РУССКИЕ ФИЗИКИ. НИКОЛАЙ ПЕТРОВИЧ КАСТЕРИН (1869–1947) – УЧЕНИК СТОЛЕТОВА

М.Р. КОРОТКИНА, *проф. механико-математического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, проф. каф. физики МГУЛ, д-р физ.-мат. наук,*
А.С. СТАРОСТИН, *инженер МГУЛ*

В МГУ им. Ломоносова на физическом факультете и Научно-исследовательском институте физики (НИИФ – 1922–1954 гг.) при МГУ работали крупнейшие физики – теоретики и экспериментаторы, которые создали очень сильные школы и направления. Некоторые из них стали лауреатами Нобелевской и государственных премий, теоретические исследования многих ученых нашли широкое практическое применение.

Выдающиеся работы некоторых из них оказались мало известными в научной и преподавательской средах. Одним из таких почти забытых выдающихся физиков XX века является Николай Петрович Кастерин, ученик А.Г. Столетова, соратник известного механициста А.К. Тимирязева.

Нам удалось найти в каталоге Российской государственной библиотеки его крупнейшую работу, изданную одновременно на русском (тиражом в 3000 экземпляров) и английском языках и ставшую к 2005 году антикварной редкостью. Эту статью мы ниже полностью и представляем. Кастерин работал над этой темой с 1917 г. по 1947 г. Эта работа была связана с НИИФ при МГУ.

ОБОБЩЕНИЕ ОСНОВНЫХ УРАВНЕНИЙ АЭРОДИНАМИКИ И ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

(Доклад на особом совещании при Академии Наук 9 декабря 1936 г.)

Н.П. КАСТЕРИН

Я хочу изложить в качестве предварительного сообщения результаты моих исследований по вопросам: 1) *обобщения уравнений аэродинамики*; 2) *обобщения уравнений электродинамики*; 3) *по вопросу обобщения этих уравнений в одну общую систему*.

Чрезвычайная обширность поставленной мною темы заставляет меня ограничиться здесь изложением только самого существенного и обойти молчанием многие само собой возникающие в связи с моим исследованием вопросы принципиального значения. Я полагаю, что мне придется еще не раз выступать с докладами по тем или другим разделам разрешенной мною задачи.

Исходная идея всего исследования более чем проста: вся физика и аэродинамика, в том числе, основаны на опытных измерениях, точность же наших измерений всегда ограничена; стало быть, и все закономерности как конечные, так и в форме дифференциальных уравнений, служащие теоретическим отображением экспериментальных измерений, всегда приближенны, и почти все закономерности современной физики являются только *первыми приближениями*. Система основных уравнений электромагнитного поля Максвелла, установленная 75 лет тому назад, несомненно, не в состоянии объять все явления электромагнетизма, известные в настоящее время; современная теоретическая физика пытается достигнуть этой цели путем надстроек в виде релятивистской, квантовой и волновой механики, изменяя, обобщая и даже извращая основы *классической механики и физики*, но допуская *tacito consensu*, что уравнения Максвелла абсолютно точны. С нашей точки зрения уравнения электромагнитного поля Максвелла только *первые приближения*, и их недостаточность в настоящее время происходит оттого, что точность современных измерений в электродинамике неизмеримо возросла по сравнению с временами Фарадея, Максвелла, Герца, со времени их установления. То же самое справедливо по отношению к уравнениям гидродинамики, данным 180 лет тому назад Эйлером и формально распространенным на случай движения газов: они явно недостаточны для представления тех быстрых движений воздуха, с которыми приходится иметь дело в авиации, особенно для *вихревых* движений. Уравнения аэродинамики Эйлера также представляют только *первое приближение*.

При таком положении дела сама собой является мысль, *не изменяя основ классической механики и физики,* искать второе приближение как для уравнений электромагнитного поля, так и для аэродинамики, и посмотреть, не смогут ли эти более общие уравнения обнять всю ту совокупность фактов в области электромагнетизма и аэродинамики, которые твердо установлены опытным путем.

Когда поставлен вопрос *о степени приближения*, то должен быть установлен критерий для этого; установить его не представляется никакого труда из анализа тех условий, при которых в свое время вырабатывались уравнения Эйлера и Максвелла. Таким образом, в аэродинамике за критерий приближенности надо взять отношение квадрата скорости движения газа к квадрату скорости звука в нем: $\frac{\upsilon^2}{c^2}$.

В электродинамике критерием в указанном смысле служит отношение квадрата напряжения магнитного поля *(M)* к квадрату напряжения электрического поля *(E),* т.е. M^2/E^2. Этот электродинамический критерий совершенно точно совпадает, как увидим ниже, с аэродинамическим, так как отношение магнитного напряжения к электрическому всегда можно представить как отношение скорости движения электрического поля *(w)* к скорости света: $\frac{M^2}{E^2} = \frac{w^2}{c^2}$.

В первом приближении это отношение квадратов скоростей считается очень малой величиной по сравнению с единицей, и в уравнениях ею можно пренебречь или, если удерживать, то в качестве поправочной величины. *Во втором приближении* это отношение $\frac{w^2}{c^2}$ может быть не только равным единице, но и больше, никаких ограничений в этом смысле механика Ньютона не знает, и следовательно, этой величине во втором приближении надо уделять особенное внимание.

При изыскании *вторых приближений* в наших случаях надо иметь в виду не только то, что дело идет о скоростях движения равных или даже больших, чем скорость звука и соответственно света, но и то, что после времен Эйлера и Максвелла экспериментально установлены факты, которые *коренным* образом меняют самую трактовку этих задач: это – факт *прерывности* строения и газа и электрического поля. При выводах Эйлера и Максвелла, наоборот, постулировалась *непрерывность* в этих случаях. *Прерывность* структуры газа устанавливается прежде всего кинетической теорией газов и ее согласием с фактами, *прерывность* электрического поля – существованием элементарного электрического Заряда (электрона).

В качестве основного метода для решения поставленных мною задач я пользуюсь уравнениями динамики Лагранжа, обобщенными для *физических* систем Гельмгольтцем в его последних работах по принципу наименьшего действия; если через Π обозначим потенциальную энергию системы, а через K – кинетическую, так что *кинетический потенциал* будет $H = \Pi - K$, то уравнение Гельмгольтца для параметра q_a и скорости $\dot{q}_a$ имеет вид:

$$\frac{\partial H}{\partial q_a} - \frac{d}{dt}\frac{\partial H}{\partial \dot{q}_a} = 0 \qquad (1)$$

Составление выражения для кинетического потенциала (H) производится на основании *экспериментально установленных и признаваемых всеми основных свойств аэродинамического и электрического полей*.

Оставляя пока в стороне все необходимые вычисления, которые, конечно, сложны и требуют много места, я в настоящем моем *предварительном* сообщении изложу только главнейшие результаты моего исследования с некоторыми применениями *их* для сравнения с опытом в ряде частных случаев.

В целях наглядности и для облегчения сравнения первого и второго приближений для уравнений как аэродинамики, так и электродинамики, я буду пользоваться превосходным приемом старинных математиков: именно буду применять *натуральные* криволинейные ортогональные координаты. Для представления уравнений аэродинамики Эйлера в этих координатах λ, μ, ν примем, что первая ось λ криволинейных координат направлена по оси вихря, третья, ν – по направлению скорости, w – по нормали к оси вихря, и ось μ расположена перпендикулярно к λ *и* ν, образуя с ними правую систему координат; скорость движения(v) тогда представится двумя *компонентами*: $u = h_1\dot{\lambda}$ по оси вихря (*продольная скорость*) и по нормали к вихрю $w' = h_3\dot{\nu}$ (*нормальная скорость*), где $\frac{1}{h_1}, \frac{1}{h_2}, \frac{1}{h_3}$ коэффициенты Ламэ.

В так выбранных координатах уравнения Эйлера напишутся в следующем виде

$$\frac{d}{dt}(\rho\tau) = 0\,. \qquad (2)$$

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial\lambda} - \frac{\delta}{\delta\lambda}\left(\frac{u^2+w^2}{2}\right) + \frac{d}{dt}(h_1u) = 0;\\
&\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial\mu} - \frac{\delta}{\delta\mu}\left(\frac{u^2+w^2}{2}\right) = 0;\\
&\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial\nu} - \frac{\delta}{\delta\nu}\left(\frac{u^2+w^2}{2}\right) + \frac{d}{dt}(h_3w) = 0.
\end{aligned}\right\}, \qquad (3)$$

где τ – объем частицы;

ρ – плотность;

p – измеряет упругость газа; действие внешних сил положено равным нулю; операции $\frac{\delta}{\delta\lambda},\ldots$ означают, что эти производные берутся в предположении, что $\dot{\lambda},\dot{\nu}$ не изменяются.

В случае невихревого движения к этим уравнениям нужно добавить

$$\mathrm{curl}\ \boldsymbol{v} = 0.$$

Второе приближение для *невихревого* движения, как оказалось из вычислений, отличается по внешнему виду от *первого* чрезвычайно мало, именно уравнения *второго* приближения имеют вид

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial\lambda} - \frac{\partial}{\partial\lambda}\left(\frac{u^2+w^2}{2}\right) + \frac{d}{dt}(h_1u) = 0;\\
&\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial\mu} - \frac{\partial}{\partial\mu}\left(\frac{u^2+w^2}{2}\right) = 0;\\
&\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial\nu} - \frac{\partial}{\partial\nu}\left(\frac{u^2+w^2}{2}\right) + \frac{d}{dt}(h_3w) = 0
\end{aligned}\right\}. \qquad (4)$$

Изменение касается только операций $\frac{\partial}{\partial\lambda}$, ..., которые здесь имеют обычный смысл.

Это отличие уравнений (4) от уравнений (3) представляет *прямое следствие прерывности* структуры газа.

Уравнения (4) могут быть представлены также в такой форме, в которой еще яснее видна степень их приближенности:

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial}{\partial\lambda}\left\{\left(1 - \frac{k-1}{2}\cdot\frac{u^2+w^2}{c^2}\right)\cdot\int\frac{dp}{\rho}\right\} + \frac{d}{dt}(h_1u) = 0;\\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\\
&\frac{\partial}{\partial\nu}\left\{\left(1 - \frac{k-1}{2}\cdot\frac{u^2+w^2}{c^2}\right)\cdot\int\frac{dp}{\rho}\right\} + \frac{d}{dt}(h_3w) = 0,
\end{aligned}\right\}, \qquad (4^*)$$

где c^2 – квадрат скорости звука;

k – адиабатный коэффициент.

Интересно проследить разницу между решениями, даваемыми этими двумя приближениями, в каком-нибудь *частном* случае движения.

Рассмотрим, например, *невихревое* движение газа вокруг цилиндрического вихря; в случае уравнений Эйлера, как известно, получается *парадоксальный* результат, именно: кинетическая энергия этого невихревого движения, отнесенная к единице длины вихря, стремится к логарифмической бесконечности, а плотность газа возрастает от поверхности вихря к периферии. Другими словами, из этого мы должны заключить, что по Эйлеру вихревое движение в такой форме невозможно осуществить. Между тем на опыте нет ничего легче, как получить вихревой столб между двумя параллельными плоскостями, на которые вихрь опирается своими концами, и плотность воздуха явно *убывает* по направлению от оси вихря к свободной атмосфере. *Второе* приближение дает, что плотность газа *убывает* от центра к окружности *обратно* пропорционально $r^{\frac{2}{k-1}}$ и кинетическая энергия обращающегося вокруг вихря газа *конечна* и *обратно* пропорциональна поперечнику вихря в степени $\frac{2}{k-1}$.

Таким образом, согласие с опытом на стороне второго приближения.

В случае *вихревого* движения различие между уравнениями Эйлера и *вторым* приближением значительнее, и наши представления о вихревых движениях, создавшиеся на основании теории вихрей Гельмгольтца, претерпевают *существенные* изменения.

В *первом* приближении, в случае вихревого движения, к уравнениям Эйлера (2) и (3) присоединяется условие: curl $\boldsymbol{v} = 2\Omega_\lambda$, где Ω_λ – угловая скорость вихря, или в развернутом виде

$$2\Omega_\lambda = \frac{1}{h_2 h_3}\frac{\partial}{\partial\mu}(h_3 w);$$

$$0 = \frac{\partial}{\partial\nu}(h_1 u) - \frac{\partial}{\partial\lambda}(h_3 w);\quad 0 = \frac{\partial}{\partial\mu}(h_1 u);$$

и затем, вытекающие из этого условия и из уравнений (2) и (3), во-первых, уравнение непрерывности вихря по его длине

$$\frac{\partial}{\partial\lambda}(\Omega_\lambda\sigma_\lambda) = 0 \tag{5а}$$

и уравнение Гельмгольтца–сохранения напряжения вихря

$$\frac{d}{dt}(\Omega_\lambda\sigma_\lambda) = 0. \tag{5б}$$

Здесь σ_λ –площадь сечения вихря: ($\sigma_\lambda = h_2 h_3 d\mu d\nu$). Учение Гельмгольтца о вихрях базируется, таким образом, на уравнениях Эйлера.

При *втором* приближении теория вихревого движения вытекает непосредственно из уравнения Гельмгольтца для кинетического потенциала и может быть получена в совершенно *точном* виде из уравнения

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial \dot{H}}{\partial\Omega_\lambda} = 0 \text{ или } \frac{d}{dt}\left((\Omega_\lambda\sigma_\lambda)\cdot f(\gamma_{\grave{e}})\right) = 0\ ; \tag{6}$$

разумеется, условие непрерывности вихря (5а) служит, как характеристика вихря.

В уравнении (6) функция $f(\gamma_k)$ имеет довольно сложный вид, а

$$\gamma_k = (\Omega_\lambda\sigma_\lambda)\Omega_\lambda^{\left(\frac{2}{k}-1\right)}.$$

Таким образом, уравнение (6) показывает, что, вообще говоря, сохранение напряжения вихря $(\gamma = \Omega_\lambda\sigma_\lambda)$ *не имеет места*. *Непосредственные* наши наблюдения, конечно, вполне с этим выводом согласуются: вихрь есть довольно мимолетное движение, вихревые движения легко возникают и так же легко исчезают; основываясь на теории Гельмгольтца, мы приписывали это свойство вихрей вязкости газов (замечу, что в рассматриваемом *втором* приближении мы пока оставили в стороне вязкость газа).

Но наблюдения наши над вихрями в атмосфере обнаруживают, что возможны также вихри в виде смерчей, которые не только не разрушаются, встречая препятствия на своем пути, но сами их разрушают, – вихри необычайно устойчивые.

Уравнение (6) дает нам возможность объяснить и существование смерчей. Если проинтегрировать уравнение (6) по времени, то мы получим напряжение вихря γ как функцию его угловой скорости Ω_λ; оказывается, что γ имеет максимум при некотором значении угловой скорости, следовательно, вблизи этого максимума вихрь обладает наибольшей устойчивостью; величина этого максимума определяется *тремя физическими параметрами*: адиабатным коэффициентом *k,* скоростью звука *c* и числом Авогадро. Для воздуха получается, что $\gamma_{\max} = 6\cdot 10^7\,\frac{\text{ñì}^2}{\text{ñåê}}$. На основании этого определится поперечник вихря, потому что, как будет видно из нижеследующего, линейная скорость на периферии вихря равна скорости звука: поперечник вихря равен 10 м, и соответственно угловая скорость оказывается порядка 10 об/сек. Все наблюдавшие смерчи в наиболее *разрушительной* их стадии оценивают их поперечные размеры именно 10 м.

Таким образом, второе приближение уже на первых порах сразу позволяет нам расшифровать одно из наиболее загадочных атмосферных явлений стихийного характера.

Уравнение (6) приводит к еще более важным заключениям общего значения, именно оказывается, что уравнение непрерывности (2) для случая вихрей распадается на *два* уравнения

$$\frac{d}{dt}\left(\rho\sigma_{\lambda}\right)=0\,;\frac{d}{dt}\left(h_1 d\lambda\right)=0\,. \qquad (7)$$

Эти уравнения (7) нам говорят, что всякий вихрь по своей длине состоит из ряда «звеньев», *длина* каждого звена и *масса* его остаются во все время движения вихря *неизменными*.

Это очень важное следствие из уравнения (6), мне кажется, можно до некоторой степени проверить на таком *мысленном опыте*: представим себе однородное вихревое поле между двумя параллельными плоскостями, на которые вихри опираются своими концами. Если мы при помощи внешней силы будем раздвигать эти плоскости и тем самым растягивать вихри по их длине, то однородность вихревого поля и напряжение *вихревого поля* от этого, по симметрии обстоятельств, не нарушатся; энергия вихревого поля будет возрастать за счет работы внешних сил, но вместе с этим будет возрастать и масса завихренного газа, будут таким образом создаваться новые вихри – число вихревых звеньев будет увеличиваться за счет завихрения, притекающего извне незавихренного до того газа. По теории Гельмгольтца объяснить такой опыт невозможно.

Для случая вихрей описанный опыт только мыслим, но в аналогичном случае электростатического поля между обкладками плоского конденсатора он легко осуществляется, и собственно именно такой процесс растягивания поля лежит в основе электростатических машин «без трения».

Уравнение (6) приводит еще к одному неожиданному результату, именно: из выражения для $\gamma_{ё}$ ясно, что при $k = 2$

$$\frac{d}{dt}\left(\Omega_{\lambda}\sigma_{\lambda}\right)=0\,,$$

т.е. в этом *единственном* случае имеет место *сохранение* напряжения вихря, вихрь вполне устойчив.

Так как газа с адиабатной константой, равной 2, нет среди известных нам газов – для них $k < 2$, то этот исключительный газ мы будем называть в дальнейшем *сверх-газом*.

Итак, общий вывод из уравнения (6) можно формулировать в следующей форме: для всех *реальных газов* ($k < 2$) вихревое движение есть движение *неустойчивое*, раз возникший вихрь не сохраняется, а исчезает, вместе с тем – при действии внешних сил – возможно, при некоторых условиях, *образование* вихревого движения. Только для *сверх-газа* ($k = 2$) вихревое движение *вполне устойчиво*. Именно этот последний случай мы будем иметь в виду при составлении *уравнений движения системы вихрей* в дальнейшем построении второго приближения и будем предполагать, что величина $\frac{\gamma^{\Omega}}{c^2}<1$, так что, разлагая кинетический потенциал H в ряд, мы можем отбросить все члены высшего порядка малости, тогда дифференциальные уравнения движения системы вихрей принимают следующий сравнительно простой вид, совершенно отличный от того, что дают уравнения Эйлера; первая группа уравнений

$$\frac{d}{dt}\left(h_1 u\right)=0; \qquad (8)$$

$$\left.\begin{aligned}&\frac{1}{h_1}\frac{\partial}{\partial\mu}\left\{h_1\left(1+\frac{u^2}{2c_L^2}-\frac{w^2}{2c_L^2}\right)\cdot\int\frac{dp}{\rho}\right\}=0;\\&\frac{1}{h_1}\frac{\partial}{\partial\nu}\left\{h_1\left(1+\frac{u^2}{2c_L^2}-\frac{w^2}{2c_L^2}\right)\cdot\int\frac{dp}{\rho}\right\}+\frac{d\left(h_3 w\right)}{dt}=0;\end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

и затем *вторая* группа, содержащая угловую скорость вихря Ω_{λ}

$$\frac{\partial}{\partial\mu}\left(h_1 h_3\frac{w\Omega_{\lambda}}{c_L^2}\right)=0 \text{ и } \frac{\partial}{\partial\mu}\left(h_1 h_3^2\right)=0\,; \qquad (10)$$

$$\frac{1}{h_2 h_1}\frac{\partial}{\partial\mu}\left\{h_1\Omega_\lambda\left(\underline{1}+\frac{u^2}{\underline{\underline{c}}_L^2}-\frac{w^2}{\underline{\underline{c}}_L^2}\right)\right\}=0;$$

$$\frac{1}{h_3 h_1}\frac{\partial}{\partial\nu}\left\{h_1\Omega_\lambda\left(\underline{1}+\frac{u^2}{\underline{\underline{c}}_L^2}-\frac{w^2}{\underline{\underline{c}}_L^2}\right)\right\}+$$

$$+\frac{1}{\sigma_\mu}\cdot\frac{d}{dt}\left(\sigma_\mu\frac{w\Omega_\lambda}{\underline{\underline{c}}_L^2}\right)=0. \qquad (11)$$

$$(\sigma_\mu = h_1 h_3 d\lambda d\nu).$$

При $k < 2$, для реальных газов здесь надо вместо $\underline{1}$ и $\underline{2}$ поставить $\frac{1}{k-1}$ и $\frac{2}{k-1}$, а вместо $\underline{\underline{c}}_L \sim 2c_N$ причем $\tilde{n}_L$ есть скорость звука, вычисленная по формуле Лапласа, а c_N – по формуле Ньютона.

Для условий *на границе* системы вихрей с незавихренным газом из того же основного уравнения Гельмгольтца для кинетического потенциала (H) имеем, при *непрерывности u* и w, на *концах* вихря

$$\rho\cdot\left\{2-\frac{u^2+w^2}{c^2}\right\}=0 \text{ и } u=0. \qquad (12)$$

На боковой границе

$$1+\frac{u^2}{c^2}-\frac{w^2}{c^2}=0, \qquad (13)$$

$$\int\frac{dp'}{\rho'}-w^2=0, \qquad (14)$$

где p' и ρ' – упругость и плотность незавихренного газа.

Уравнения движения системы вихрей (8)–(14) обнаруживают ярко *анизотропию* свойств завихренного газа, тогда как в уравнениях Эйлера это свойство ничем не выражено.

Пограничное условие (13) при отсутствии продольной скорости *(u*=0) показывает, что на периферии одиночного вихря скорость должна быть равна скорости звука; этим свойством вихря мы пользовались в двух ранее *рассмотренных* частных случаях.

Перейду ко второй разрешенной мною проблеме – к обобщению уравнений электромагнитного поля.

Уравнения Максвелла-Хевисайда-Герца для «вакуума» в векторной форме можно написать в следующем виде

$$div(D_0E)=0 \text{ (a)};\ curlM=\frac{D_0}{c_0}\frac{\partial E}{\partial t} \text{ } (b); \qquad (15)$$

$$div(\mu_0 M)=0 \text{ (a)};\ curlE=-\frac{\mu_0}{c_0}\frac{\partial M}{\partial t} \text{ } (b). \qquad (16)$$

Причем $D_0\mu_0 = 1$, D_0 – диэлектрическая постоянная «вакуума», обыкновенно совершенно произвольно принимаемая за единицу, c_0 – скорость света в «вакууме», E и M – напряжения электрического и магнитного полей.

Применяя и здесь *натуральные* криволинейные ортогональные координаты λ,μ,ν, причем ось λ имеет направление *E,* ось μ – направление M и v ортогональна к ним и направлена, как увидим, по нормальной скорости электрического поля *w,* мы можем написать уравнения электрического поля в более симметричной и, главное, в более *прозрачной* форме:

$$\frac{\partial}{\partial\lambda}(D_0E\sigma_\lambda)=0 \text{ (a)};$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(D_0E)+\frac{1}{h_2h_3}\frac{\partial}{\partial\nu}(h_2c_0M)=0 \text{ } (b); \qquad (15^*)$$

$$\frac{\partial}{\partial\mu}(\mu_0M\sigma_\mu)=0 \text{ (a)};\ \frac{1}{h_1h_2}\frac{\partial}{\partial\mu}(h_1D_0E)=0;$$

$$\frac{1}{h_3h_1}\frac{\partial}{\partial\nu}(h_1D_0E)=-\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{M}{c_0}\right) \text{ } (b). \qquad (16^*)$$

Из уравнения *непрерывности* электрического напряжения (15*,a) вследствие существования *минимального* элементарного заряда ε получаем в обычных единицах

$$D_0E\sigma_\lambda = 4\pi\varepsilon. \qquad (17)$$

Так как элементарный заряд сохраняется, то должно быть

$$\frac{d}{dt}(D_0E\sigma_\lambda)=0,$$

или в развернутом виде

$$\frac{\partial}{\partial t}(D_0E)+\frac{1}{h_2h_3}\frac{\partial}{\partial\nu}(h_2wD_0E)=0. \qquad (18)$$

Сравнивая (18) с (15*, Ь), получаем соотношение Дж. Дж. Томсона, установленное им в 1891 г., между *магнитным* напряжением *M*, *электрическим* напряжением E и *нормальной скоростью* движения w

$$c_0M = wD_0E. \qquad (19)$$

Пользуясь этим соотношением, можно исключить из уравнения (16*) магнитное напряжение совсем

$$\frac{\partial}{\partial \mu}\left(\mu_0 \frac{wD_0E}{c_0}\sigma_\mu\right) = 0 \text{ (а);}$$

$$\frac{1}{h_3h_1}\frac{\partial}{\partial \nu}(h_1D_0E) = -\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{wD_0E}{c_0^{\ 2}}\right) \text{ (}в\text{).} \quad (16^{**})$$

При таком представлении уравнений Максвелла нам легче будет сравнивать их со *вторым* приближением для уравнения электромагнитного поля.

Второе приближение получается легко из общего уравнения Гельмгольтца для кинетического потенциала (1), если принять во внимание соотношение Дж. Дж. Томсона и обычные выражения для электрической и магнитной энергии; уравнения непрерывности электрического поля (15*,а) и сохранения заряда (18) представляют характеристичное свойство электромагнитного поля, и они, конечно, остаются и во втором приближении, а для уравнений *движения* электрического поля во *втором* приближении получается следующая система уравнений:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{1}{h_1h_2}\frac{\partial}{\partial \mu}\left\{h_1D_0E\left(1+\frac{u^2}{c_0^{\ 2}}-\frac{w^2}{c_0^2}\right)\right\} = 0; \\ &\frac{1}{h_3h_1}\frac{\partial}{\partial \nu}\left\{h_1D_0E\left(1+\frac{u^2}{c_0^{\ 2}}-\frac{w^2}{c_0^2}\right)\right\} = \\ &= -\frac{1}{\sigma_\mu}\frac{d}{dt}\left(\frac{wD_0E}{c_0^2}\sigma_\mu\right) \end{aligned}\right\}. \quad (20)$$

В развернутом виде

$$\frac{1}{\sigma_\mu}\frac{d}{dt}\left(\frac{wD_0E}{c_0^2}\sigma_\mu\right) = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{wD_0E}{c_0^2}\right) +$$
$$+\frac{1}{h_1h_3}\frac{\partial}{\partial \nu}\left(h_1\frac{w^2D_0E}{c_0^2}\right) + \frac{1}{h_3h_1}\frac{\partial}{\partial \lambda}\left(h_3\frac{uw}{c_0^2}D_0E\right),$$

при $u = 0$ последний член пропадает, и тогда уравнения (20) и (16**, *в*) вполне совпадают, т.е. в этом случае получаются уравнения Максвелла.

Как показывают формулы (20), отличие *второго* приближения от *первого* заключается главным образом в появлении в последней системе уравнений фактора $g(c_0^2) = \left(1+\frac{u^2}{c_0^2}-\frac{w^2}{c_0^2}\right)$ в левой части и в правой вместо местной производной по времени от напряжения магнитного поля M входит *полная* производная по времени от потока магнитной индукции

$$\frac{1}{D_0}\cdot\frac{wD_0E}{c_0}\sigma_\mu = \mu_0M\sigma_\mu.$$

Сравнивая эту систему уравнений для электромагнитного поля с ранее приведенными уравнениями для вихревого поля в случае сверх-газа (во *втором* приближении), мы найдем полный параллелизм этих уравнений. Для удобства сравнения мы можем опустить в уравнении электромагнитного поля постоянные величины и тогда получаем:

Уравнения вихревого поля	Уравнения электромагнитного поля
$\frac{\partial}{\partial \lambda}(\Omega_\lambda\sigma_\lambda) = 0;$	$\frac{\partial}{\partial \lambda}(E\sigma_\lambda) = 0;$
$\frac{d}{dt}(\Omega_\lambda\sigma_\lambda) = 0;$	$\frac{d}{dt}(E\sigma_\lambda) = 0;$
$\frac{\partial}{\partial \mu}\left(\frac{w\Omega_\lambda}{c^2}\sigma_\mu\right) = 0;$	$\frac{\partial}{\partial \mu}\left(\frac{wE}{c_0^2}\sigma_\mu\right) = 0;$
$\frac{1}{h_1h_2}\cdot\frac{\partial}{\partial \mu}\{h_1\Omega_\lambda\cdot g(c^2)\} = 0;$	$\frac{1}{h_1h_2}\cdot\frac{\partial}{\partial \mu}\{h_1E\cdot g(c_0^2)\} = 0;$
$\frac{1}{h_1h_3}\cdot\frac{\partial}{\partial \nu}\{h_1\Omega_\lambda\cdot g(c^2)\} + \frac{1}{\sigma_\mu}\frac{d}{dt}\left(\frac{w\Omega_\lambda}{c^2}\sigma_\mu\right) = 0.$	$\frac{1}{h_1h_3}\cdot\frac{\partial}{\partial \nu}\{h_1E\cdot g(c_0^2)\} + \frac{1}{\sigma_\mu}\frac{d}{dt}\left(\frac{wE}{c_0^2}\sigma_\mu\right) = 0.$

Из этого сопоставления видим, что Ω и E – пропорциональные величины и что c_0^2 для электромагнитного поля соответствует c^2 для вихревого. Значение коэффициента пропорциональности мы получим, приравнивая выражения для энергии единицы объема в поле электромагнитном и вихревом и допуская, конечно, что для сверх-газа скорость «звуковая» равна скорости света. В результате мы получаем для элементарного электрического заряда соотношение

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{c_0^2}{2\pi\rho_0}} \cdot (\rho\sigma_\lambda),$$

т.е. элементарный электрический заряд пропорционален массе, распределенной на сечении элементарного вихря. В первый раз' теории удается «материализация» электрического заряда, но вместе с тем очевидно, что самое понятие «заряд» теряет свой прежний смысл и его можно употреблять только как меру элементарного «потока электрической индукции» (17).

Переходя к последней части моего доклада, я прежде всего должен отметить, что система уравнений электромагнитного поля *во втором* приближении, только что рассмотренная, *недостаточна* для полного определения скорости поля v и что c_0^2 есть *постоянная* величина, тогда как соответствующая ей величина c^2 в вихревом поле представляет функцию, вообще говоря, времени и координат. Выход из этого затруднения я вижу в том, что в качестве *обобщенных* уравнений электромагнитного поля надо принять *полностью* все уравнения *вихревого поля* и тогда, выражая последние на «электромагнитном» языке, эти *обобщенные* уравнения электромагнитного поля мы можем представить в следующей *окончательной форме*. Основная характеристика поля

$$\frac{\partial}{\partial\lambda}\left(E_\lambda^*\sigma_\lambda\right) = 0 \ \text{(a)};\ \frac{d}{dt}\left(E_\lambda^*\sigma_\lambda\right) = 0 \ \text{(b)}, \qquad \text{(I)}$$
$$E_\lambda^*\sigma_\lambda = 4\pi\varepsilon,$$

где $E^* = D_0E$.

Далее уравнения связи и движения поля

$$\frac{\partial}{\partial\mu}\left(\mu^* M_\mu \sigma_\mu\right) = 0 \ \text{(a)};$$

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{1}{h_1h_2}\frac{\partial}{\partial\mu}\left\{h_1E_\lambda\left(1+\beta^2-2\frac{M_\mu^2}{E_\lambda^2}\right)\right\} = 0\ (b);\\
&\frac{1}{h_3h_1}\frac{\partial}{\partial\nu}\left\{h_1E_\lambda\left(1+\beta^2-2\frac{M_\mu^2}{E_\lambda^2}\right)\right\} =\\
&= -\frac{1}{c_0\sigma_\mu}\frac{d}{dt}\left(\mu^* M_\mu \sigma_\mu\right),
\end{aligned}\right\} \text{(b); (II)}$$

где $\mu^* = \dfrac{c_0}{cD_0}$; $\beta^2 = \dfrac{u^2+w^2}{c^2} = \dfrac{v^2}{c^2}$;

и наконец уравнения непрерывности и уравнения, определяющие c^2

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{d}{dt}\left(c^2\tau\right) = 0;\ \frac{d}{dt}\left(h_1 d\lambda\right) = 0;\ \frac{d}{dt}\left(h_1 u\right) = 0;\\
&\frac{1}{h_1}\frac{\partial}{\partial\mu}\left\{h_1\left(c^2+\frac{u^2}{2}-\frac{w^2}{2}\right)\right\} = 0;\\
&\frac{1}{h_1}\frac{\partial}{\partial\nu}\left\{h_1\left(c^2+\frac{u^2}{2}-\frac{w^2}{2}\right)\right\} + \frac{d}{dt}\left(h_3 w\right) = 0.
\end{aligned}\right\}. \qquad \text{(III)}$$

Последняя система уравнений есть только преобразованная система уравнений (2), (8) и (9), так как для сверх-газа $\int \frac{dp}{\rho}$ равен c^2.

Таким образом, обобщенные уравнения электромагнитного поля отличаются от уравнений Максвелла не только тем, что они *нелинейны*, но и тем, что скорость света c внутри поля переменна.

Вследствие нелинейности уравнений мы, решая какую-либо частную задачу, обязательно придем к решению *по крайней мере квадратного* уравнения для компонентов поля, и из этого обстоятельства очевидно, что уравнения (II) могут дать нам вид поля только в *ограниченной* части пространства, так как для остального пространства компоненты будут иметь мнимые значения. Но из общего выражения для кинетического потенциала H для движения системы вихрей оказывается, что существуют не только те уравнения, которые представлены формулами (II), но что имеет место еще целая система дифференциальных уравнений подобного вида с единственным изменением, касающимся $g(c^2) = \left(1+\beta^2-2\dfrac{M^2}{E^2}\right)$, именно в это выражение можно подставить вместо единицы любое *целое* число (но не слишком большое), положительное или отрицательное, и нуль в том числе, и полученное таким образом уравнение будет иметь место. В результате такая система дифференциальных уравнений с различными

$$g_n\left(c^2\right)=\left(n+\beta^2-2\frac{M^2}{E^2}\right)$$

определяет электромагнитное поле во всем пространстве, занятом системой вихрей или электромагнитным полем.

В этом свойстве кинетического потенциала H и системы дифференциальных уравнений, определяющих поле, *я вижу основу* для *объяснения квантовых* свойств поля. Самое это свойство H обусловлено *прерывной* структурой электрического поля; аналогично тому, как вихревое поле мы представляем системой «вихревых трубок», мы можем и электромагнитное поле представлять как систему движущихся «фарадеевых трубок». Уравнения движения фарадеевых трубок и их свойства даются обобщенными уравнениями I, II, III электромагнитного поля, и они вполне подобны *элементарным* вихревым трубкам. Движение и распределение массы внутри вихревой или фарадеевой трубки не отображены в этих уравнениях; для их определения надо прибегнуть к *другому методу – к статистической* механике или *кинетической* теории газов.

Заканчивая сообщение, я разберу, ограничиваясь самыми необходимыми для понимания хода решения подробностями, частный случай, когда система вихрей или фарадеевых трубок сводится к одной только трубке, случай движения *изолированной* вихревой или фарадеевой трубки. Интерес такого исследования лежит в области электромагнитной – таким образом выясняется структура поля основных элементарных «единиц» электромагнитного поля: *электрона* (*позитрона*), *протона* (*антипротона*), *нейтрона и фотона*.

Уравнения я буду писать в форме электромагнитной, но при изложении свойств полученного решения буду употреблять и термины, относящиеся к вихревому полю, потому что эти решения годны в этих обеих областях.

Для *изолированного* вихря или фарадеевой трубки основные дифференциальные уравнения значительно упрощаются, именно:

$$\mathrm{Div}\, v = 0; \tag{1}$$

$$\mathrm{Div}\, E^* = 0; \tag{2}$$

$$1+\beta^2-2\frac{M^2}{E^2}=0. \tag{3}$$

Рассмотрим случай, когда фарадеева трубка движется с постоянной поступательной скоростью $\beta_0 c_0$ и вращается тоже с *постоянной* угловой скоростью ω около оси, направленной по поступательной скорости, тогда первое уравнение будет удовлетворено. Второе уравнение отнесем к сферическим координатам r, φ, ϑ :

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\sin\varphi E_r^*\right)+\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(r\sin\varphi E_\varphi^*\right)+\frac{\partial}{\partial\vartheta}\left(rE_\vartheta^*\right)=0; \tag{2'}$$

$$1+\beta_0^2+\frac{\omega^2r^2\sin^2\varphi}{c^2}-2\frac{M^2}{E^2}=0. \tag{3'}$$

Кроме того, мы имеем еще уравнение кинематического характера, выражающее, что для наблюдателя, вращающегося вместе с полем, поле остается неизменным:

$$E_r^*\cos\varphi - E_\varphi^*\sin\varphi = k^*\omega, \tag{4}$$

где k^* – коэффициент пропорциональности для перехода от напряжения электрического поля E к угловой скорости Ω.

Уравнение с частными производными (2') сводится к обыкновенному дифференциальному уравнению, если мы примем во внимание, что оно имеет место *только* в пространстве, занятом полем. Интеграл его имеет вид

$$\left(r^2\sin\varphi\, E_r^*\right)\cdot\left(r\sin\varphi\, E_\varphi^*\right)\cdot\left(rE_\vartheta^*\right)=A_0^3.$$

Полагая $A_0^3 = 0$, мы получаем простейшие решения поставленной задачи: для случая $E_\varphi=0$ и E_r, E_ϑ конечных мы получаем коническое поле – поле имеет вид тонкого слоя (с угловой толщиной φ_0) на поверхности усеченного конуса с углом φ^*. Направление поля приблизительно определяется логарифмической спиралью на поверхности конуса. Для случая $E_\vartheta=0$ и E_r, E_φ конечных получается поле в виде слоя на воронкообразной поверхности, начинающейся у начала координат, и поле направлено по образующим этой поверхности.

Эти два решения *совместно* (так как они имеют место в разных частях пространства) определяют вид поля тех вихревых образований, свойства которых (см. ниже) совпадают с известными нам из опыта свойствами электрона и протона. Именно для электрона угол конуса $\varphi_1^* = \frac{\pi}{2} - \varphi_0$, а для протона $\varphi_2^* = \varphi_0$, где φ_0 означает *предельный*, *физически* бесконечно малый угол в структуре поля.

Итак, для электрона поле имеет вид такой же, как для тех вихрей, которые часто наблюдаются осенью в сухой, холодный, но солнечный день на сжатых нивах: вследствие неравномерного нагревания почвы в такие дни образуются местами восходящие токи нагретого воздуха, под действием порывистого ветра они – эти токи воздуха – завихряются, и образуются вихревые «воронки», которые сначала стелются почти по земле и тогда вращаются медленно, и иногда удается заметить в них «спиральную» структуру; затем они вытягиваются вверх, растут выше человеческого роста, вращение внутри делается быстрее, и они под действием *бокового* ветра бегут довольно быстро по *гладкой* дороге и скрываются из глаз. Большая сравнительно устойчивость этих «воронок» обусловлена действием тяжести; нагретый воздух в вихре, поднимаясь, растягивает вихрь и тем поддерживает его существование.

В случае электрона поле симметрично относительно плоскости, проходящей через начало координат и перпендикулярной к оси вращения: электрон, таким образом, состоит из двух *симметричных* половин.

На основании вышеуказанных решений, определяющих количественно поле электрона, находим для *очень* малых скоростей поступательного движения электрона: $\beta_0^2 < 1$: масса электрона $m_0 = \frac{h_0}{c_0^2}\left(\cdot\frac{\omega_1}{2\pi}\right) = \frac{h_0 \nu_1}{c_0^2}$; количество вращательного движения $\left(J_1\omega_1\right)_0 = \frac{1}{2}\frac{h_0}{2\pi}$; магнитный момент

$$\left(\mu_{z_1}\right)_0 = \frac{1}{2}\frac{\varepsilon\, c_0}{\omega_1} = \frac{1}{2}\frac{\varepsilon}{m_0 c_0}\cdot\frac{h_0}{2\pi};$$

гиромагнитное отношение

$$G_1 = \frac{\left(J_1\omega_1\right)_0}{\left(\mu\, z_1\right)_0} = 1 \times \frac{m_0}{\varepsilon / c_0},$$

причем для сокращения обозначено:

$$\frac{h_0}{2\pi} = \frac{\varepsilon^2}{c_0}\cdot\frac{4.50}{\varphi_0}.$$

Как видно по смыслу, h_0 представляет постоянную Планка. Для скоростей, меньших скорости света, т.е. $\beta_0^2 < 1$, получается:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta_0^2+2\beta_0^2\varphi_0^2}};\ \left(J_1\omega_1\right) = \left(J_1\omega_1\right)_0 \cdot \sqrt{1-\beta_0^2+2\beta_0^2\varphi_0^2};$$

$$\mu_{z1} = \left(\mu_{z1}\right)_0 \cdot \left(1-\beta_0^2+2\beta_0^2\varphi_0^2\right).$$

Для случая протона ($\varphi_2^* = \varphi_0$) вид поля более подобен вихревому полю в случае смерча; оно состоит также из двух симметричных половин, как для электрона: при $\beta_0^2 < 1$ масса протона $M_0 = 2\frac{h_0 \nu_2}{c_0^2}$, количество вращательного движения $\left(J_2\omega_2\right)_0 = 1\frac{h_0}{2\pi}$; магнитный момент

$$\left(\mu_{z2}\right)_0 = \frac{1}{4}\frac{\varepsilon\, c_0}{\omega_2} = \frac{1}{2}\frac{\varepsilon}{M_0 c_0}\cdot\frac{h_0}{2\pi};$$

гиромагнитное отношение

$$G_2 = \left(\frac{J_2\omega_2}{\mu_{z2}}\right)_0 = 2\cdot\frac{M_0}{\frac{\varepsilon}{c_0}}.$$

При скоростях, меньших скорости света, $\beta_0^2 < 1$: масса протона

$$M = \frac{M_0}{\sqrt{1+\beta_0^2-2\beta_0^2\varphi_0^2}};$$

количество вращательного движения

$$\left(J_2\omega_2\right) = \left(J_2\omega_2\right)_0 \cdot \sqrt{1+\beta_0^2-2\beta_0^2\varphi_0^2}$$

и магнитный момент

$$\mu_{z2} = \left(\mu_{z2}\right)_0 \cdot \left(1+\beta_0^2-2\beta_0^2\varphi_0^2\right).$$

Из выражений для m_0 и M_0 имеем:

$$\frac{m_0}{M_0} = \frac{1}{2}\varphi_0^2,$$

так как вообще

$$\frac{\omega_1}{\omega_2} = \frac{\cos\varphi_1^*\cdot\sin\varphi_2^*}{\sin\varphi_1^*\cdot\cos\varphi_2^*};$$

то отсюда, так как из опыта $\frac{m_0}{M_0}=\frac{1}{1838}$, получается $\varphi_0 = 0.033$, а из $\frac{h_0}{2\pi}$ видим, что $\frac{\varphi_0}{4.50}=\alpha_0=\frac{1}{137}$ есть постоянная тонкой структуры.

При $\beta_0^2 = 1$, насколько можно судить из *косвенных* соображений, эти образования – электрон и протон – неустойчивы и не могут существовать, исчезают.

При *асимметрии* поля указанных для протона двух половин получается нейтрон с массой, близкой к протону (но не равной в точности, так как для них различна энергия незавихренного поля); в случае асимметрии двух половин, входящих в состав электрона, получается образование, подобное и равное по массе электрону, но нейтральное–нейтрино.

Структура фотона более сложна, чем в случае электрона и протона. В первом приближении *третий* возможный случай общего решения – $A_0^3 = 0$ и $E_r \to 0$, а E_φ и E_ϑ конечны – дает нам некоторое представление о поле фотона: это поле в виде слоя на поверхности сферы r^*; оно возможно на основании (3) и (4) *только при скорости поступательного* движения, равной *скорости света*: $\beta_0^2 = 1$. Направление поля на сфере определяется *локсодромой*, пересекающей меридианы под углом 70°.

Этот беглый перечень основных особенностей структуры полей для электрона и протона показывает, что *количественные* соотношения для *электрона* находятся в полном согласии с тем, что известно из опыта, и притом лучшем, чем дает какая-либо из существующих теорий; это относится главным образом к *гиромагнитному* отношению *G*, которое по максвелловой теории получается вдвое большим.

Совершенно новыми являются зависимости количества вращательного движения и магнитного момента как электрона, так и протона от скорости их поступательного движения. Совершенно неожиданным является то обстоятельство, что масса протона *уменьшается* с увеличением скорости его поступательного движения.

Что касается «волновых» свойств электрона, то ясно, что вращающееся электрическое поле электрона образует в незавихренной области волны сгущения и разряжения с амплитудой, пропорциональной φ_0, распространяющиеся со скоростью $v_0=\frac{\tilde{n}_0^2}{u_0}$, если u_0 – скорость поступательного движения электрона. Это основное волновое соотношение в этом вопросе получается *непосредственно* из системы уравнений во *втором* приближении для движения незавихренного газа; для плоской волны эти уравнения напишутся в виде

$$\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt}+\frac{\partial u}{\partial x}=0;\ \ \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}-\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{u^2}{2}\right)+\frac{du}{dt}=0$$

при условии $\frac{\partial\rho}{\partial t}+u_0\frac{\partial\rho}{\partial x}=0$.

Как общую особенность тех полей, которые получаются при решении основных уравнений электромагнитного поля *во втором* приближении, надо отметить отсутствие *особых* точек.

Сравнивая решения, полученные для электрона (позитрона) и протона, мы можем предсказать, что если удастся на опыте при помощи внешнего магнитного поля увеличить скорость вращения позитрона в $\frac{1838}{2}=919$ раз, то он превратится в протон, а из электрона таким же путем должен получиться анти-протон, еще не бывший в руках физиков-экспериментаторов.

* * *

Представленная работа является уникальной в истории мировой физической науки. Она отвечает на многие вопросы, которые в настоящее время волнуют как физиков-теоретиков, так и инженеров-практиков.

Установленная в работе связь уравнений аэродинамики и электродинамики может служить основой для объяснения таких явлений, как образование турбулентности при определенных числах Рейнольдса из ламинарного течения, механизм образования и уничтожения элементарных частиц.

К сожалению, статья издана Н.П. Кастериным в сокращенном варианте. Утверждение о том, что уравнения Эйлера в аэродинамике и уравнения Максвелла в электродинамике есть первое приближение в описании этих сложных процессов, является отображением грубости экспериментальных измерений. Этого приближения недостаточно для описания вихрей.

До настоящего времени нет работ, в которых из уравнений Эйлера строго аналитически можно получить вихревые движения.

Н.П. Кастерин работал над этой темой с 1917 г. до 1947 г. Эта работа была связана с НИИФ МГУ (научно-исследовательский институт физики 1922–1954).

Н.П. Кастерин сам характеризовал свою работу:

«Теперь мы вполне определенно знаем, что такое электричество; что такое магнетизм; что такое электромагнитное поле. А благодаря этому мы знаем точно, что такое электрон, протон, нейтрон, фотон и другие элементарные образования, которые во всех теориях до сих пор считаются первичными, дальнейшему анализу не подлежащими элементами, свойства которых становятся нам известными только путем опыта. А в моей теории все их качественные и количественные значения вычисляются теоретически, опытные данные служат уже проверкой теории. Теория всегда должна идти «на шаг» впереди опыта, а без этого какая же это теория, когда она идет в поводу за фактами и не может их предвидеть и предвычислить».

В 1917 году Н.П. Кастерин написал письмо Н.Е. Жуковскому, в котором предложил свой вывод уравнений Максвелла, основывающийся на аналогии между вихрями в жидкости и фарадеевскими трубками напряженности поля. Жуковский, не видя еще работы Н.П. Кастерина, но уже узнав, каким путем рассуждал Н.П. Кастерин, совершенно иным способом вывел те же уравнения [4] и написал об этом в ответном письме Н.П. Кастерину.

Н.Е. Жуковский: «Вывод уравнений Максвелла в указанной классической форме сделан профессором Н.П. Кастериным… Не является ли аналогия трубок Фарадея с вихрями несжимаемой жидкости указанием того пути, следуя которому можно построить механику эфира, и действительно ли утратилась роль старой механики в новой физике?».

В разработке теории Н.П. Кастерина сыграли роль опубликованные в 1924–1925 гг. работы Дж. Дж. Томсона [5, 6], в которых предполагалась модель фотона в виде замкнутой в кольцо фарадеевской трубки, движущейся перпендикулярно плоскости конца со скоростью света.

В 1936 г. Н.П. Кастерин показал свою работу академику С.А. Чаплыгину, занимавшемуся вопросами динамики газовых струй. С.А. Чаплыгин высоко оценил исследования Н.П. Кастерина.

Основные положения теории Кастерина

1. Не изменяя основ классической механики и физики, искать второе приближение как для уравнений электромагнитного поля, так и для аэродинамики и посмотреть, не могут ли эти более общие уравнения обнять всю ту совокупность фактов в области электромагнетизма и аэродинамики, которые твердо установлены опытным путем.

2. Сходство между уравнениями электродинамики и гидродинамики было замечено задолго до Кастерина. Основное содержание его работы заключается в доказательстве полной тождественности этих уравнений.

Кастерину пришлось изменить исходные уравнения и обосновать эти изменения. Уравнения аэродинамики он выводит на основании представления о среде как о «сжимаемой жидкости». При этом он использует специальные методы:

1) особую локальную систему координат, в которой записываются все уравнения;

2) введение дискретности в описание динамики жидкости (в каждый момент времени жидкость рассматривается как совокупность большого числа «вихревых трубок» (не имеет место закон аэродинамики о невозможности возникновения и уничтожения вихря), при переходе от трубки к трубке параметры системы претерпевают резкий скачок);

3) требуется особый метод для последующего перехода от дискретных величин к физически непрерывным величинам;

4) при особом задании ряда параметров (в частности, адиабатической постоянной) уравнения аэродинамики становятся тождественными уравнениями электродинамики.

«Газ» с адиабатическим коэффициентом, равным 2, Кастерин назвал «сверхгазом» (иное выражение для эфира).

Критерием приближения в аэродинамике является $v^2/c^2 \ll 1$,

где v – скорость движения газа;

c – скорость звука.

В электродинамике критерием приближения является

$$M^2/E^2 = W^2/C^2 \ll 1,$$

где M – напряженность магнитного поля;

E – напряженность электрического поля;

W – скорость движения электрического поля;

C – скорость света (как аналог скорости звука).

Впервые построено второе приближение в предположении, что эти параметры равны или больше единицы: $v^2/c^2 \geq 1$ и $W^2/C^2 \geq 1$.

При построении второго приближения использован экспериментально установленный факт прерывности строения газа и электрического поля: 1) прерывность газа описывает кинетическая теория газов; 2) прерывность электрического поля – существование электронов.

Рассматривая вихри в «сверхгазе», состоящем из специфических «длинных палочек», соответствующих «фарадеевским трубкам», и, соответственно, по числу степеней свободы, имеющем адиабатический коэффициент 2, Кастерин получает основные результаты:

1) напряженность электрического поля соответствует угловой скорости вращения вихря;

2) напряженности магнитного поля соответствует центростремительное ускорение движущегося по окружности вихря;

3) скорости света соответствует скорость звука для системы вихрей.

Кастерин строит модели элементарных частиц, рассматривая их как «навернутые на конус вихри вне трубки, вращающиеся вокруг оси конуса» («поле имеет вид тонкого слоя…на поверхности усеченного конуса… Направление поля приблизительно определяется логарифмической спиралью на поверхности конуса»).

Кастерин вводит «предельный физически бесконечно малый угол в структуре поля» φ_0.

Протон – конус с углом при вершине φ_0, электрон – конус с углом при вершине равном ($\pi/2 - \varphi_0$). Объяснение: «… для электрона поле имеет вид такой же, как для тех вихрей, которые часто наблюдаются осенью в сухой, холодный, но солнечный день на сжатых нивах:… вихревые «воронки», которые сначала стелются почти по земле и тогда вращаются медленно, и иногда удается заметить в них «спиральную» структуру; затем они вытягиваются вверх, растут выше человеческого роста, вращение внутри делается быстрее, и они под действием бокового ветра бегут довольно быстро по гладкой дороге и скрываются из глаз».

«Для случая протона… вид поля подобен вихревому полю в случае смерча».

С помощью таких представлений Кастерин обосновывает понятие заряда и массы электрона («элементарный электрический заряд пропорционален массе, распределенной на сечении вихря») и постоянную Планка он получает в виде произвольной по значению постоянной интегрирования одного из своих уравнений.

Переход от фарадеевских трубок к уравнениям Максвелла осуществляется в специальной локальной ортогональной системе координат, связанной с вихрем и заданной через: а) направление самого вихря; б) направление перпендикулярной к вихрю составляющей скорости его движения как отдельного объекта и в) перпендикуляра к этим векторам.

В электродинамике этим векторам соответствуют векторы напряженности электрического и магнитного полей и перпендикуляра к плоскости, в которой они лежат. Изначально предполагалось, что электрическое и магнитное поля всегда перпендикулярны.

Н.П. Кастерин предложил способы экспериментальной проверки своей теории: «… если удастся на опыте при помощи внешнего магнитного поля увеличить скорость вращения позитрона в … 919 раз, то он превратится в протон, а из электрона таким же путем должен получиться анти-протон, еще не бывавший в руках физиков-экспериментаторов».

Из его уравнений следует, что масса протона должна уменьшаться с увеличением его скорости.

Кастерин утверждал, что аберрации звука не существует и что аберрация света является чисто квантовым эффектом.

Основные замечания к теории Кастерина

1) За передачу электромагнитного взаимодействия отвечает особая среда, свойства которой неизвестны;

2) К этой среде применимы классические уравнения аэро– (гидро-) динамики;

3) При определенных условиях эта среда передает электромагнитное взаимодействие и образует из себя «весомую материю» – все типы элементарных частиц.

Следует отметить влияние аэродинамических исследований Кастерина на работы А.С. Предводителева, директора НИИФ.

В 1981 г. в университетском сборнике «История и Методология Естественных Наук» была опубликована статья ученика А.С. Предводителева – А.А. Соловьева «Методология аэродинамических исследований Н.П. Кастерина» [7]. Соловьев отмечает: «Существенный вклад в этом направлении сделан профессором Московского университета А.С. Предводителевым. Ему принадлежит значительное число публикаций, в которых проанализированы гипотезы Н.П. Кастерина, получены уточнения его уравнений и на их основе решен ряд конкретных и практических задач».

Краткие биографические данные Н.П. Кастерина [7]

Кастерин Николай Петрович родился 1.12.1869 г. в семье лесничего в Калужской губернии Российской империи.

В 1888–1893 гг. обучался на математическом отделении физико-математического факультета Московского университета.

Первая студенческая работа Н.П. Кастерина связана с теорий поверхностного натяжения и капиллярных явлений. По окончании учебы оставлен профессором А.Г. Столетовым при Московском университете.

В период 1837–1899 гг. Н.П. Кастерин работает за границей: в Берлине у профессора Варбурга и в Лейдене у профессора Камерлинг-Оннеса.

1898 г. – первое сообщение о капитальном труде Н.П. Кастерина о дисперсии звука в неоднородной среде (вначале теоретически, а затем экспериментально Кастерин показал, что в неоднородной среде, состоящей из регулярно расположенных шариков в стеклянном сосуде, звуковые волны распространяются со скоростью, зависящей от высоты звука). В этой работе были заложены основы теории акустических фильтров. За эту работу, представленную в 1906 г. в качестве магистерской диссертации, Н.П. Кастерину по решению Совета Университета была присуждена степень доктора.

Кастерин пытался развить полученные результаты на распространение электромагнитных волн в неоднородных средах и достиг определенных успехов в цветной фотографии.

В период 1898–1905 гг. Н.П. Кастерин в качестве доцента читает курс теоретической физики на математическом отделении физико-математического факультета Московского университета.

В 1904 г. учрежден Физический институт при Московском университете (руководитель лаборатории физических исследований – П.Н. Лебедев).

В период 1905 – 1922 гг. – профессор Новороссийского университета в Одессе.

1917 г. – начало работ над обобщением основных уравнений аэродинамики и электродинамики.

В 1919 году в Записках Новороссийского университета публикует статью «О несостоятельности принципа относительности Эйнштейна».

В 1922 г. был включен в список профессоров, подлежащих высылке из России, но каким-то образом высылки избежал.

В 1923 г. избирается действительным членом НИИФа, в мае 1924 г. – начало работы в НИИФе. Параллельно работает в институте биофизики П.П. Лазарева.

В 1926 году в «Pfilosofical Magazin» (том II, декабрь 1926 г.) на английском и русском языках в Юбилейном сборнике, посвященном О.Д. Хвольсону, выходит работа «О Томсоновской модели световых квантов», в которой он «предпринимает попытку объяснить явление световых квантов в качестве замкнутых фарадеевых трубок, следуя в этом Дж. Дж. Томсону». Эта модель строится Кастериным на базе уравнений Максвелла.

С 1926 г. по 1930 г. становится председателем физического общества им. Лебедева. В 1930 г. закрывают институт биофизики. Н.П. Кастерин по собственной инициативе уходит и из НИИФа 21 ноября 1930 г.

В 1930 г. 21 ноября переходит на работу в ЦАГИ к С. Чаплыгину

В 1932 г. в ДАН с. 226–235 выходит статья «Обобщение математической формулы закона аберрации света и принципа Доплера и вытекающее отсюда следствии для теории опытов Майкельсона и Дейтон – Миллера». А.К. Тимирязев оценил эту статью: «В этой работе Кастерин показал, что опыт Майкельсона всегда давал и дает положительный эффект».

В период 1930–1942 гг. Н.П. Кастерин работает консультантом в ЦАГИ, Институте строительных материалов, во ВНИИ огнеупорных и кислотоупорных материалов и др., продолжая активно заниматься основным трудом своей жизни, который был опубликован под названием «Обобщение основных уравнений аэродинамики и электродинамики» в виде отдельной брошюры в 1937 году, построившая механическую модель электромагнитного эфира и вызвавшая бурную дискуссию среди физиков.

Условия жизни тех дней хорошо передает письмо Н.П. Кастерина к А.К. Тимирязеву примерно от 1938 года:

«Многоуважаемй Аркадий Климентьевич!

Вы знаете, что с упразднением КСУ (Комитет содействия ученым) я перестал получать ту денежную поддержку, которая освобождала меня от материальных пут и позволяла всецело отдаваться творческой работе по созданию теории электромагнитного поля, что мне и удалось достигнуть не без успеха.

Академия наук не только не пошла навстречу моей работе, но и проявила прямо враждебное отношение, почему – это мне совершенно неясно и по сей день. В течение полугода – до июля 1938 г. – Академия не выдавала мне тех сумм, которые полагались по постановлению Совета Народных Комиссаров ежемесячно до 1-го мая с.г., даже в санатории «Узкое» этим летом Академия наук не представила мне никаких льгот.

С тех пор в продолжении уже полугода я не имею никакой материальной поддержки ниоткуда и существую на ту академическую пенсию 194 р., которую мне назначил в 1924 г. по ходатайству Нар. Ком. Прос'а, и сейчас я оказался совсем без средств, т.к. исчерпал весь свой частный кредит и крайне нуждаюсь в экстренной денежной помощи.

…Искать себе заработок в каком-нибудь другом исследовательском институте в Москве я не считал и не считаю себя вправе, так как то исключительное внимание, которое было оказано моей работе Вячеславом Михайловичем (Молотов), обязывает меня довести до совершенного конца мое исследование, давшее, как вам хорошо известно, замечательные результаты…

Вы знаете, что моя теория дает новые прогнозы, которые следует проверить на опыте и тем укрепить теорию; между прочим она дает уменьшение массы протона с увеличением его скорости. Никто до сих пор не проверил это обстоятельство на опыте, и это исследование сейчас в физике на очереди, вся аппаратура, нужная для этого, уже имеется в физических институтах, имеется она и у нас, и было бы крайне прискорбно, если бы в Америке, где физики решительнее и предприимчивее, чем у нас, это установили раньше, чем в С.С. (Советский Союз). Ведь У Константина Павловича (Яковлев) «руки» и искусство в экспериментировании для одоления этой темы не ниже, чем у американцев; и все стоит из-за недостатка средств, а ведь и средств-то надо не так уж много, какие же иные тормоза задерживают осуществление этого исследования?

Возвращаясь к моему нелепому положению – с одной стороны, я с успехом закончил первую часть моего исследования и могу продолжить и завершить мои исследования согласно тому плану, который я представил Вам в самом начале моей работы; я желал бы последнюю пятилетку моей жизни (ведь мне уже 70 лет и за моими плечами 45 лет научно-исследовательской работы) отдать именно этой моей теме (в основном уже разрешенной мною), к которой готовился, начиная с 1918 г., – с другой стороны, мне нечем существовать (вся моя пенсия – 194 р. – недостаточна даже на содержание моей больной дочери, у которой от роду паралич правой руки и левой ноги, так что она в свои 40 лет не может пройти по комнате без чужой помощи), и я должен искать побочную работу для заработка, а тогда останутся ли у меня силы для моей основной работы? Во всяком случае, она затормозится.

В январе с.г. Глеб Максимилианович (Кржижановский) на приеме у него высказал благое намерение устроить меня научным работником при техническом отделе АН, но это его намерение осталось тем, которыми вымощен ад. До сих пор ничего практического.

Из этого для меня ничего не вышло, несмотря на то, что во мне приняли участие акад. С.А. Чаплыгин, акад. В.Ф. Миткевич и Вы сами.

Заканчивая мое слишком затянувшееся письмо, позволю себе еще раз повторить мою просьбу: не найдете ли Вы способа устранить мои материальные затруднения и при том устранить немедленно; может быть, возможно ходатайствовать об увеличении моей академической пенсии до того размера, который положен по теперешним штатам, т.е. до 750 руб., тогда мне пришлось бы меньше подрабатывать и у меня осталось бы больше времени для собственно моей работы.

Когда-то Ваш отец и покойный Петр Николаевич Лебедев, Ваш учитель, писали и не раз говорили, что русская физика должна шесть дней в неделю отрабатывать барщину, чтобы получить право седьмой день употребить для собственно творческой работы. Разве в настоящее время, и в С.С., при этом, это не изжито уже? И если практика создает подобные коллизии у нас, то это – работа явно вредителей: Caveant Consules! (лат. – «пусть консулы будут бдительны», берегитесь, будьте настороже).

Желаю Вам скорейшего восстановления Ваших сил и здоровья!

Ваш Н.П. Кастерин»

В 1938 г. Н.П. Кастерин возвращается на физический факультет МГУ.

С марта 1942 г. и до самой смерти в декабре 1947 г. Кастерин состоит профессором Московского университета. Совместно с А.К. Тимирязевым они проводят в лаборатории при кабинете истории физики экспериментальные исследования вихревого движения в воздухе.

Н.П. Кастерин умер 10 декабря 1947 г.

Библиографический список

1. Кастерин Н.П. «Обобщение основных уравнений аэродинамики и электродинамики». Доклад на особом совещании при Академии наук СССР 9 декабря 1936 г.– М.: Издательство АН СССР, 1937. – 16 с.
2. Сонин А.С. «Физический идеализм». История одной идеологической кампании. – М.: Физматлит, 1994. – 224 с.
3. Андреев А.В. Физики не шутят. Страницы социальной истории научно-исследовательского института физики при МГУ (1922 – 1954 гг.). – М.: Прогресс-Традиция, 2000. – 320 с.
4. Жуковский Н. Е. Полное собрание сочинений. Том IX. – М.: ОНТИ, 1937.
5. Томсон Дж.: Phil. Mag. 648. 737. 1934.
6. Томсон Дж. Phil. Mag. 650. 1182. 1925.
7. Соловьев А.А. Методология аэродинамических исследований Н.П. Кастерина // История и методология Естественных Наук. Выпуск XXVI. – 1981. – С. 169–192.