

Опубликовано по п. 30 Приложения № 1
**К ВОПРОСУ О ПОЛНОТЕ АКСИОМАТИКИ
 ФИЗИЧЕСКИХ ТЕОРИЙ**

Вертинский П.А. г. Усолье-Сибирское

pvel-35@mail.ru

Вступление

После вывода Д. Гильберта, что: «...Если некоторое высказывание непротиворечиво, то оно также и доказуемо.» /1/ в математике стало возможным практически определить полноту аксиоматических систем. Действительно, если все выводы и следствия данной аксиоматической системы доказуемы в данной же системе, то есть без привлечения дополнительных, недоказуемых в данной системе формул, то данная аксиоматическая система полна.

Вместе с этим, в естественных науках, где в качестве аксиом принимаются выводы и результаты экспериментальных исследований и опытных наблюдений, адекватность которых в большой степени зависит от уровня техники эксперимента, вследствие развития которой эти выводы и результаты часто сменяют друг друга, такая методика определения полноты аксиоматической системы весьма затруднительна и поэтому непригодна.

Именно к подобной ситуации в научно-техническом прогрессе относится известный афоризм, приписываемый А. Эйнштейну: «Для обоснования научной теории необходимо множество фактов, а для ее опровержения достаточно единственного факта ее невыполнения». Поэтому ясно, что в естественных науках, и прежде всего в физике, нам необходим иной критерий полноты аксиоматических систем, чем тот, которым после Д. Гильберта в своих исследованиях широко пользуются математики.

Для поиска такого критерия полноты аксиоматики в физике рассмотрим несколько конкретных объективно исторических ситуаций.

I. МАГНИТОДИНАМИКА.

После интенсивных экспериментальных исследований в начале XIX века результаты опытов Х. Эрстеда, А. Ампера, М. Фарадея и других исследователей были использованы Дж. Максвеллом в качестве аксиоматической основы электродинамики в виде известных уравнений Максвелла:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt} \quad (\text{I-1})$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{d\vec{D}}{dt} + \vec{j} \quad (\text{I-2})$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = r \quad (\text{I-3})$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (\text{I-4})$$

Так как в период создания классической электродинамики природа магнетизма была неизвестна, до создания теории атомно-молекулярной структуры вещества, на основе которой и была в начале XX века разработана теория ферромагнетизма, феномен магнетизма воспринимался самостоятельно, то направление магнитной стрелки около провода с током было воспринято Х. Эрстедом непосредственно как ориентация магнитных сил / 2 /. Именно вследствие этой неадекватности одной

из аксиом в основаниях классической электродинамики сразу же возник так называемый «электромагнитный парадокс», заключающийся в несоответствии направления электромагнитного взаимодействия электрических токов третьему закону динамики И. Ньютона. Многочисленные попытки объяснить или снять этот "парадокс" за всю историю электродинамики лишь запутывали сущность вопроса и приводили к новым противоречиям в ней / 3 /.

Вместе с тем, так как два элемента тока взаимодействуют между собой по прямой линии подобно электрическим зарядам, то их взаимодействие можно характеризовать величиной магнитного натяжения:

$$\vec{T} = -\text{grad}H(x, y, z) \quad (\text{I-5})$$

Другими словами, естественно положить в основу определения силовой характеристики магнитного поля величину и направление магнитной силы между токами согласно закону Ампера:

$$f = m_0 \frac{I_1 I_2}{2pr} \Delta l \quad (\text{I-6})$$

то есть для поля вокруг тока I_1 имеем:

$$T_1 = m_0 \frac{I_1 I_2}{2pr} \Delta l \frac{1}{I_2 \Delta l} = m_0 \frac{I_1}{2pr} \quad (\text{I-7})$$

и для поля тока I_2 :

$$T_2 = m_0 \frac{I_2}{2pr} \quad (\text{I-8})$$

По существу такого предложения в основаниях электродинамики мне пришлось докладывать на конференции «Сибресурс – 2002» /4/, поэтому здесь я лишь кратко отмечу некоторые выводы этих исследований.

I-1. Поле магнитного натяжения.

Так как численное значение этой новой вектор - функции \vec{T} оказывается согласно выражениям (I-7) и (I-8) равным значению, которое ранее нами присваивалось величине напряженности магнитного поля по закону Био-Савара-Лапласа /5/, то теперь магнитную напряженность \vec{H} придется считать в соответствии с определением (I-5) скалярной величиной. Здесь уместно вспомнить, что по закону Био – Савара - Лапласа мы позволяли себе математический произвол, так как находя вектор \vec{H} как векторное произведение векторов \vec{r} и $\vec{\Delta l}$, должны были в соответствии с математическим определением векторного произведения исходить из их точки пересечения, но допускали «исключение из правила», «позволяя» вектору \vec{H} быть лишь ортогональным плоскости, образованной векторами – сомножителями \vec{r} и $\vec{\Delta l}$ /6/.

Раскроем определение (I-5):

$$\vec{T} = -\left(\frac{dH}{dx} \vec{i} + \frac{dH}{dy} \vec{j} + \frac{dH}{dz} \vec{k} \right) \quad (\text{I-9})$$

и для упрощения вычислений направим ток I по прямому проводу вдоль оси Z , тогда

$$\vec{T} = - \left(\frac{dH}{dx} \vec{i} + \frac{dH}{dy} \vec{j} \right) \quad (\text{I-10})$$

Для статического поля этой вектор - функции (1) самоочевидно соотношение $H = Tr$ (I-11),

которое полностью аналогично выражению для электростатического поля: $U = El$ (I-12).

Симметричность геометрии магнитоэлектростатического и электростатического полей с этих позиций выявляется и в сравнении полей прямого провода с током по выражениям (I-7) и (I-8) с полем равномерно заряженной нити, величина которого может быть выражена аналогичной формулой:

$$E = \frac{S}{2\pi\epsilon_0 r} \quad (\text{I-13})$$

Ясно, что имея два провода с токами противоположного направления, получим геометрическую картину общего для них магнитного поля натяжением \vec{T} как на рис. I-1.

Здесь отчетливо видно, что роль магнитного «монополя» $|7|$ в действительности выполняет электрический ток, создающий данное поле известная геометрическая

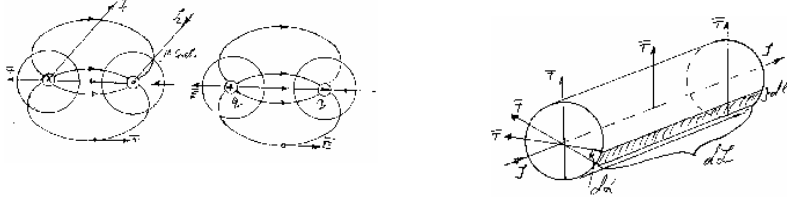


Рис. I-1

Рис. I-2

Рис. I-3

картина электростатического поля как на рис. 2 представляется теперь мгновенным

значением в результате сечения магнитного поля натяжением \vec{T} плоскостью, перпендикулярной токам, при соответствующей замене линий \vec{T} на линии \vec{E} , а линий H на линии j .

I-2. Уравнения поля.

Разумеется, введение новой векторной функции \vec{T} магнитного поля на основании реального направления магнитных сил вместе с адекватным отображением геометрии поля приводит к соответствующим изменениям вида уравнений Максвелла.

Определяя величину потока магнитного натяжения \vec{T} вокруг провода с током через замкнутую поверхность вокруг этого провода, представим элементарный поток:

$$d\vec{N} = \vec{T} dS, \quad (\text{I-14})$$

где dS - элемент поверхности около провода с током как на рис. I-3:

Так как $dS = dL dl$ и $dl = r da$, то вычисления дают:

$$N_T = \int_0^L dL \int_0^{2\pi} n_0 \frac{I}{2\pi r} r da = m_0 IL \oint 0 \quad (\text{I-15})$$

Таким образом, поле магнитного натяжения \vec{T} вокруг провода с током есть поле потенциальное, его силовая характеристика \vec{T} направлена по силам взаимодействия токов, создающих данное поле \vec{T} . При полной осевой симметрии магнитного натяжения \vec{T} вокруг тока I по прямому проводу вдоль оси Z очевидно:

$$\frac{dT_x}{dy} = \frac{dT_y}{dx} \quad (\text{I-16}), \quad \text{откуда сразу следует, что: } \text{rot} \vec{T} = 0 \quad (\text{I-17})$$

По аналогии с определением: $\text{div} \vec{E} = \frac{dN_E}{dV}$ (I-18) найдем и

$$\text{div} \vec{T} = \frac{dN_T}{dV} \quad (\text{I-19})$$

где: $N_T = m_o I L$ (I-20). Рассмотрим случай стационарного тока $I = \text{Const}$:

$$\text{div} \vec{T} = \frac{d}{dV}(m_o I L) = m_o I \frac{dL}{dV} = m_o \frac{dq}{dt} \frac{dL}{dV} = m_o r v_e \quad (\text{I-21})$$

Так как $i = r v_e$, то (I-21) можно записать: $\text{div} \vec{T} = m_o i$ (I-22)

Сводя полученные результаты по (I-17) и (I-22) с известными уравнениями Максвелла для стационарного тока, получим систему:

$$\text{div} \vec{D} = r \quad \text{или:} \quad \text{div} \vec{E} = \frac{1}{e_o} r \quad (\text{I-23})$$

$$\text{div} \vec{T} = m_o i \quad \text{div} \vec{T} = m_o i \quad (\text{I-24})$$

$$\text{rot} \vec{E} = 0 \quad \text{rot} \vec{E} = 0 \quad (\text{I-25})$$

$$\text{rot} \vec{T} = 0 \quad \text{rot} \vec{T} = 0 \quad (\text{I-26})$$

В случае статики, когда заряды неподвижны, уравнение (I-26) вырождается в уравнение (I-25), а уравнение (I-24) вырождается в уравнение (I-23), сводя таким образом систему уравнений к двум известным уравнениям электростатического поля как частного случая поля электромагнитного, что полностью соответствует действительности.

II-3. Электромагнитные силы.

В силу наших определений (I-7) и (I-8) запишем: $T = m_o \frac{I}{2pr} = \frac{f}{I \Delta l}$ (I-27)

откуда легко видеть, что нахождение сил взаимодействия токов сводится к их вычислению по заданным токам в проводниках в известных полях магнитного натяжения \vec{T} . Поэтому вопрос о взаимодействии проводников с токами сводится

к нахождению их полей магнитного натяжения \vec{T} : $\vec{f} = \vec{T}(I \Delta l)$ (I-28)

Так, например, силы действия сторон изогнутого провода с током друг на друга можно теперь представить как на рис. I-4, из которого с очевидностью вытекает геометрическое соотношение для сил в поле магнитного натяжения \vec{T} :

$$f_{12} = T_{12} I_1 \Delta l_1 \cos a \cos b \quad (\text{I-29})$$

$$\text{и } f_{21} = T_{21} I_2 \Delta l_2 \cos b \cos a \quad (\text{I-30})$$

Но так как для данного случая самоочевидными являются тождества:

$$I_1 \circ I_2 \quad \text{и} \quad T_1 \circ T_2, \quad (\text{I-31})$$

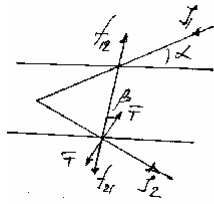


Рис. I-4

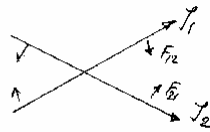


Рис. I-5

то из этого обстоятельства непосредственно следует вывод, что силы (I-29) и (I-30) друг друга взаимно компенсируют, так как $f_{12} = -f_{21}$ (I-32).

Поэтому в действительности на изогнутый провод с током действует лишь распрямляющая сила по (I-29) и (I-30), но нет никакой силы тяги для такой системы, что непосредственно снимает «электромагнитный парадокс»/3/

Аналогичные соображения относительно скрещенных проводов с токами /7/ приводят нас к выводу об их стремлении принять положение в одной плоскости, как это и происходит в действительности, что и показано на рис. I-5.

Опуская промежуточные математические преобразования, здесь можно сразу привести некоторые выражения для наиболее важных на практике величин через нашу новую величину магнитного натяжения T /7/, плотность энергии магнитного поля

$$v = \mu \mu_0 T^2 \quad (\text{I-33})$$

сила взаимодействия обмоток на стержнях $f = \mu \mu_0 T^2 S$ (I-34) Э.Д.С.
электромагнитной индукции

$$\approx \mu \mu_0 \frac{TS}{2pr} \left(\frac{\Delta r}{\Delta t} \right) \quad (\text{I-35})$$

I-4. Практические рекомендации на основе магнитодинамики.

В качестве иллюстраций возможностей изложенных выводов для оптимизации электромеханических систем здесь кратко отметим из десятков изобретений на их основе несколько наиболее практических технических решений:

В качестве практических следствий из этих и других теоретических выводов на основании магнитного натяжения вокруг электрических токов по вышеизложенному здесь можно отметить новый вывод для электротехники о неравнозначности взаимодействия магнитных полюсов по сторонам немагнитного зазора, если его разделить на несколько зазоров с общей шириной, равной прежней ширине. Тогда для разомкнутых магнитных цепей имеем соотношение $f_2 = n^2 f_1$, (I-36)

$$\text{для замкнутых цепей} \quad f_2 = n f_1, \quad (\text{I-37})$$

где n - соотношение чисел зазоров в соответствующих цепях.

Как выяснилось, объективно-историческая ошибка в направлении силовой характеристики электромагнитного взаимодействия токов, привнесенная опытами Х. Эрстеда и вошедшая в фундаментальную систему уравнений Максвелла значительно затруднила технические решения в электротехнике.

Действительно, самоочевидный вывод магнитодинамики /8/ об электромагнитной индукции при изменении магнитного натяжения вблизи проводника с изменением тока во времени:

$$T = \frac{I}{2pr}, \quad (\text{I-38})$$

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{2pr} \frac{dI}{dt} + \frac{I}{2pr^2} \frac{dr}{dt} \quad (\text{I-39})$$

в традиционном электродинамическом анализе можно получить лишь путем длительных преобразований по избавлению из выражений самой величины силовой характеристики - магнитной напряженности H через многоэтапные замены переменных параметров, заранее зная на основании эмпирического закона Фарадея о существовании такой величины – электродвижущей силы электромагнитной индукции. То есть, если в законе Фарадея :

$$E = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (\text{I-40})$$

принять во внимание, что $\Phi = B \cdot S$, (I-41)

где $B = \mu_0 H$, (I-42)

а по закону Био – Савара –Лапласа $H = \frac{I}{2pr}$, (I-43)

то можно величину ЭДС выразить:

$$E = -A \frac{d}{dt} \left(\frac{I}{r} \right) \quad (\text{I-44})$$

обозначив через константу $-A$ все постоянные коэффициенты всех предыдущих преобразований.

Тогда лишь, выполнив дифференцирование выражения (I-44), получим, что

$$E = -A \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{dI}{dt} + \frac{I}{2pr^2} \cdot \frac{dr}{dt} \right) \quad (\text{I-45})$$

Как видим, выражение (I-45) с учетом конкретных параметров магнитной среды и правила Ленца , выражаемых константой $-A$ полностью аналогично нашему выводу (I-39) на основе магнитодинамики /7/.

К сказанному по выражениям для ЭДС электромагнитной индукции (I-39) и (I-45)

можно добавить, что величина ЭДС состоит из двух частей :

$$E = E_1 + E_2 \quad , \quad (\text{I-46})$$

где : $E_1 = -A \frac{1}{r} \frac{dI}{dt}$ (I-47)

и $E_2 = -A \frac{I}{2pr^2} \cdot \frac{dr}{dt}$ (I-48)

Ясно, что E_1 возникает вследствие изменения тока I со временем , а E_2 возникает в результате взаимодействия вторичного тока I_2 с первичным I_1 при изменении расстояния между ними.

Данное обстоятельство , выраженное в зависимости (I-45) необходимо отметить здесь особенно. Дело в том, что с позиций классической электродинамики эта функциональная зависимость не является самоочевидной, а нами выше она выявлена уже по заранее эмпирически известному выводу (I-39). Но зависимость ЭДС от $\left(\frac{1}{r^2}\right)$ означает принципиальную возможность создания сверхвысоких

напряжений в непосредственной близости от первичных проводников с переменными токами. Так, например, электролиты , проводимость которых на 5– 6 порядков меньше проводимости металлических проводников, традиционной электротехникой не рассматриваются в качестве возможных электрических цепей.

Вместе с тем, из выражения (I-48) непосредственно следует, что при погружении первичной обмотки в электролит возможно образовать в нем значительные токи и, следовательно, вызвать заметные электромагнитные (см. патенты РФ №2041779, №2026768 и др.) электромеханические(см. патенты РФ (№ 1424998, №1574906 и др.) или электрохимические (см. патенты РФ №2147555, № 2197550 и др.) эффекты /9/.

Продуктивность изложенного выше магнитодинамического взгляда по существу означает, что аксиома

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (\text{I-4})$$

в основаниях классической электродинамики является неадекватной. Другими словами, классическая электродинамика обоснована не на четырех известных аксиомах – уравнениях Дж. Максвелла, а всего лишь на трех, если пока не обсуждать аксиому

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{d\vec{D}}{dt} + \vec{j} \quad (\text{I-2})$$

в которой также используется понятие и величина магнитной напряженности, введенной Дж. Максвеллом на основе опытов Х. Эрстеда. В свете этого замечания можно заподозрить в качестве причины неспособности классической электродинамики разрешить «электромагнитный парадокс» и другие ее проблемы, например, взаимодействие тороидальных обмоток, длинных соленоидов и др., именно неполноту ее аксиоматического основания.

Запомним этот наш вывод об аксиоматике классической электродинамики и рассмотрим аналогичные примеры из других областей физики.

II. ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИКА

II-1. Краткое введение.

С начала возникновения гидродинамики процессы распространения волн в среде и образование потоков среды изучаются и исследуются относительно самостоятельно/10/. Более того, классическая гидродинамика теоретически обосновала вывод о невозможности переноса вещества среды в потоке волн данной среды, поэтому даже прямые экспериментальные измерения оставляют в стороне вопрос о проверке или уточнении такого положения, заранее не предполагая обнаружить какие-либо потоки среды в потоках волн в данной среде /11/.

Таким образом, согласно современным представлениям гидродинамической теории суперпозиция ударных волн в среде не вызывает образования потоков данной среды, сопровождаясь лишь передачей энергии волн без перемещения вещества в среде /12/.

За исторический период после фундаментальных трактатов Д. Бернулли «Гидродинамика» / 1738 г./ и Л. Эйлера «Общие принципы движения жидкости» /1755 г./ в гидродинамике сформировалась система уравнений движения сплошной среды (жидкости или газа), которая рассматривает среду изотропной и гиротропной :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} - \frac{1}{r} \operatorname{grad} r \quad (\text{II-1})$$

$$\operatorname{div} \vec{v} = 0 \quad (\text{II-2})$$

$$\frac{dr}{dt} = 0 \quad (\text{II-3})$$

Для практических расчетов установившихся движений несжимаемой жидкости на основе уравнений (II-1),(II-2) и (II-3) широко используется первый интеграл Бернулли, частное решение которого для трубки тока как на рис.II-1 можно записать :

$$\frac{v^2}{2} + \frac{p}{r} + gh = \text{Const} \quad (\text{II-4})$$

По существу уравнение (II-4) выражает собой закон сохранения энергии в трубке тока среды, что совершенно справедливо в условиях невмешательства извне в энергетический баланс данной трубки тока. Именно поэтому, Б. Риман еще в 1860 году в своем мемуаре “ О распространении плоских волн конечной

амплитуды “ /13/ , рассматривая распространение возмущений в среде, пришел к выводу об образовании ударных волн в баротропных средах, так как : $x = tc(r) + j(r)$ (II-5)

В соответствии с выводом (II-5) распространение возмущений плотности среды можно представить графически как на рис. II-2, но с учетом второго начала термодинамики волны разрежения невозможны, поэтому реально выполняется лишь правая часть графика, то есть зависимость как на рис. II-3.

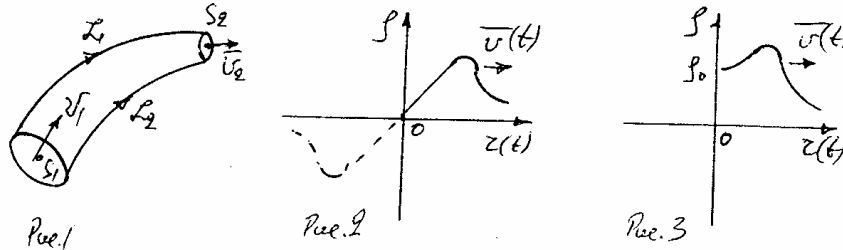


Рис. II-1 (Рис.1 по /20/) Рис. II-2 (Рис.2 по /20/) Рис. II-3 (Рис.3 по /20/)

Такие возмущения в среде называются акустическими, а описывающая их теория является линейной, не позволяя рассматривать импульсные явления с образованием в среде паро – газо - вакуумных полостей, когда жидкость уже нельзя рассматривать сплошной несжимаемой средой /10/. Рассматривая такие импульсные явления в среде с позиций газовой динамики, на основе законов сохранения массы, импульса и энергии, мы придем к известным соотношениям Ренкина – Гюгоню, которые для плоского случая в неподвижной системе координат могут быть представлены :

$$r_1(D - U_1) = r_2(D - U_2) \quad (\text{II-6})$$

$$P_1 + r_1 U_1(D - U_1) = P_2 + r_2 U_2(D - U_2) \quad (\text{II-7})$$

$$e_1 - e_2 = \frac{1}{2} (P_1 + P_2) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (\text{II-8})$$

где : D - скорость ударной волны,

U - скорость среды,

r, P, e - соответственно плотность, давление и удельная внутренняя энергия жидкости. Здесь индексами 1 и 2 обозначены соответственно состояния среды по обе стороны поверхности разрыва.

В частном случае для покоящейся перед ударной волной среды, когда

$$U_1 = 0 \quad (\text{II-9})$$

имеем следствия : $r_1 D = r_2(D - U_2)$ (II-10)

$$P_1 = P_2 + r_2 U_2(D - U_2) \quad (\text{II-11})$$

$$e_1 - e_2 = \frac{1}{2} (P_1 + P_2) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (\text{II-12})$$

Отсюда следует вывод о том, что при условии образования ударной волны, то есть когда $D > 0$ (II-13)

то имеет место $U_2 > 0$ (II-14)

Таким образом, импульсная ударная волна порождает движение сплошной среды во все стороны, то есть взрыв, который может быть направлен, например, неоднородностью среды или специальными техническими приспособлениями (отражателями, экранами и т.п.).

II-2. Возникновение задачи.

Рассматривая интерференцию волн в баротропных средах с позиций линейной гидродинамики, в полном соответствии с принципом суперпозиции мы с необходимостью приходим к выводу о невозможности образования направленных потоков данной среды с помощью системы волн в этой среде. При этом учитывается обстоятельство по уравнению (II-4), из которого следует отсутствие источника энергии в области среды, перекрываемой потоками волн в данной среде.

Рассматривая импульсные ударные волны с позиций нелинейной газовой динамики, мы в лучшем случае приходим к возможности образования направленного выброса среды в различных направлениях системой единичных взрывов, которые не могут здесь рассматриваться в качестве непрерывных потоков данной среды, что и подтверждается следствием (II-14) из соотношений Ренкина - Гюгонио (II-6), (II-7), (II-8).

Вместе с тем, как это обнаружилось в изучении электрогидравлического эффекта /14/ и др. с помощью последнего представляется новая возможность техническими средствами подводить энергию в поток среды с установившимся движением, оказывая тем самым влияние на энергетический баланс заданной области среды. Более того, получили практическое применение различные устройства в виде сосудов, полостей, отражающих поверхностей и т.п., с помощью которых формируются кумулятивные струи жидкости под действием ЭГЭ /14/ и др.

В указанных работах /15/ и др. оставлен открытым вопрос о наложении колебаний в среде от нескольких ЭГЭ, в частности вопрос о результирующем колебании двух последовательных во времени ЭГЭ. Данное обстоятельство объясняется известными экспериментальными трудностями в осуществлении ЭГЭ /16/ и др. и сложным характером зависимости плотности среды в области ЭГЭ не только от давления, но и от других параметров /17/, /18/ и др.

II-3. Фронт ударной волны кумулятивного характера.

Задача об интерференции ударных волн двух последовательных во времени ЭГЭ может быть условно разделена на два более частных случая:

II-3а). Образование второго по порядку ЭГЭ в данной области среды до или после момента прохождения фронта ударной волны от первого по порядку ЭГЭ через источник второго по порядку ЭГЭ.

В этом случае рассмотрение сводится к изучению процессов интерференции волн впереди или позади фронта ударной волны, поэтому мы с необходимостью приходим к известным выводам о независимом переносе системой волн своих энергий без переноса вещества среды, что находится в полном соответствии с принципом суперпозиции ударных волн и законом сохранения энергии /12/.

II-3б). Образование второго по порядку ЭГЭ в данной области среды осуществляется в момент прохождения фронта ударной волны от первого по порядку ЭГЭ через источник второго по порядку ЭГЭ.

В этом случае оказывается справедливой теорема, которую невозможно вывести следствием из соотношений Ренкина - Гюгонио, поэтому требуется доказывать на основании результатов новейших экспериментальных исследований: Суперпозиция волн в среде путем включения очередного источника в момент прохождения через него фронта ударной волны от предыдущего источника образует результирующий фронт волны кумулятивного характера.

Для доказательства данной теоремы примем во внимание следующие обстоятельства, которые были с высокой достоверностью установлены в результате новейших теоретических и экспериментальных исследований:

А. Теоретически /12/ и экспериментально /16/ и др. установлена зависимость скорости распространения возмущений в среде от плотности среды, которая представлена графически на рис. II-4.

В. Экспериментально [17] и др. установлена зависимость плотности среды в области ЭГЭ от фазы развития ЭГЭ, которая представлена графически на рис.П-5.
 С. Экспериментально [18] и др. установлена зависимость давления в области ЭГЭ от фазы развития ЭГЭ, которая представлена графически на рис. П-6.

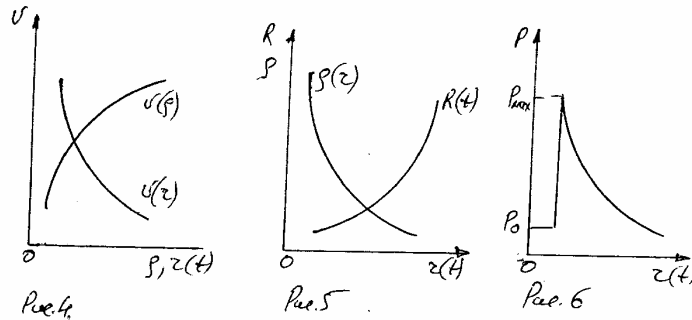


Рис.П-4 (рис.4 по /20/) Рис.П-5 (Рис.5 по /20/) Рис.П-6 (Рис.6 по /20/)

С целью наглядности доказательства построим схему распространения волн от двух источников колебаний как показано на рис. П-7, при этом придерживаясь выводов А, В, С на рис.П-4, рис.П-5 и рис.П-6 :

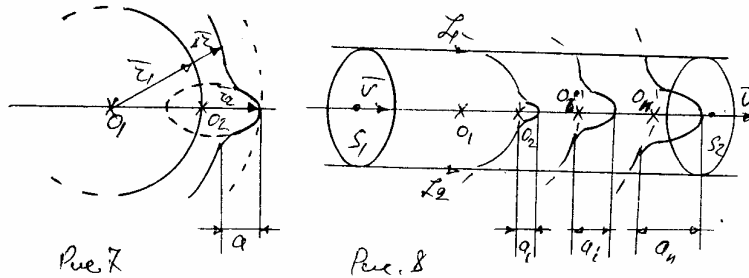


Рис.П-7 (Рис.7 по /20/) Рис.П-8 (Рис.8 по /20/)

Пусть точки O_1 и O_2 на рис.П-7 являются точками, в которых расположены источники колебаний, при этом в точке O_2 находится источник колебаний в момент прохождения через него фронта ударной волны от первого источника в точке O_1 .

Так как скорость распространения волн со временем убывает /см. рис.П-4 и рис.П-5 /, то приращение радиуса первого фронта ударной волны окажется меньше, чем радиус второго фронта ударной волны после разряда в точке O_2 в направлении распространения первого фронта ударной волны, то есть можно отметить, что :

$$\Delta r_1 < r_2 \quad (\text{П-15})$$

Так как скорость распространения волн внутри паро-газо-воздушного пузыря ЭГЭ вокруг первого источника волн O_1 меньше скорости этих волн по невозмущенной среде (см.рис.П-5 и рис.П-6), то вокруг второго источника O_2 область после второго разряда в момент прохождения через него первого фронта ударной волны окажется асимметричной относительно источника O_2 , то есть фронт ударной волны в общем направлении распространения волн будет иметь радиус-вектор больший, чем этот радиус-вектор в направлении к O_1 или в других направлениях.

Таким образом, обобщая выше отмеченные обстоятельства, при построении схемы распространения волн на рис.П-7 можно записать:

$$r_1 + r_2 > r_1 + \Delta r, \quad (\text{П-16})$$

то есть поверхность общего фронта ударных волн вокруг источников O_1 и O_2 при включении второго источника в момент прохождения через него фронта ударной волны от первого источника в направлении общего распространения волн имеет выступ, что и является проявлением кумулятивности данной суперпозиции ударных волн.

П-4. Образование потока среды в результате суперпозиции ударных волн.

Среди многочисленных следствий доказанной выше по п.П-3.б) теоремы особый интерес в плане поставленного вопроса представляет ее многократное применение к одной и той же трубке тока, как это показано на рис.П-8.

Действительно, рассмотрим трубку тока, на одной оси которой размещены последовательно несколько разрядников (см.рис.П-8). Положим здесь обеспеченным технически обстоятельство включения очередных разрядников в моменты прохождения через них ударных волн от предыдущих разрядников, например, с помощью специальных формирователей разрядов. Конструктивно такая задача решена уже в нескольких изобретениях автора /19/ и др.

Обозначим величину кумулятивного выступа впереди фронта ударной волны через a_i , где i – порядковый номер данного разряда. Тогда совершенно ясно, что применяя всякий раз теорему об образовании кумулятивного выступа относительно предыдущего фронта ударной волны (см. по п.П-3.б), здесь придется признать, что:

$$a_1 < a_2 < a_3 \dots < a_n \quad (\text{П-17})$$

Действительно, каждый предыдущий выступ включает очередной разряд с большим опережением, позволяя очередному кумулятивному выступу еще увеличить свою величину за возросшее время опережения.

Легко представить теперь себе, что общая длина трубки тока, на которой размещена система последовательных разрядников как на рис.П-8, оказывается меньше или равной сумме всех выступов кумулятивных фронтов ударных волн, тогда последний в ряду на линии тока выступ окажется выбросом данной среды за пределы данной трубки тока.

В силу принципа неразрывности среды из этого обстоятельства следует необходимость образования потока среды по данной трубке тока в направлении порядка следования разрядов. При этом нет необходимости в бесконечно большом числе разрядников при бесконечно длинной трубке тока, так как при конечном числе разрядников в конечной трубке тока возможно технически после последнего в ряду разрядника осуществить с помощью формирователя разрядов включение первого из них в данном ряду, то есть замкнуть ряд разрядников на себя, повторяя циклы разрядов сколь угодно долго, поддерживая образование потока среды по данной трубке тока за счет наложения ударных волн в соответствии с доказанной выше по п. П-3.б) теоремой.

Таким образом, в сплошной среде в результате суперпозиции ударных волн от электрических разрядов на разрядниках, расположенных последовательно на линии тока, путем их включения в моменты прохождения через них фронтов ударных волн от предыдущих разрядов образуется поток данной среды в направлении порядка следования разрядов.

П-5. Возможности кумулятивного электрогидравлического эффекта в повышении эффективности электрогидравлических систем.

Так как реализация на уровне технического решения схемы образования потока среды в результате суперпозиции ударных волн как на рис.8 по существу является осуществлением схемы устройства электрогидравлического насоса, то вывод об образовании кумулятивного фронта ударных волн открывает широкую перспективу для его технического использования в гидравлике.

Так как действия насоса и движителя между собой являются обратными, то на основе данного вывода открывается также и возможность развития судовых движителей с непосредственным превращением электроэнергии в механическую работу по движению судна.

По существу такого предложения об электрогидравлическом кумулятивном эффекте мне пришлось докладывать на конференциях «Сибресурс – 2002» /20/ и «Сибресурс –2003» /21/, поэтому здесь я лишь назову несколько из десятков своих

технических решений на основе электрогидродинамики, например, изобретения по патентам РФ №№ 1824504, 1483825 и др.

Вместе с этим необходимо отметить, что такая продуктивность электрогидродинамического взгляда означает, что классическая гидродинамика строила свои выводы на основе не полной системы аксиом, без учета электрогидравлического эффекта, на основе которого мы смогли добавить новую теорему об электрогидравлическом кумулятивном эффекте.

Запомним это замечание относительно аксиоматики классической гидродинамики, рассмотрим еще один аналогичный пример из области физики конденсированных сред.

Ш.ЛИКВИКРИСТАЛЛОДИНАМИКА.

Ш-1.Краткое введение.

Liquid Crystall - жидкие кристаллы - / ЖКВ/ - этими латинскими словами обозначена большая группа веществ, обладающих специфическими свойствами и нашедших применение в современной микроэлектронике /22/. Поэтому наш анализ динамических свойств ЖКВ представляется возможным обозначить словосочетанием “ликвикристаллодинамика”, возможно, допуская какие-то лингвистические вольности, но с достаточной определенностью указывая на область наших исследований .

К настоящему времени физика и химия ЖКВ установили существование термотропных , лиотропных и полимерных жидкокристаллических веществ, в которых типы упорядочения структур подчиняются трем большим группам : нематики , смектики и холестерики . При этом обнаружилась отчетливая зависимость типа упорядочения от химической структуры ЖКВ .

Вместе с тем, описание вязко - упругих свойств ЖКВ занимает в публикациях исключительно малое место . В разделе физико-химических свойств ЖКВ подавляющего числа публикаций эти сведения ограничены преимущественно результатами исследований зависимости вязко - упругих свойств ЖКВ от температуры и концентрации компонент ЖКВ, что отражает соответствующее внимание исследователей данному разделу свойств ЖКВ /22/.

Согласно современным выводам физики жидких кристаллов вопрос о превращении энергии электромагнитного поля в механическую работу за счет деформации жидкокристаллического вещества остается открытым.

Действительно, открытое в 1861 году Планаром и подробно исследованное уже к 1886 году Рейнитцером и Леманном жидкокристаллическое вещество не могло заинтересовать технику до возникновения объективно исторических потребностей в свойствах данного состояния ЖКВ в электрооптических устройствах. Поэтому только с началом интенсивного развития электрооптики возникло и опережающее развитие исследований жидкокристаллических веществ /23/. При этом обращает на себя внимание динамика роста не только числа новооткрываемых свойств ЖКВ , но и неограниченное увеличение числа соединений , обладающих такими свойствами /24/, среди которых доля синтезированных ЖКВ подавляет долю новооткрытых в природе веществ типа ЖКВ.

Ш-2.Возникновение задачи.

Упомянутые исследования уже в конце первого периода изучения ЖКВ обнаружили существование волн плотности , особенно отчетливых для А-фазы смектического типа упорядочения , показанный на рис.Ш-1, где направление оси OZ вдоль директора ЖКВ /3/. Одновременно с открытием ЖКВ обнаружилась и анизотропия упругих свойств, которая характеризуется тремя модулями упругости K_{ii} , посредством которых можно выразить плотность свободной энергии , обусловленной произвольной деформацией /22/ :

$$W = \frac{1}{2} \left[K_{11}(a_1 + a_5)^2 + K_{22}(a_2 - a_4)^2 + K_{33}(a_3^2 + a_6^2) \right] \quad (\text{III-1}), \quad \text{где } a_i -$$

элементарная деформация в ЖКВ.

В общем случае типы упорядочения структур ЖКВ обладают специфическими свойствами упругости, но для всех типов – нематиков /НЖК/, смектиков /СЖК/ и холестериков /ХЖК/ - общим свойством является различие модулей упругости K_{ii} между собой, так что для каждого ЖКВ справедливо для любого типа деформации условие :

$$K_{11} \neq K_{22} \neq K_{33} \quad (\text{III-2})$$

Несмотря на эту анизотропию упругости ЖКВ вследствие двумерного характера упорядоченности в ЖКВ из (III-1) получить вывод о возможности совершения упругими силами механической работы не представляется возможным /23/.

Одним из существенных свойств всех ЖКВ является их способность изменять направление директора под влиянием ориентирующих факторов различной природы, среди которых наиболее эффективными являются : влияние опорной поверхности /подложки/, ориентация директора под действием электрического E и магнитного H полей, ориентация в потоке ЖКВ /22/ и др.. Уместный в этой связи вопрос о совместном влиянии различных факторов на состояние ЖКВ можно рассматривать в статике или динамике.

Практически все публикации о результатах исследований вязко - упругих свойств ЖКВ посвящены статическому состоянию ЖКВ в условиях одновременного действия различных ориентирующих факторов, что отражает выше отмеченную потребность свойств ЖКВ для нужд электрооптики, где они используются преимущественно в статике./24/ и др.

В свете этих замечаний представляется понятной неостребованность практикой вопроса о механической работе упругих сил ЖКВ, который вследствие данного обстоятельства в истории исследований свойств ЖКВ остается пока открытым.

III-3. Электро-механический эффект в ЖКВ.

Из всех возможных вариантов комбинированного совместного влияния ориентирующих факторов на ЖКВ здесь требуется рассмотреть энергетический баланс в случае одновременного действия подложки и электрического поля на ЖКВ в случае изменения одного из них во времени. Такую возможность нам представляет условие вращающегося поля, которое возможно создать, например, в области между электродами симметричной трехфазной системы, как это показано на рис. III-2.

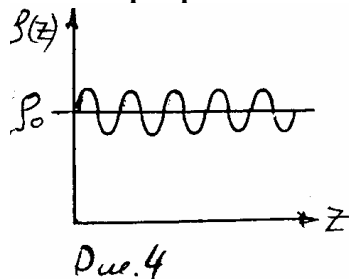


Рис. III-1 (Рис. 4 по /26/)

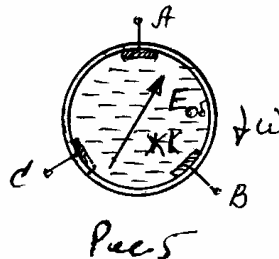


Рис. III-2 (Рис. 5 пол /26/)

Действительно, если напряженности по фазам трехфазного симметричного поля выразить :

$$E_{ab} = E_o \sin vt \quad (\text{III-3a})$$

$$E_{bc} = E_o \sin \left(vt - \frac{2}{3}p \right) \quad (\text{III-3б})$$

$$E_{ca} = E_o \sin\left(vt - \frac{4}{3}p\right) \quad (\text{III-3в})$$

то, направив, например, по направлению АВ ось ОХ, для суммы проекций общей напряженности этого поля по осям ОХ и ОУ получим соответственно :

$$E_x = \frac{3}{2} E_o \sin vt \quad (\text{III-4а})$$

$$E_y = \frac{3}{2} E_o \cos vt \quad (\text{III-4б})$$

Таким образом, результирующая напряженность трехфазного симметричного электрического поля имеет величину :

$$E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2} = \frac{3}{2} E_o = \text{Const} \quad (\text{III-5})$$

и вращается в пространстве между электродами по порядку следования фаз напряженности в уравнениях (III-3а), (III-3б), (III-3в), так как :

$$\text{tg } j = \frac{E_x}{E_y} = \text{tg}(vt) = j(t), \quad (\text{III-6})$$

где скорость вращения определяется частотой изменения поля и числом p - электродов в каждой фазе напряженности :

$$\Omega = \frac{v}{p} \quad (\text{III-7})$$

Так как свободная энергия ЖКВ по (III-1) в статическом поле возрастает на величину энергии поляризации $/22/$, то это обстоятельство позволяет нам показать справедливость следующей теоремы :

Свободная энергия по сечению ЖКВ в плоскости электрического поля распределяется по эллиптическому закону.

Для доказательства этой теоремы, например, для НЖК примем во внимание способность его типа упорядочения, при этом, как это известно $/25/$, опуская члены, содержащие модули упругости K_{11} и K_{22} если ось ОZ направлена по полю E , как это показано на рис. 6.

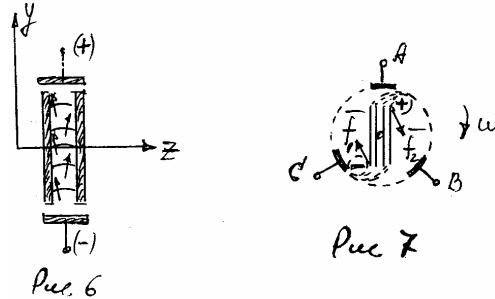


Рис. III-3 (Рис.6 по /26/) Рис. III-4 (Рис.7 по /26/)

Тогда выражение (III-1) для НЖК в электрическом поле по $/22/$ можно записать :

$$W = -P_y E + \frac{1}{2} K_{33} \left(\frac{d\Theta}{dZ} \right)^2 \quad (\text{III-8})$$

$$\text{где } P_y = \sum e_{ij} E_j, \quad (\text{III-9})$$

которое можно расписать в проекциях поля по координатным осям ОХ и ОУ:

$$W = \frac{1}{2} (e_{xx} E_x^2 + 2e_{xy} E_x E_y + e_{yy} E_y^2) + \frac{1}{2} K_{33} \left(\frac{d\Theta}{dZ} \right)^2, \quad (\text{III-10})$$

то есть для приращения свободной энергии НЖК в электрическом поле имеем :

$$W - \frac{1}{2} K_{33} \left(\frac{d\Theta}{dZ} \right)^2 = \frac{1}{2} (e_{xx} E_x^2 + 2e_{xy} E_{xy} + e_{yy} E_y^2) \quad (\text{III-11})$$

Так как левая часть уравнения (III-11) второй степени положительна и конечна, то данное уравнение выражает собой уравнение эллипса, что и является подтверждением справедливости нашей теоремы.

Учитывая модули упругости для типов упорядочения СЖК или ХЖК для соответствующих направлений оси OZ, можно аналогично показать и справедливость данного положения для других типов упорядочения ЖКВ.

Если теперь представить электрическое поле в выражении (III-11) вращающимся, например, по закону (III-7), то результат энергетического баланса определится наличием и других факторов.

Так, например, при отсутствии ориентирующей подложки в ЖКВ мы должны будем принять весь расход электроэнергии при вращении поля на переориентацию молекул ЖКВ, то есть в конечном счете на нагревание ЖКВ. При этом необходимо отметить, что в силу ориентирующего действия электрического поля на ЖКВ переориентация молекул носит асинхронный характер, поэтому можно считать, что вслед за вращением поля E с некоторым запаздыванием вращается и энергетический эллипс распределения свободной энергии по сечению ЖКВ в плоскости поля E.

При отсутствии общей связи между слоями молекул ЖКВ такой асинхронный поворот не может совершить механическую работу, но легко себе представить, что ЖКВ помещено в систему связанных между собой ориентирующих поверхностей - подложек, как это показано на рис. III-4. Тогда поворот формального эллиптического распределения энергии оказывается связанным с образованием вращающего момента, так как :

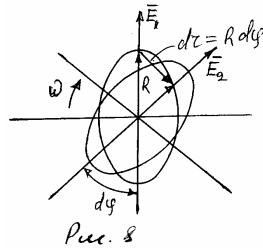


Рис. III-5 (Рис.8 по /26/)

$$\frac{dW}{dj} = R \frac{dW}{dr} = Rf = M \quad (\text{III-12}) \quad .$$

что схематически можно показать как на рис. III-5.

При сильном сцеплении молекул ЖКВ с подложкой, что характерно для большинства ЖКВ /23/, когда энергия взаимодействия молекул ЖКВ с поверхностью подложки сравнима с энергией взаимодействия молекул ЖКВ между собой, поворот поля E неизбежно обусловит не только поворот директора ЖКВ, но и самой подложки, что и создает механический момент вращения (III-12).

Разумеется, полное превращение в механическую работу всего приращения (III-11) свободной энергии ЖКВ невозможно вследствие реальных тепло - и электропроводности ЖКВ /24/, но с учетом изложенного для полного энергетического баланса в данном случае необходимо учесть и механические потери :

$$dW = dQ + dA \quad , \quad (\text{III-13})$$

где: dQ - количество теплоты, выделенной в ЖКВ вследствие электропроводности ЖКВ, а dA - механическая работа вращающего момента сил по (III-12).

Таким образом, в полном соответствии со вторым началом термодинамики, в результате совместного влияния ориентирующих факторов подложек ЖКВ и

вращающегося электрического поля энергия электрического поля частично превращается в потенциальную энергию деформаций слоев данной области ЖКВ, которая расходуется на механическую работу поворота подложек в соответствии с поворотом директора данной области ЖКВ.

4. Проявления и возможные приложения электро - механического эффекта в ЖКВ.

Как это показано выше, в силу приоритетности исследований свойств ЖКВ в статических условиях для нужд электрооптики современные публикации результатов исследований свойств ЖКВ ограничиваются зависимостью вязкоупругих свойств ЖКВ от температуры и концентрации компонент. Вместе с тем, за историю исследований и применения ЖКВ оказались обнаруженными и такие результаты, которые косвенно подтверждают наши выводы об электро-механическом эффекте в ЖКВ, являясь его проявлением.

Так, например, в монографии /22/ на стр.157 отмечено, что: «...оптически регистрировалась скорость передвижения жидкого кристалла за счет силы

dqE , где пространственный заряд dq появляется вследствие флексэффекта...» :

$$dq = -\frac{dP}{dy} \quad (\text{III-14})$$

Там же, на стр.315 отмечено, что : « ... В отличие от НЖК, в смектических фазах помимо флексоэлектрического может наблюдаться и истинно пьезоэлектрический эффект, обусловленный изменениями межслойного расстояния под действием внешних сил...»

В монографии /23/, например, на стр. 228 отмечено, что : «... если теперь к сегнетоэлектрическому ЖК приложить электрическое поле..., то на молекулы ЖК будет действовать вращательный момент сил ...»

В сборнике /25/ на стр.31 и др. отмечено, что : « ... если волновой вектор

\vec{q} перпендикулярен вектору \vec{n} , то смещение оказывается поперечным и возникает дополнительная вращающая сила, поскольку поле директора

\vec{n} остается перпендикулярным к слоям. В этом случае смещение слоев приводит к веерообразному искажению поля директора и упругой энергии...»

Все перечисленные и другие экспериментальные результаты косвенным образом подтверждают возможность перехода электроэнергии посредством деформаций слоев ЖКВ в упругую энергию, которая при определенных условиях может совершить работу /26/.

По существу предложений на основе ливикристаллодинамики мне пришлось докладывать на конференциях «Сибресурс-2002» /26/ и «Сибресурс-2003» / 9 /, где свои выводы я иллюстрировал изобретениями на основании ливикристаллодинамики (двигатель по патенту РФ № 1589987, насос по патенту РФ № 1490318 и др.). Поэтому здесь вслед за нашими замечаниями относительно аксиоматики классической электродинамики и классической гидродинамики, что продуктивность ливикристаллодинамики в свою очередь свидетельствует об адекватности наших оснований в виде экспериментально установленных зависимостей:

$$W = \frac{1}{2} \left[K_{11}(a_1 + a_5)^2 + K_{22}(a_2 - a_4)^2 + K_{33}(a_3^2 + a_6^2) \right] \quad (\text{III-1}),$$

$$K_{11} \neq K_{22} \neq K_{33} \quad (\text{III-2})$$

$$W = -P_y E + \frac{1}{2} K_{33} \left(\frac{d\Theta}{dZ} \right)^2 \quad (\text{III-8})$$

Другими словами, нами в изложенных исследованиях в основу ливикристаллодинамики положены три указанных выше адекватные аксиомы.

Выводы:

Сведя теперь наши замечания по аксиоматике всех трех, рассмотренных выше, теорий мы вполне обоснованно можем отметить их общие особенности:

1) Классическая электродинамика в действительности была основана на трех аксиомах, поэтому могла решать лишь плоские задачи, то есть для нее оказалось невозможным решение задач в трехмерном пространстве (“электромагнитный парадокс”, взаимодействие тороидальных обмоток, взаимодействие длинных соленоидов и др.)

Магнитодинамика заменила неадекватную аксиому (I-4) на адекватную (I-26) и оказалась способной успешно решать трехмерные задачи на основе четырех адекватных аксиом.

2) Классическая гидродинамика была основана на трех аксиомах – уравнениях Эйлера, не учитывала теорему об электрогидравлическом кумулятивном эффекте, поэтому не могла видеть решения трехмерных задач по суперпозиции ударных волн, рассматривая движение гидротока и потока ударных волн независимо.

Электрогидродинамика добавила к трем уравнениям Эйлера – аксиоматической основе классической гидродинамики теорему об электрогидравлическом кумулятивном эффекте, предопределив основания из четырех адекватных аксиом, что и позволило ей решать трехмерные задачи в виде электрогидравлических систем.

3) Физика конденсированных сред накопила множество экспериментальных результатов, из которых мы систематизировали три наиболее фундаментальные и положили их в основания ливикристаллодинамики, что позволило нам решать новые плоские задачи по применению электромеханического эффекта в жидкокристаллических веществах.

4) Пользуясь теперь индуктивным методом формальной логики, можно сформулировать наш общий вывод:

Полная система фундаментальных аксиом в основаниях физических теорий должна содержать количество адекватных аксиом на единицу больше по отношению к размерности пространства решаемых теорией задач.

Литература:

1. Гильберт Д. Основания геометрии. Пер. с нем. М.-Л. ОГИЗ, 1948, стр.396 и др.
2. Фарадей М. Экспериментальные исследования по электричеству. М. АН СССР, т.1, 1947 г., стр.96, т.2, 1952 г., стр.213 и др.
3. Тамм И.Е. Основы теории электричества, М., ГОНТИ, 1956 г., стр.267 и др.
4. Вертинский П.А. Оптимизация электромеханических систем методами магнитодинамики // Сб. «Сибресурс-2002», ИГЭА, Иркутск, 2002, стр.40 и др.
5. Фейнман Р. и др. Фейнмановские лекции по физике. М., «Мир», 1972 г., вып.5, стр.287, вып.6, стр.22,92 и др.
6. Вонсовский С.Б. Магнетизм, М., «Наука», 1971 г., стр.17,41 и др.
7. Вертинский П.А. I. Магнитодинамика. г. Усолье-Сибирское, 1993 г. 222 с.
8. Вертинский П.А. Возможные пути обеспечения экологической безопасности технологий в электрометаллургии алюминия // Сб. VI «Сибресурс-2003», Иркутск, БГУЭП 2003, стр.273 и др.
9. Вертинский П.А. Перспективы технических решений экологических проблем энергетики // Сб. VI «Сибресурс-2003», БГУЭП, Иркутск, 2003, стр.282 и др.
10. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1968 г. стр.46-58, 201, 374 и др.

11. Фадеенко Ю.И. и др. Разрядные волны в канале с последовательностью искровых промежутков. //»Физика горения и взрыва» N 1/ 1969 г.,с.144 и др.
12. Седов Л.И. Механика сплошной среды. М., »Наука», 1976 г.,т.1,стр.447, т.2,стр.26.
13. Риман Б. Сочинения. М-Л., ОГИЗ, 1948 г., стр.376 и др.
14. Юткин Л.А. Электродинамический эффект. М-Л., Машгиз, 1955 г.стр.8 и др.
15. Наугольных К.А., Рой Н.А. Электрический разряд в воде. М.,»Наука»,1971 г.
16. Несветайлов Г.А., Серебряков А.А. Теория и практика электро - гидравлического эффекта. Минск,ИНТИ,1965 г.стр.4 и др.
17. Попилов Л.Я. Электро - физическая и электромеханическая обработка материалов. М.,»Машиностроение»,1969 г., стр.263 и др.
18. Иванов В.В. О применимости приближения Кирквуда – Бете для исследования мощных подводных искровых разрядов цилиндрической симметрии.// «Электродинамический эффект и его применение», Киев, АН УССР,1981 г.
19. Вертинский П.А. П.Электродинамика, г. Усолье-Сибирское,1996 г.,144с.
20. Вертинский П.А. Повышение эффективности электродинамических систем с помощью электродинамического кумулятивного эффекта // Сб.V»Сибресурс-2002», ИГЭА, Иркутск, 2002, стр.49 и др.
21. Вертинский П.А. Электродинамическая трубопроводная магистраль с отрицательным гидравлическим сопротивлением как принципиальная техническая основа решений природоохранных задач // Сб.VI «Сибресурс-2003», Иркутск, БГУЭП,2003,стр.296 и др.
22. Блинов Л.М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов.М.,1983 г.,стр.12,34,78 и др.
23. Сонин А.С. Введение в физику жидких кристаллов. М.,»Наука», 1983 г., стр.7,22,94 и др.
24. Гребенкин М.Ф., Иващенко А.В. Жидкокристаллические материалы. М.,»Химия», 1989 г., стр.132, 195 и др.
25. Литстер Дж. И Бирженс Р. Жидкие кристаллы.//Сб. »Физика за рубежом», М.,»Мир»,1983 г., стр.31 и др.
26. Вертинский П.А. Решение задач микроминиатюризации электропривода на основе электромеханического эффекта в ЖКВ // Сб.V»Сибресурс-2002» ИГЭА, Иркутск, 2002г.,стр.58 и др.