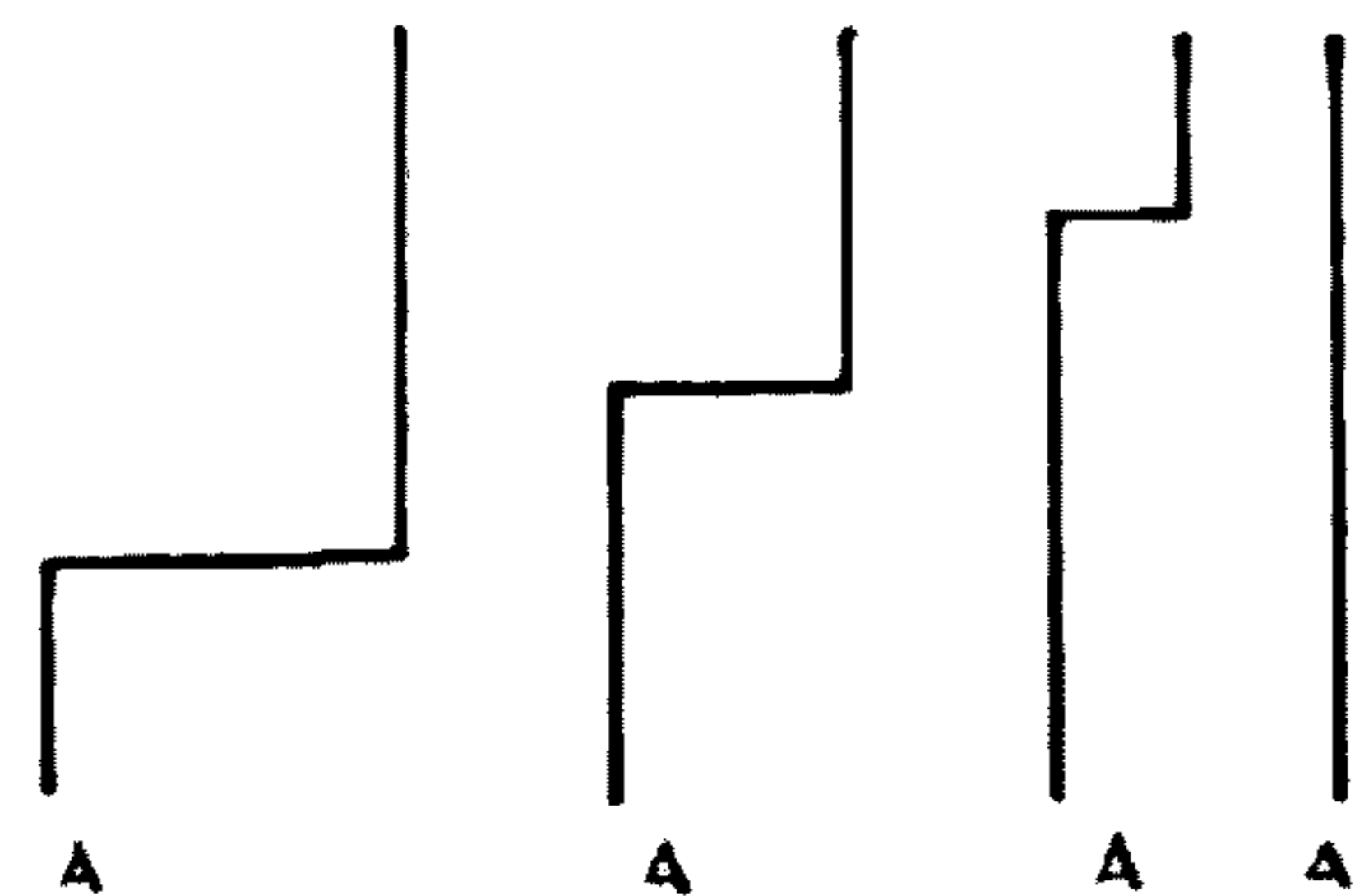


Рис. 12.

фарадеевская трубка представляет замечательную аналогию с натянутой струной. Положим, что имеем туго натянутую вертикальную струну, движущуюся равномерно справа налево; когда мы внезапно остановим этот конец, напр., A , что случится со струной? Конец A сразу придет в состояние покоя, но силы, при этом обнаруживающиеся, распространяются с ко-

нечной скоростью, и каждая часть струны будет по инерции двигаться, как будто ничего не случилось с концом A , до тех пор, пока возмущение, выходящее из точки A , не достигнет ее. Итак, если V есть скорость, с которой возмущение перемещается вдоль струны, а t есть время, которое протекло после остановки A , то части струны, находящиеся от A на расстояниях больших, чем Vt , не по-

чувствуют остановки и будут иметь те же скорости и положения, какие они имели бы, если бы струна продолжала равномерно двигаться вперед. Форма струны через последовательные промежутки времени показана на рис. 12; длина горизонтальной части убывает по мере увеличения расстояния от неподвижного конца.

Возвратимся теперь к тому случаю, когда движущаяся заряженная частица внезапно останавливается, при чем на остановку тратится время τ . Чтобы найти конфигурацию фарадеевских трубок после того, как от начала процесса остановки заряженной частицы прошло время t , опишем из заряженной частицы, как из центра, две сферы, одну радиусом Vt , другую — радиусом $V(t - \tau)$; так как возмущение еще не достигло тех частей фарадеевских трубок, которые расположены вне нашей внешней сферы, то эти трубки будут в том же положении, в каком они находились бы, если бы продолжали двигаться вперед с той скоростью, какой они обладали в момент остановки частицы, между тем как трубки, находящиеся внутри внутренней сферы, зай-

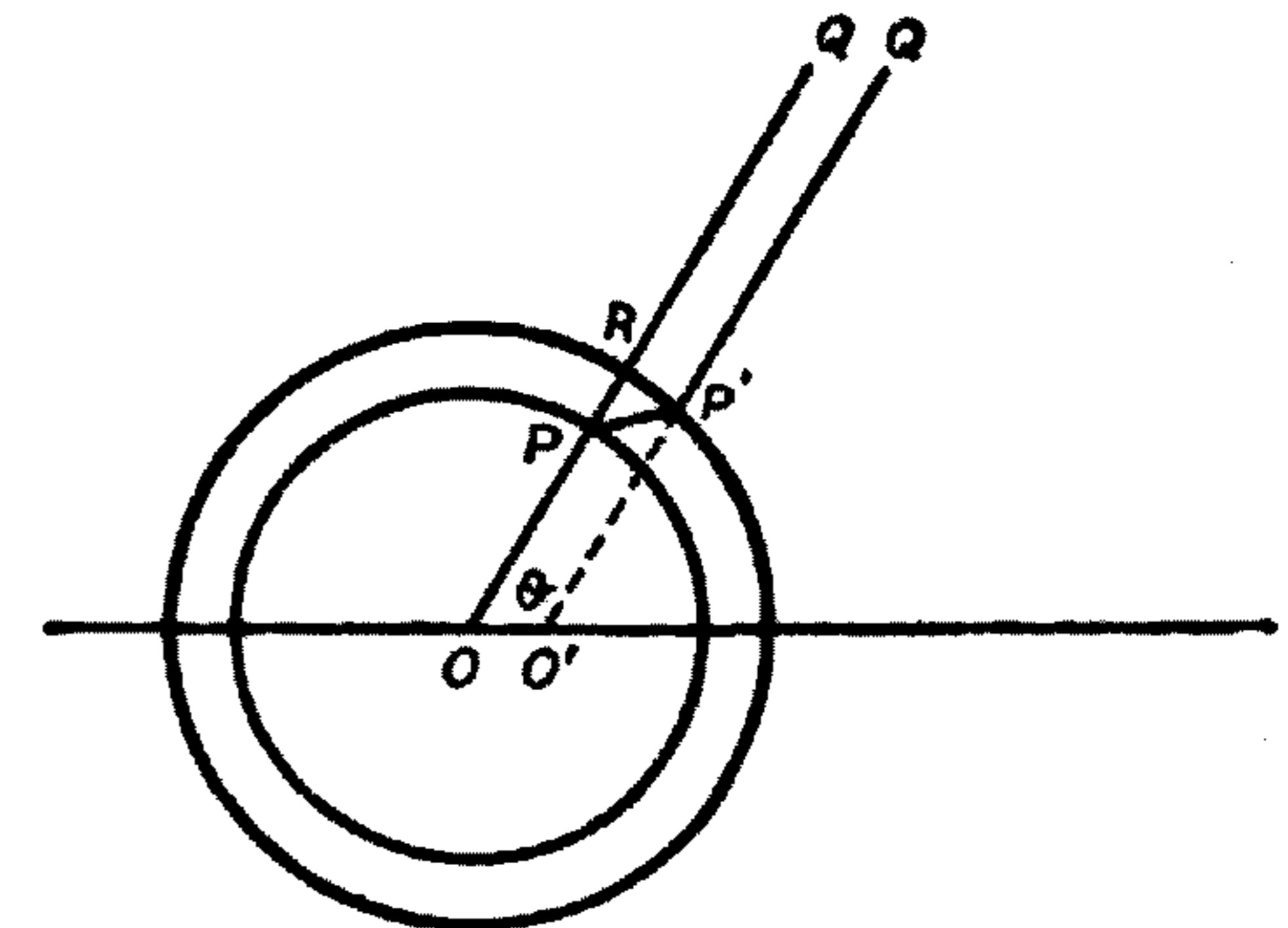


Рис. 13.

мут свое конечное положение, так как возмущение уже прошло через них. Так, рассмотрим трубку, которая была расположена вдоль линии OPQ (рис. 13), когда частица остановилась. Это будет конечным положением трубки, так как в момент t часть трубки в пространстве внутренней сферы займет положение OP , между тем как часть $P'Q'$ вне внешней сферы будет в том положении, какое она занимала бы, если бы частица не остановилась, т. е. если O' есть положение, которое занимала бы частица, если бы она не остановилась. $P'Q'$ будет прямой линией, проходящей через O' . Чтобы сохранить свою непрерывность, трубка должна изогнуться в промежутке между обеими сферами и примет поэтому форму $OPP'Q'$.

Таким образом, трубка, которая до остановки частицы была радиальной, имеет теперь в промежутке между сферами тангенциальную составляющую, обуславливающую тангенциальную электрическую силу. Остановка частицы вызывает радикальное изменение

в электрическом поле, созданном частицей и, как показывает ниже-следующее вычисление, вызывает электрические и магнитные силы более значительные чем те, которые существуют в поле, когда частица движется равномерно.

Если мы предположим, что толщина δ промежутка так мала, что часть фарадеевской трубки внутри его может быть рассматриваема, как прямая, тогда, если T есть тангенциальная электрическая сила внутри волнового импульса, R — радиальная сила, будем иметь:

$$\frac{T}{R} = \frac{P'R}{PR} = \frac{OO' \sin \theta}{\delta} = \frac{vt \sin \theta}{\delta} \dots \dots (1).$$

Здесь v есть скорость, с которой частица движется до остановки, θ — угол, который OP образует с направлением движения частицы, t — время, протекшее после остановки частицы; так как $R = \frac{e}{OP^2}$ и $OP = Vt$, где V — скорость света, получим, если $r = OP$,

$$T = \frac{ev \sin \theta}{V r^2} \dots \dots \dots (2)^1$$

Тангенциальная фарадеевская трубка, движущаяся вперед со скоростью V , вызывает в P магнитную силу H , равную VT ; эта сила будет перпендикулярна к плоскости чертежа и будет по направлению противоположна магнитной силе, существовавшей в P до остановки частицы; так как ее величина определяется уравнением

$$H = \frac{ev \sin \theta}{r^2},$$

то она превосходит магнитную силу $\frac{eV \sin \theta}{r^2}$, ранее существовавшую, в отношении r к δ . Таким образом, волновой импульс, вызванный остановкою частицы, есть место действия интенсивных электрических и магнитных сил, которые изменяются обратно пропорционально расстоянию от заряженной частицы, тогда как силы, имевшие место до остановки частицы, изменялись обратно пропорционально квадрату расстояния; этот волновой импульс распространяется во вне со скоростью света и составляет, по моему мнению, рентгеновские лучи, которые появляются, когда отрицательно заряженные частицы из которых состоят катодные лучи, внезапно останавливаются, ударяясь о твердое препятствие.

¹⁾ Ур-ие (2) получается, если один из множителей r мы заменим величиной Vt , так как, по определению, r есть путь, пройденный светом за время t . (Прим. ред.)

Легко показать, что энергия, заключенная в волновом импульсе, равна

$$\frac{2}{3} \frac{e^2 v^2}{\delta}; ^1)$$

эта энергия излучается в пространство. Количество излучаемой энергии зависит от δ , толщины волнового импульса, т. е. от быстроты, с которой остановилась частица; если частица остановилась мгновенно, вся энергия в поле поглотится волновым импульсом, будет излучена и во вне; если же она постепенно останавливалась, только часть энергии излучится в пространство, а остальная часть обратится в тепло в том месте, где катодные лучи остановились.

Легко показать, что количество движения в волне в какой-нибудь момент равно и противоположно количеству движения в поле вне волны; так как в пространстве, сквозь которое прошла волна, нет никакого количества движения, то полное количество движения в поле после остановки частицы равно нулю.

Предыдущие рассуждения приложимы только к тому случаю, когда частица движется так медленно, что фарадеевские трубки до остановки частицы равномерно распределены; однако, эти же принципы позволят нам определить результаты остановки заряженной частицы во всех тех случаях, когда задано распределение фарадеевских трубок при равномерном движении.

Возьмем, для примера, случай, когда частица вначале движется со скоростью света; правило, указанное на стр. 35, показывает, что до остановки фарадеевские трубки были все сгруппированы в экваториальной плоскости движущейся частицы. Чтобы найти конфигурацию фарадеевских трубок через промежуток времени t , мы, поступая так же, как раньше, находим конфигурацию трубок для этого момента, если бы частица не остановилась. Трубки в этом случае были бы расположены в плоскости на расстоянии Vt впереди частицы.

¹⁾ Электромагнитная энергия, отнесенная к единице объема в области P , выражается через $u_e + u_m = \frac{1}{4\pi} \frac{e^2 v^2}{r^2 \delta^2} \sin^2 \theta$. Чтобы вычислить всю энергию во всем волновом импульсе, надо это выражение умножить на элемент объема $2\pi r \sin \theta r \delta \delta \delta$ (во всех точках этого объема θ с точностью до бесконечно малых $d\theta$ одно и то же), проинтегрировав по θ от 0 до π . Получаем:

$$u_e + u_m = \frac{1}{2} \frac{e^2 v^2}{\delta} \int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta = \frac{2}{3} \frac{e^2 v^2}{\delta}.$$

(Прим. ред.)

Проведем две сферы, центры которых в частице, а радиусы соответственно равны Vt и $V(t-\tau)$, где τ есть время, затрачиваемое на остановку; за внешней сферой конфигурация трубок будет такая же, как если бы частица не остановилась, т. е. трубки будут в плоскости на расстоянии Vt впереди частицы; плоскость эта коснется внешней сферы. Внутри

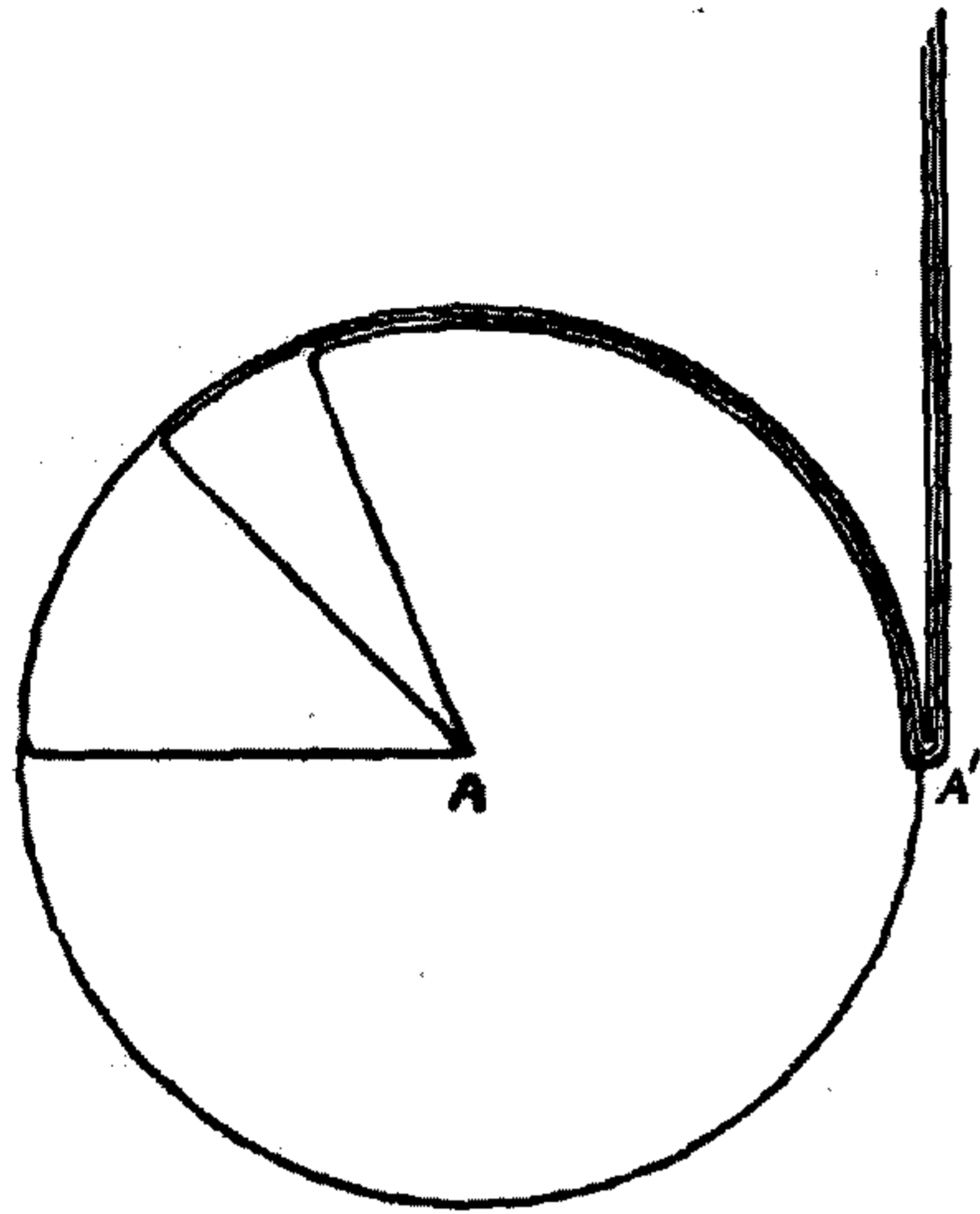


Рис. 14.

внутри внутренней сферы трубки будут равномерно распределены, поэтому для сохранения непрерывности трубки внутри промежутка между сферами должны изгибаться, как это показано на рис. 14; таким образом, мы имеем в этом случае две волны, одну — плоскую, распространяющуюся в том направлении, в каком частица двигалась до остановки, другую — сферическую, распространяющуюся во всех направлениях.

Преыдуший метод может быть приложен и к тому случаю, когда заряженная частица, вместо того,

чтобы остановиться, изменила каким-либо образом свою скорость; так, если скорость частицы, вместо того, чтобы дойти до нуля, уменьшается на Δv , то можно показать, как на стр. 42, что это вызовет волну, в которой магнитная сила H определяется уравнением

$$H = \frac{e \Delta v \sin \theta}{r \delta},$$

а тангенциальная электрическая сила T определяется уравнением

$$T = \frac{e \cdot \Delta v \cdot \sin \theta}{V \cdot r \cdot \delta}$$

Теперь, толщина волны δ есть пространство, пройденное светом в продолжение того промежутка времени, в течение которого скорость частицы менялась; поэтому, если Δt есть время, нужное для того, чтобы вызвать изменение скорости Δv , то $\delta = V \cdot \Delta t$ и потому имеем:

$$H = \frac{e}{V} \frac{\Delta v}{\Delta t} \cdot \frac{\sin \theta}{r}, \quad T = \frac{e}{V^2} \frac{\Delta v}{\Delta t} \cdot \frac{\sin \theta}{r};$$

но $\frac{\Delta v}{\Delta t}$ равно $-f$, где f есть ускорение частицы, поэтому имеем:

$$H = \frac{-e}{V} f \frac{\sin \theta}{r}, \quad T = \frac{-e}{V^2} f \frac{\sin \theta}{r}.$$

Эти уравнения показывают, что заряженная частица с ускоренным движением вызывает волну электрических и магнитных сил, при чем силы изменяются обратно пропорционально расстоянию от частицы.

Отсюда следует, что если заставить заряженное тело вибрировать таким образом, чтобы его ускорение периодически изменялось, то от заряженного тела будут исходить периодические волны электрических и магнитных сил. Согласно электромагнитной теории света, эти волны должны быть световыми волнами, если только периодические изменения в ускорении заряженного тела происходят с достаточной быстротой.

Тот метод исследования, который мы употребляли для определения влияния изменений в движении тела на конфигурацию фарадеевских трубок, приводит нас к очень простому способу представления тех процессов, которые происходят при распространении световой волны в эфире. Мы рассматривали эти явления, как вызванные распространением поперечных колебаний вдоль туго натянутых фарадеевских трубок; таким образом, мы должны были усвоить те же взгляды на распространение света, какие были выработаны самим Фарадеем, как это показывают следующие выдержки из статьи „Thoughts on Ray Vibrations“ („Мысли о световых колебаниях“).

„Взгляд, который я так смело предлагаю, рассматривает излучения, как очень тонкий род колебаний силовых линий, которые, как известно, соединяют частицы с массами“.

Такой взгляд на свет, как на что-то, вызванное колебаниями туго натянутых фарадеевских трубок, возбуждает один вопрос, по моему, никем еще не отмеченный. Нельзя думать, что фарадеевские трубки, простирающиеся в эфире, всецело заполняют его. Надо скорее смотреть на них, как на отдельные нити, находящиеся в эфире и придающие последнему волокнистое строение; в таком случае с той точки зрения на световую волну, которую мы приняли, сама волна должна иметь известное строение, и фронт волны, вместо того, чтобы быть равномерно освещенным, должен был бы представлять серию светлых пятен на темном фоне, при чем светлые пятна соответствовали бы тем местам, где фарадеевские трубки перерезают фронт волны.

Такой взгляд на строение световой волны может объяснить одно явление, которое меня всегда поражало, как весьма замечательное и трудно согласуемое со взглядом, что световая волна или, скорее в данном случае, рентгеновский луч не имеет определенного строения. Мы видели, что способ распространения и строение рентгеновского луча те же, что и у световой волны; поэтому общие соображения относительно строения рентгеновских лучей могут быть применены и к световым волнам. Явление, о котором идет речь, следующее: рентгеновские лучи могут проходить довольно большие расстояния через газы, при этом прохождении они ионизируют газ, разбивая его молекулы на положительные и отрицательные ионы; число расщепленных таким образом молекул, даже для сильных лучей, составляет чрезвычайно малую часть, меньшую, чем одна миллиардная всех молекул газа. Теперь, если условия впереди волны однообразны, все молекулы газа находятся в одинаковых условиях; почему же расщепляется только такая их незначительная часть? Это можно объяснить тем, что расщепление происходит при наличии некоторого специального условия, например, если молекулы обладают количеством кинетической энергии, настолько превосходящим среднюю кинетическую энергию газовых молекул, что, согласно закону Максвелла о распределении кинетической энергии, их число должно быть чрезвычайно малым в сравнении с общим числом молекул газа. Но если бы в этом заключалась причина рассматриваемого явления, то самый закон распределения показывает, что число молекул, находящихся в ненормальных условиях, довольно быстро возрастает вместе с температурой, так что ионизация, созданная рентгеновскими лучами, должна быстро возрастать с температурой. Последние опыты М. Клуна (M. Clung) в лаборатории имени Кавендиша показывают, что при увеличении температуры газа от 15°C до 200°C не произошло какого-либо заметного усиления ионизации, между тем, как число молекул, обладающих ненормально большим количеством энергии, чрезмерно возросло при таком повышении температуры. Трудность в объяснении этой слабой ионизации отпадает, если, вместо того, чтобы рассматривать фронт рентгеновской волны однообразным, мы предположим, что он состоит из очень ярких пятен, разделенных промежутками, где яркость очень мала, потому что в этом случае не только все молекулы, а, вероятно, даже разные части одной и той же молекулы, подвергаются различным условиям; этот случай аналогичен пучку катодных лучей, проходящих через газ; при этом число молекул, приходящих в столк-

новение с лучами, может быть очень малой частью всего числа молекул.

Вернемся, однако, к случаю заряженной частицы с ускоренным движением; мы уже видели, что из частицы выходят электрическая и магнитная силы и распространяются по радиусам со скоростью света и что силы и радиальные и магнитные перпендикулярны к тому направлению, в котором они распространяются; но, так как каждая единица объема электромагнитного поля имеет (см. стр. 23) количество движения, равное произведению из плотности фарадеевских трубок и магнитной силы, при чем направление количества движения перпендикулярно к обоим этим величинам, то должно существовать в той волне, которая вызвана ускорением заряженной частицы, как и вообще во всякой электрической или световой волне, определенное количество движения в направлении распространения волны. Таким образом, если какая-нибудь волна, напр., световая, поглощается тем веществом, сквозь которое проходит, то количество движения волны сообщится поглощающему веществу, которое будет поэтому испытывать силу, которая стремится его толкать по направлению распространения света. Так, когда свет падает нормально на поглощающее черное вещество, он отталкивает это вещество. Максвелл показал, что это отталкивание, вызываемое излучением, есть следствие электромагнитной теории света; оно было недавно открыто и измерено Лебедевым при помощи очень красивых опытов, которые были подтверждены и разработаны Никольсом и Гуллем (Nichols, Hull).

Давление, испытываемое поглощающим веществом, пропорционально его площади, тогда как вес вещества пропорционален его объему. Поэтому, если мы линейные размеры уменьшим вдвое, то вес уменьшится в восемь раз, между тем как давление излучения уменьшится только в четыре раза; поэтому, уменьшив достаточно размеры поглощающего тела, мы придем к такому положению, когда силы, обусловленные излучением, превзойдут те, которые, подобно весу, пропорциональны объему вещества. Исходя из этого принципа и зная напряженность солнечной радиации, Аррениус показал, что для непрозрачной сферы, плотность которой единица, а диаметр — 10^{-5} см, давление, вызванное излучением солнца, должно как раз уравновесить солнечное притяжение, между тем, как более мелкие тела должны отталкиваться от солнца. Аррениус применил этот принцип к объяснению явлений, связанных с кометными хвостами. Пойнтинг (Poynting) недавно показал, что если две сферы,

у которых плотность равна единице, а диаметр около 39 см, находятся при температуре в 27° С и защищены от внешних излучений, то отталкивание, вызванное излучениями сфер, превышает их взаимное тяготение, так что сферы будут отталкивать друг друга.

С другой стороны, когда свет преломляется и отражается от прозрачной поверхности, направление света, а потому и направление количества движения, изменяется, так что преломляющее вещество должно получить некоторое количество движения. Нетрудно доказать, что даже при наклонном падении света количество движения, сообщаемое веществу, нормально к отражающей поверхности. Есть немало интересных вопросов, связанных с силами, которые действуют на преломляющие призмы при прохождении через них света, вопросов, которые сами собой возникнут перед вами, когда вы будете рассматривать изменения в количестве движения, испытываемые световой волной при прохождении сквозь призму. Тангенциальные силы, обусловленные светом, до сих пор, насколько я знаю, не открыты еще экспериментально. Однако, в некоторых случаях они должны существовать, например, в том случае, когда световой луч, падающий наклонно, ¹⁾ не вполне отражается от металлической поверхности.

Волны электрической и магнитной силы, которые излучает заряженная частица, движущаяся с ускорением, несут с собою запас энергии. Эта энергия излучается в пространство, так что частица постоянно теряет энергию. Легко показать, что скорость излучения энергии частицей равна $\frac{2}{3} \frac{e^2 f^2}{V}$, ²⁾ где e — заряд частицы, f — ее ускорение, а V — скорость света. Если мы примем в расчет ту потерю энергии частицей, когда ее движение ускорено, мы найдем несколько интересных результатов. Так, например, если частица с массой m и зарядом e выходит из состояния покоя, под действием постоянной электрической силы X , то частица не сразу достигнет ускорения $\frac{Xe}{m}$, как это было бы при отсутствии потери энергии излучением, на-

¹⁾ Опыты в том направлении были сделаны Пойнтингом в 1905 году.
(Прим. ред.)

²⁾ Общее количество энергии, излучаемое в волновом импульсе, как мы видели, равно $\frac{2}{3} \frac{e^2 v^2}{\delta}$. Эта энергия испускается тормозящимся телом за время τ ; таким образом, в единицу времени испускание будет $\frac{2}{3} \frac{e^2 v^2}{\delta \tau}$; заменяя $\delta = V\tau$ и $\frac{v}{\tau} = f$, имеем $\frac{2}{3} \frac{e^2 f^2}{V}$. (Прим. ред.)

против, ускорение частицы в самом начале равно нулю, и только по прошествии времени, порядка $\frac{e^2}{Vm}$, частица получит заметную часть своего окончательного ускорения. Таким образом, скорость, с которой частица теряет энергию в продолжение времени $\frac{e^2}{Vm}$, очень мала в сравнении с окончательной скоростью. Поэтому, если бы частица подверглась действию волны электрической силы, которой нужно было бы время, порядка $\frac{e^2}{Vm}$, чтобы пройти через частицу, то количество энергии, излученной частицей, было бы гораздо меньшей частью энергии волны, чем это было бы, если бы волна для прохождения через частицу затратила время, многократно превышающее $\frac{e^2}{Vm}$. Это обстоятельство имеет важное применение при объяснении большей проникающей способности „жестких“ рентгеновских лучей в сравнении с „мягкими“ лучами. Жесткие лучи соответствуют волновым импульсам небольшой толщины, „мягкие“ лучи — толстым; таким образом, меньшая часть энергии излучается заряженными частицами, когда через них проходят „жесткие“ лучи, чем тогда, когда проходят „мягкие“ лучи.

Применяя закон, что скорость излучаемой энергии равна $\frac{2}{3} \frac{e^2 f^2}{V}$, к случаю заряженной частицы, описывающей круговую орбиту под влиянием притягательной силы, изменяющейся обратно пропорционально квадрату расстояния, мы найдем, что в этом случае скорость радиации пропорциональна восьмой степени скорости или четвертой степени энергии. Поэтому потеря энергии излучением возрастает гораздо быстрее, чем энергия движущегося тела.

ГЛАВА IV.

АТОМНОЕ СТРОЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСТВА.

До сих пор мы занимались большей частью свойствами силовых линий, их натяжением, массою эфира, ими увлекаемого, распространением по ним электрических возмущений; в этой главе мы исследуем природу электрических зарядов, образующих начала и концы этих линий. Мы покажем, что есть серьезные основания для предположения, что эти заряды имеют, так сказать, атомное строение; каждый заряд построен из некоторого конечного числа отдельных зарядов, равных между собою, подобно тому, как, согласно атомистической теории материи, какое-нибудь количество водорода построено из некоторого числа маленьких частиц, называемых атомами, при чем все атомы равны между собою. Если этот взгляд на строение электричества правилен, то любой конец фарадеевской трубки будет тем местом, откуда исходит постоянное, определенное количество трубок или куда они приходят.

Рассмотрим сначала доказательства, которые дают законы электролиза жидкостей. Фарадей показал, что когда электричество проходит через жидкий электролит, количество отрицательного электричества, выделяемого на положительном электроде, как и положительного электричества, выделяемого на отрицательном, пропорционально числу атомов, выделяющихся на электроде. Рассмотрим сначала одновалентные элементы, как водород, хлор, натрий и т. д. Фарадей показал, что когда одно и то же число атомов этих элементов передает свои заряды электроду, то количество сообщенного электричества одно и то же, безразлично, были ли носителями его атомы водорода, хлора или натрия; это указывает на то, что любой атом этих элементов несет с собою один и тот же электрический заряд. Перейдем теперь к двувалентным элементам. Мы находим опять, что ионы всех двувалентных элементов несут один и тот же заряд, но определенное число ионов двувалентного элемента несет вдвое больший заряд, чем тот, который переносит то же число ионов

одновалентного элемента; это показывает, что каждый ион двувалентного элемента несет вдвое больший заряд, чем одновалентный ион; дальше, трехвалентный ион несет утроенный заряд одновалентного, и т. д. Таким образом, при электролизе растворов, заряды, переносимые ионами, будут или зарядами водородного иона, или двойными такими зарядами, или тройными и т. д. Заряды, с которыми мы встречаемся, представляют всегда целое кратное заряда, переносимого водородным атомом; мы не встретим никогда дробной части этого заряда. Это замечательное обстоятельство показывает, как сказал Гельмгольц в своей лекции о Фарадее, что „если мы примем гипотезу, что элементарные вещества составлены из атомов, то не можем избежать того заключения, что электричество как положительное, так и отрицательное, разделяется на определенные элементарные частицы, которые играют роль атомов электричества“.

Когда мы рассматриваем прохождение электричества через газы, доказательства в пользу атомного характера электричества будут еще серьезнее, чем в случае прохождения через жидкости, главным образом, потому, что мы знаем больше о прохождении электричества через газы, чем через жидкости.

Рассмотрим некоторые свойства электропроводности газов. Когда газ приведен в состояние проводимости, например, под действием рентгеновских лучей, он остается в этом состоянии после прекращения действия лучей довольно продолжительное время, что дает возможность изучить его свойства. Мы находим, что можно газ лишить его проводимости, если пропустить его через хлопчатобумажную вату или через трубу с водой. Таким образом, проводимость принадлежит чему-то, смешанному с газом, что может быть отфильтровано от него; затем, газ может лишиться проводимости при пропускании через сильное электрическое поле. Эти результаты показывают, что та составная часть, которою обусловлена проводимость газа, состоит из заряженных частичек и что проводимость происходит от движения этих частичек в электрическом поле. В лаборатории имени Кавендиша мы измерили электрический заряд, связанный с этими частицами.

Принцип этого впервые употребленного метода следующий. Если в какой-нибудь момент в газе находятся n таких частичек, заряженных положительно, и m , заряженных отрицательно, и если каждая из них несет электрический заряд e , мы можем легко электрическими методами определить ne , количество электричества одного данного знака, находящегося в газе. Один из методов, при помощи

которых это может быть сделано, состоит в том, чтобы заключить этот газ между двумя параллельными металлическими пластинками, одна из которых изолирована. Теперь предположим, что мы внезапно электризуем другую пластинку до очень высокого потенциала; эта пластинка будет теперь отталкивать положительные частицы в газе, и эти последние, до того, как они успеют соединиться с отрицательными частицами, устремятся на изолированную пластинку. Таким образом, весь положительный заряд в газе будет перенесен на изолированную пластинку, где может быть измерен электрометром; если мы будем располагать способом для определения n , то будем в состоянии найти и e . Метод, посредством которого я определил n , основан на открытии Ч. Т. Р. Вильсона (C. T. R. Wilson), что заряженные частицы действуют как ядра, вокруг которых конденсируются маленькие капельки воды, если частицы окружены влажным воздухом, охлажденным ниже точки росы. В воздухе, свободном от пыли, очень трудно, как показал Эйткен (Aitken), получить туман охлаждением влажного воздуха, потому что нет ядер для конденсации окружающих капелек; однако, если в свободном от пыли воздухе находятся заряженные частицы, то на них будет осаждаться туман, хотя бы пересыщение было гораздо меньшим, чем то, которое необходимо, чтобы вызвать заметный эффект, когда заряженных частиц нет.

Таким образом, в достаточно пересыщенном влажном воздухе на заряженных частицах осаждается туман, и частицы делаются поэтому видимыми. Это есть первый шаг к тому, чтобы их подсчитать. Капельки, однако, слишком малы и слишком многочисленны, чтобы их можно было прямо сосчитать. Между тем, можно косвенно определить их число следующим образом: предположим, что имеем некоторое число этих частиц в свободном от пыли воздухе в замкнутом сосуде, при чем воздух насыщен водяными парами; предположим теперь, что мы вызываем в сосуде внезапное расширение воздуха; это вызывает охлаждение воздуха, он окажется пересыщен парами, и капли осядут на заряженных частицах. Теперь, если знаем величину вызванного нами расширения, можем подсчитать охлаждение газа, а затем количество осажденной воды. Таким образом, мы знаем объем воды, находившейся в капельках; поэтому, если знаем объем одной капельки, можно вывести число капелек. Чтобы найти размеры капельки, воспользуемся исследованием Джорджа Стокса (George Stokes) о скорости падения маленьких шариков в воздухе. Вследствие вязкости воздуха маленькие тела падают чрезвычайно

медленно, и чем меньше тело, тем медленней оно падает. Стокс показал, что если a есть радиус водяной капельки, то скорость ее падения в воздухе V определяется уравнением:

$$V = \frac{2}{3} \frac{ga^2}{\mu},$$

где g — ускорение силы тяжести — 981, μ — коэффициент вязкости воздуха — 0,00018; таким образом,

$$V = 1,21 \times 10^6 a^2;$$

поэтому, если мы могли бы определить V , то определили бы и радиус, a , следовательно, и объем капли. Но V есть, очевидно, скорость, с которой облако, образовавшееся вокруг заряженных частиц, спускается вниз, и может быть легко измерено из наблюдений над движением вершины облака. Таким путем я нашел объем капельки, а затем — n — число частичек. Так как из электрических измерений было определено ne , то, зная n , можно было подсчитать значение e ; таким путем я нашел значение e равным

$$3,4 \times 10^{-10} \text{ электростатических C.G.S. единиц. } ^1)$$

Опыты были проделаны с воздухом, водородом, углекислотой и было найдено, что ионы имеют один и тот же заряд во всех этих газах, что является серьезным аргументом в пользу атомного характера электричества.

Заряд газообразного иона можно сравнить с зарядом, увлекаемым водородным ионом при электролизе растворов, следующим образом. Мы знаем, что прохождение одной электромагнитной единицы электрического заряда или 3×10^{10} электростатических единиц через подкисленную воду освобождает 1,23 куб. см водорода при температуре 15°C и давлении в 1 атмосферу; если при этой температуре и давлении в одном куб. см газа находятся N молекул, то число водородных ионов в 1,23 куб. см есть $2,46 N$, так что если E есть заряд водородного иона при электролизе растворов, получим

$$2,46 NE = 3 \times 10^{10}$$

$$\text{или } E = \frac{1,22}{N} \cdot 10^{10}.$$

¹⁾ По новейшим данным, это число равняется $e = 4,774 \cdot 10^{-10}$.

Теперь, e — заряд газового иона равен $3,4 \times 10^{-1}$; поэтому если $N = 3,6 \times 10^{19}$ ¹⁾, то заряд газового иона равен заряду электролитического иона. В кинетической теории газов найдены способы определения количества N или, как его иногда называют, постоянной Авогадро; значения, полученные этой теорией, несколько различаются в зависимости от предположений, сделанных относительно природы молекулы и природы сил, которые молекула обнаруживает по отношению к соседним молекулам. Однако, значение $3,6 \cdot 10^{19}$ находится в хорошем согласии с лучшими из этих определений; поэтому мы заключаем, что заряд газового иона равен заряду электролитического иона.

Доктор Г. А. Вильсон (H. A. Wilson) в лаборатории им. Кавендиша совершенно другим способом получил на опыте то же значение для e , что и вышеприведенное. Его способ был основан на открытии Ч. Т. Р. Вильсона (C. T. R. Wilson), что для осаждения тумана из влажного воздуха на отрицательных ионах требуется меньшее пересыщение, чем при осаждении на положительных. Таким образом, выбрав подходящее пересыщение, мы можем получить облако, осажденное только на одних отрицательных ионах, так что каждая капля в тумане будет отрицательно заряжена; наблюдая скорость падения тумана, мы можем, как было выше объяснено, определить вес каждой капли. Теперь положим, что мы помещаем над облаком положительно наэлектризованную пластинку, пластинка будет притягивать облако, и мы можем так подобрать заряд пластинки, что электрическое притяжение уравновесит вес капельки, а капли, подобно гробу Магомета, повиснут устойчиво в воздухе; если X есть электрическая сила, тогда электрическое притяжение капли есть Xe , где e — заряд капли. Так как Xe равно весу капли, который известен, а X можно измерить, то e может быть определено.

Таунсенд (Townsend), измеряя коэффициент диффузии газовых ионов и сравнивая его со скоростью, приобретаемой ионом под действием заданной электрической силы, показал, что заряд газового иона равен заряду водородного иона при обыкновенном электролизе. Рассмотрим случай, когда некоторый объем ионизированного газа помещен между двумя горизонтальными пластинками; предположим, что пока, мы находимся в одном каком-либо горизонтальном слое, число ионов остается тем же самым, но число это изменяется при переходе от одного слоя к другому; пусть x есть

¹⁾ $N = 2,705 \cdot 10^{19}$ (по современным данным).

расстояние какого-нибудь слоя от нижней пластинки, n — число ионов одного знака в единице объема этого слоя, тогда, если D есть коэффициент диффузии ионов, то число ионов, которые в одну секунду проходят вниз сквозь единицу площади данного слоя, будет

$$D \frac{dn}{dx},$$

так что средняя скорость частиц, движущихся вниз, есть

$$\frac{D}{n} \frac{dn}{dx}.$$

Сила, вызывающая движение ионов, есть изменение парциального давления, обусловленного ионами; если это давление равно p , сила, действующая на ионы в единице объема, будет $\frac{dp}{dx}$, а средняя сила, приходящаяся на один ион, есть $\frac{1}{n} \frac{dp}{dx}$. Теперь можем найти скорость, которую приобретает ион под действием известной силы, измеряя, как это делали Рёзерфорд (Rutherford) и Зеленый (Zeleny), скорости, приобретенные ионами в электрическом поле. Они показали, что эта скорость пропорциональна силе, действующей на ион, так что, если A есть скорость, когда электрическая сила равна X , а сила, действующая на ион, есть поэтому Xe , то скорость, соответствующая единице силы, есть $\frac{A}{Xe}$; когда же сила будет $\frac{1}{n} \frac{dp}{dx}$ то скорость будет

$$\frac{1}{n} \frac{dp}{dx} \frac{A}{Xe};$$

мы, однако, видели, что эта скорость равна

$$\frac{D}{n} \frac{dn}{dx};$$

поэтому имеем:

$$\frac{dp}{dx} \frac{A}{Xe} = D \frac{dn}{dx} \dots \dots \dots (1)$$

Теперь, если ионы ведут себя, как совершенный газ, то давление p находится в постоянном отношении к n , числу ионов в единице объема. Это отношение постоянно для всех газов при одной и той же температуре, так что, если N есть постоянная Авогадро, т. е. число молекул в кубическом сантиметре газа при атмосферном давлении P , мы будем иметь:

$$\frac{p}{P} = \frac{n}{N},$$

а уравнение (1) дает нам:

$$\frac{PA}{XD} = Ne.$$

Так что, зная D и A , мы можем найти значение Ne . Таким путем Таунсенд нашел, что Ne одно и то же в воздухе, водороде, кислороде и в углекислоте, и средняя величина найденных им значений Ne была $1,22 \times 10^{10}$. Мы видели, что если E есть заряд водородного иона, то

$$NE = 1,22 \times 10^{10}.$$

Таким образом, эти опыты показали, что $e = E$ или что заряд газообразного иона равен заряду, увлекаемому водородным ионом при электролизе растворов.

Равенство этих зарядов было также доказано очень простым путем Г. А. Вильсоном (H. A. Wilson), который вводил каждую секунду в некоторый объем воздуха при очень высокой температуре измеренное количество пара металлических солей. Этот пар подвергался ионизации, и смесь воздуха и пара приобретала очень значительную проводимость. Ток сквозь пар возрастал вначале вместе с электродвижущей силой, вызывавшей его движения сквозь газ, но это возрастание не шло до бесконечности; после того, как ток достигал известной величины, дальнейшее возрастание электродвижущей силы не вызывало изменений тока. Ток, как во всех случаях прохождения через газы, достигает наибольшей величины, называемой „током насыщения“ и не будет увеличиваться до тех пор, пока электрическое поле, приложенное к газу, не достигнет той интенсивности, при которой сквозь газ начинают проскакивать искры. Вильсон нашел, что ток насыщения сквозь пары соли как раз равен тому току, который, проходя через водяной раствор соли, разлагает в секунду такое же количество соли, какое впускалось каждую секунду в горячий воздух.

Нужно подчеркнуть, что этот результат дает нам способ определения постоянной Авогадро, который не зависит от какой-либо гипотезы относительно формы или размеров молекул или от вида их взаимодействий. Если N есть эта постоянная, e — заряд какого-либо иона, тогда $Ne = 1,22 \times 10^{10}$, а так как мы видели, что $e = 3,4 \times 10^{-10}$, то $N = 3,9 \times 10^{19}$.

Таким образом, изучаем ли мы прохождение электричества через газы или через жидкости, мы приходим к понятию естественной единицы или атома электричества; все заряды предста-

вляют целое кратное этого атома, подобно тому, как масса какого-нибудь количества водорода есть целое кратное массы водородного атома.

МАССА НОСИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСТВА.

Мы должны теперь перейти к рассмотрению природы систем, переносящих заряды, и для того, чтобы иметь как можно более простые условия, начнем со случая газа, находящегося при очень низком давлении, когда движение частиц не задерживается столкновениями с молекулами газа. Предположим, что имеем частицу массы m , переносящую заряд e , движущуюся в плоскости чертежа, и что на нее действует однородное магнитное поле, перпендикулярное к плоскости. Мы видели, что при этих обстоятельствах частица находится под действием механической силы, равной Hev , где H есть магнитная сила а v — скорость частицы. Направление этой силы лежит в плоскости чертежа и перпендикулярно к траектории частицы. Так как сила постоянно перпендикулярна к направлению движения частицы, скорость частицы, а поэтому и величина силы, действующей на частицы, не изменяются, так что траектория частицы будет такая же, как у тела, находящегося под действием постоянной нормальной силы. Легко показать, что эта траектория есть окружность, радиус которой определяется из уравнения

$$a = \frac{mv}{eH} \dots \dots \dots (1)$$

Скорость v частицы может быть определена следующим образом. Предположим, что частица движется горизонтально в плоскости чертежа.

В однородном магнитном поле H , перпендикулярном к этой плоскости, на частицу будет действовать вертикальная сила, равная Hev . Если мы сверх магнитной силы приложим вертикальную электрическую силу X , то последняя будет производить на движущуюся частицу вертикальное механическое действие Xe . Сообщим X такое направление, чтобы эта сила имела противоположное магнитной силе направление, и будем регулировать величину X так, чтобы обе силы были равны. Мы можем узнать, что это расположение достигнуто потому, что в этом случае движение частицы под влиянием электрической и магнитной силы таково, как будто обе эти силы отсутствовали. Когда обе силы равны, то мы имеем:

$$Xe = Hev$$

или

$$v = \frac{X}{H} \dots \dots \dots (2)$$

Поэтому, если мы имеем средства проследить движение частицы, то мы можем измерить радиус a круга, который она описывает под влиянием постоянной магнитной силы, и определить величину электрической силы, необходимой для того, чтобы уравновесить действие магнитной силы. Тогда уравнения (1) и (2) дадут нам возможность найти v и $\frac{e}{m}$.

Величины $\frac{e}{m}$ для отрицательно наэлектризованных частиц в газах при низком давлении.

Этим путем была определена величина $\frac{e}{m}$ для отрицательно заряженных частиц, образующих катодные лучи, которые составляют существенную часть электрического разряда через газ при низком давлении. Она была определена также для отрицательно наэлектризованных частиц, выделяемых металлами, 1) когда они подвергаются действию ультра-фиолетовых лучей, 2) когда они нагреваются до температуры белого каления. Эти опыты привели к тому замечательному результату, что величина $\frac{e}{m}$ остается неизменной, какова бы ни была природа газа, в котором находится частица, и какова бы ни была природа металла, из которого она выделилась. Во всех случаях, когда определялась величина $\frac{e}{m}$ для отрицательно наэлектризованных частиц, движущихся со скоростью значительно меньшей, чем скорость света, она всегда оказывалась постоянной около 10^7 , когда в качестве единиц выбирали сантиметр, грамм и секунду и когда заряд измерялся в электромагнитных единицах. Так как величина $\frac{e}{m}$ для иона водорода при электролизе жидкостей составляет только 10^4 , и так как мы видели, что заряд газового иона равен заряду иона водорода при обыкновенном электролизе, то мы видим, что масса носителя отрицательного заряда должна быть равной приблизительно лишь тысячной доле атома водорода, долгое время считавшейся наименьшей, способной к самостоятельному существованию.

Для этих единиц отрицательного электричества я предложил название корпускул. Эти корпускулы всегда одинаковы, как бы ни возник электрический заряд, и где бы они ни находились. Таким образом, отрицательное электричество в газе при низком давлении имеет аналогичную структуру, как и газ, при чем корпускулы играют

роль молекул. Пользуясь старым названием, можно сказать, что „отрицательная электрическая жидкость“ подобна газообразной жидкости с корпускулярной вместо молекулярной структурой.

Носители положительного электричества.

Те же методы можно применить для определения величин $\frac{e}{m}$ для носителей положительного электричества. Это сделал Вин (Wien) для положительного заряда, находимого в некоторых частях разряда в безвоздушной трубке, и я сам измерял $\frac{e}{m}$ для положительного электричества, отдаваемого раскаленной проволокой. Результаты этих измерений представляют поразительный контраст с результатами измерений отрицательного заряда, так как вместо постоянной большой величины 10^7 , как при отрицательном заряде, $\frac{e}{m}$ никогда не бывает больше 10^4 ; эту величину $\frac{e}{m}$ может иметь, если носителем является атом водорода. Во многих случаях величина $\frac{e}{m}$ гораздо меньше 10^4 , показывая этим, что положительный заряд несут атомы, имеющие массу большую, чем масса водородного атома. Величина $\frac{e}{m}$ варьирует с природой электродов и с газом в разрядной трубке точно так, как будто носителями положительного заряда были атомы элементов, которые случайно присутствовали при возникновении положительного заряда. ¹⁾

Эти результаты ведут нас к взгляду на электричество, имеющему поразительное сходство с теорией Франклина об „одной электрической жидкости“. Но вместо того, чтобы подобно Франклину считать электрическую жидкость положительной, мы считаем ее отрицательной. „Электрическая жидкость“ Франклина соответствует собранию корпускул, а именно, это собрание корпускул образует отрицательное электричество. Перенос заряда с одного места на другое вызывается движением корпускул от места, где имеется избыток положительного электричества, к месту, где есть избыток отрицательного. Положительно наэлектризованное тело есть такое, которое потеряло часть своих корпускул. Мы видели, что масса и заряд корпускул определены непосредственно опытом. В действительности мы теперь знаем об „электрической жидкости“ больше, чем о жидкостях в роде воздуха или воды.

¹⁾ В настоящее время Томсоном и его учеником Астоном разработаны методы измерения атомных весов по отклонению положительно заряженных частиц в электрическом и магнитном поле. (Прим. ред).