К ВОПРОСУ О ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ АНАЛОГИИ МЕЖДУ УРАВНЕНИЯМИ КЛАССИЧЕСКОЙ ГИДРОДИНАМИКИ И ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

В.Л. Бычков

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
Москва,119992, Ленинские горы, Россия, , bychvl@orc.ru

1. Введение

Вопросы о гидродинамической и механической аналогии между уравнениями механики, гидродинамики и электродинамики стоят с момента создания Максвеллом своих уравнений [1-12] и постоянно используются в книгах и статьях по механике и гидродинамике. Анализу самих уравнений Максвелла посвящено много исследований, описание их различных вариантов, формулировок и наборов переменных величин можно найти в [13], а их противоречивость и несоблюдение в них законов сохранения обсуждаются в [14-16, 22]. Возможность применения уравнений Максвелла к описанию экспериментов классической электродинамики, физического вакуума с позиций эфиродинамики, их обобщение на другие масштабы и явления посвящены работы в области классических подходов к электродинамике, начиная с работ [1-3], продолжающиеся и активно дискуссирующееся в работах [7-11,16-17].

Следует отметить применение механики идеальной жидкости для описания сверхтекучего ^{3}He [18-19], в котором идеальная жидкость выступает, как физический вакуум [19].

Каждое из развиваемых направлений имеет свои достоинства и недостатки, приводящие к вопросам о соответствии между данными подходами и экспериментами классической электродинамики.

В работах [1- 2,15-16] развивались и обсуждались подходы, основанные на моделях гидродинамических вихрей и сравнении таких экспериментов с их выводами. Основная трудность в интерпретации этих подходов состоит в вопросе о происхождении вихрей в невязком медиуме, который приводит авторов к введению дополнительных механизмов образования без должного обоснования.

В работах [8-12] рассматривалось получение уравнений Максвелловского типа и параметров частиц. При этом пропускалась стадия их сравнения с экспериментами классической электродинамики. Например, в [8] с самого начала постулируется турбулентная среда без проверки подхода в случае не возмущенной среды, а в [11] рассматривается невязкая идеальная среда и сразу рассматриваются ее возмущения, без анализа ламинарной стадии.

В данной работе мы проведем анализ возможности установления аналогии между уравнениями гидродинамики и Максвелла не основанный на динамике отдельных вихрей, в отличие от [15-16], и установления соответствия между соотношениями, полученными на основе гидродинамических уравнений и известными электродинамическими экспериментами. Эта стадия работ пропускалась в [8-12], и требует соответствующего анализа. Некоторые из полученных результатов очень кратко упоминались в [7], и из текста было непонятно насколько глубоко они проработаны.

При этом на данной стадии исследований мы оставим в стороне вопросы, связанные со структурой заряженных частиц (электронов, ионов и др.) к которым можно вернуться анализируя с классических позиций соответствующие эксперименты.

2. Гидродинамические уравнения

На данной стадии исследований мы будем исходить из уравнений непрерывности и сохранения импульса (уравнение для объемной силы) в Эйлеровом подходе для идеальной невязкой жидкости [3-6], *флюида,* с которым можно отождествить, так называемый, гидродинамический «физический вакуум», а именно:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div(\rho \cdot \overline{V}) = 0 \; ; \qquad (1)$$

$$\overline{F} = \frac{\partial \overline{V}}{\partial t} + (\overline{V} \cdot \nabla)\overline{V} + \frac{1}{\rho} grad\, p \; ; \qquad (2)$$

здесь ρ - плотность флюида (жидкости), p – давление в жидкости, $\overline{V}$ - скорость жидкости, $\overline{F}$ - объемная сила.

Преобразуем уравнение (2) при помощи известной формулы

$$grad(\overline{V}^2/2) = (\overline{V} \cdot \nabla)\overline{V} + \overline{V} \times rot(\overline{V})$$

в вид уравнения Громеки [3-6]

$$\overline{F} = \frac{\partial \overline{V}}{\partial t} + \overline{V} \times rot(\overline{V}) + grad(\overline{V}^2/2) + \frac{1}{\rho} grad\, p \; , \qquad (3)$$

или, если в нулевом приближении считать, что ρ=*const,* то

$$\overline{F} = \frac{\partial \overline{V}}{\partial t} + \overline{V} \times rot(\overline{V}) + \frac{1}{\rho} \cdot grad(\rho \cdot \overline{V}^2/2 + p) \, , \qquad (4)$$

где последний член справа под знаком градиента представляет собой сумму внутренней и кинетической энергии жидкости.

Согласно классической электродинамике на заряженную частицу в электрическом и магнитном поле действует комбинация сил, так называемая, сила Лоренца [18]

$$\overline{F}/e' = \overline{E} + \overline{V} \times \overline{B} \; , \qquad (5)$$

где e', $\overline{E}$, $\overline{B}$ - соответственно электрический заряд, движущийся со скоростью $\overline{V}$, напряженность электрического поля, и индукция магнитного поля.

Формальная аналогия между (4) и (5) возникает, если вместо ускорения $\dfrac{\partial \overline{V}}{\partial t}$ использовать обозначение $\overline{E}$, а вместо частоты, связанной с вращением, $rot(\overline{V})$ использовать $\overline{B}$, или

$$\frac{\partial \overline{V}}{\partial t} = \overline{E} \, , \qquad (6)$$

$$rot(\overline{V})=\overline{B}\ . \tag{7}$$

Тогда

$$\overline{F}=\overline{E}+\overline{V}\times\overline{B}+\frac{1}{\rho}\cdot grad\,(\rho\cdot\overline{V}^2/2+p)\,, \tag{8}$$

в случае $\rho\cdot\overline{V}^2/2+p=const$ можно видеть полную аналогию между удельными действующими в объеме силами.

В случае потенциального поля $\overline{F}=-\nabla\Phi$, имеем

$$\overline{E}=-\overline{V}\times\overline{B}-\cdot grad\,(\cdot\overline{V}^2/2+p/\rho+\Phi)\,. \tag{9}$$

При $\overline{V}\times\overline{B}=0$

$$div\,\overline{E}=-\,divgrad\,(\overline{V}^2/2+p/\rho+\Phi)\,.$$

По теореме Остроградского – Гаусса имеем

$$\oint\overline{E}d\overline{s}=-\int\Delta(\overline{V}^2/2+p/\rho+\Phi)\,dv$$

В частности, в сферическом случае имеем

$$E=\frac{-\int\Delta(\overline{V}^2/2+p/\rho+\Phi)\,dv}{4\pi r^2}, \tag{10}$$

т.е. если объемные силы отсутствуют и $\overline{V}^2/2<<p/\rho$,

$$E=\frac{-\int\Delta\,p\,dv}{\rho\,4\pi r^2}\ .$$

В электродинамике имеется известное соотношение

$$\oint\overline{E}d\overline{s}=\frac{q}{\varepsilon_0}=\frac{\int\rho'_e\,dv}{\varepsilon_0}, \tag{11}$$

из которого, в сферическом случае, имеем

$$E=\frac{\int\rho'_e\,dv}{4\pi r^2\varepsilon_0}=\frac{q}{\varepsilon_0\,4\pi r^2}\ , \tag{11a}$$

где q, ρ'_e, ε_0- соответственно электрический заряд, плотность электрического заряда и диэлектрическая проницаемость вакуума.

Сравнение формул (10) и (11а), показывает что электрическому заряду в гидродинамике соответствует некоторый процесс, связанный с переносом энергии через объем (ток ?), а диэлектрической проницаемости ε_0 - плотность несжимаемой жидкости ρ. При этом размерность $\overline{E}$ в гидродинамике- соответствует L/T^2 (L- линейный масштаб, T- время) , а размерности $\left[\frac{q}{\varepsilon_0}\right]$ - L^3/T^2.

3. Аналоги уравнений Максвелла.

Для выяснения этого вопроса проделаем операцию **rot** над выражениями (4) и (7), предполагая потенциальность объемной силы, получим,

$$\frac{\partial rot\overline{V}}{\partial t}+rot(\overline{V}\times rot(\overline{V}))=0,$$

или в виде аналога первого уравнения Максвелла имеем:

$$\frac{\partial \overline{B}}{\partial t}=-rot(\overline{V}\times\overline{B})=-rot(\overline{E})\,. \qquad (12)$$

Преобразуем выражение (7), взяв rot от обеих его частей

$$rot(\overline{B})=rot(rot(\overline{V}))\equiv\overline{J} \quad , \qquad (13)$$

и согласно теореме Стокса, получим

$$\oint_L \overline{B}\,dl\equiv\oint_L rot(\overline{V})\,dl=\int_S rot(rot(\overline{V}))\,dS=\int_S \overline{J}\,dS\equiv I\,,$$

(14)

где L – контур, охватывающий ток (некоторый гидродинамический поток) I в жидкости, S – произвольная поверхность, опирающаяся на данный контур, $\overline{J}$ - плотность тока в жидкости.

Итак, мы получили аналог второго уравнения Максвелла, так называемого, закона полного тока. Поскольку эта формула аналогична закону полного тока в электродинамике, где ток течет в контуре между его сечениями, то можно предположить, что с точки зрения гидродинамики реальные провода формируют течения во флюиде в области вокруг проводов.

Из (14) следует, что в зависимости от распределения плотности тока по сечению контура можно получить различные зависимости между «магнитной индукцией» и током, текущим через контур.

Так, например, пусть $\overline{J}$ = *const,* а контур ограничивает цилиндрическую область радиуса R , тогда

$$I=\pi R^2\cdot J\,. \qquad (15)$$

Пусть $\overline{V}=J_0\cdot\bar{l}_z\cdot\alpha\cdot r^{\beta}$, где J_0, α , β - некоторые постоянные, $\bar{l}_z$ - вектор по направлению совпадающий с направлением цилиндрической области, r - радиус цилиндра.

Тогда $I=J_0\cdot(-2\cdot\pi\cdot\alpha\cdot\beta\cdot\bar{l}_z\cdot R^{\beta})$. (16)

Формулы (11) –(13) , при учете примеров (15)-(16) показывают, что переменный ток в контуре с плотностью тока, зависящей от времени по закону $J_0(t)$, порождает переменное электрическое поле, т.е. в гидродинамическом аналоге уравнений Максвелла специальное введение тока смещения не обязательно, см. ниже.

Рассмотрим выражение для потока Φ :

$$\Phi=\int\overline{B}\,d\overline{s}$$

из него следует

$$\frac{\partial\Phi}{\partial t}=\int\frac{\partial\overline{B}}{\partial t}\,d\overline{s}=-\int rot\,\overline{E}\,d\overline{s}=-\oint\overline{E}\,d\bar{l}\,,$$

или формула для некоторой характеристики ε в контуре

$$\varepsilon = \oint \overline{E}\, d\overline{l} = -\frac{\partial \Phi}{\partial t},$$

аналогичная формула получена в электродинамике [20].

4. Силовые законы классической электродинамики

Как известно из векторного анализа [3-6] в случае идеальной жидкости верно следующее соотношение, носящее название закона Био-Савара для завихренного объема V несжимаемой среды

$$\overline{V} = \frac{1}{4\pi}\int_V \frac{rot\,\overline{V} \times \vec{r}}{r^3}\,d\tau, \qquad (17)$$

где $d\tau$ -элемент этого объема.

В случае одного вихревого шнура (16*)* переходит в выражение

$$\overline{V} = \frac{1}{4\pi}\oint \overline{V} dl_c \int_V \frac{d\overline{l} \times \vec{r}}{r^3}.$$

Из (17) вытекает соотношение

$$rot\,\overline{V} = \frac{1}{4\pi}\int_V \frac{rot\,(rot\overline{V}) \times \vec{r}}{r^3}\,d\tau, \qquad (18)$$

или используя, введенную нами выше аналогию (6), (7), (12), получим хорошо известную гидродинамическую аналогию [3-6] для электродинамического закона Био-Савара

$$\overline{B} = \frac{1}{4\pi}\int_V \frac{\overline{J} \times \vec{r}}{r^3}\,d\tau,$$

(19)

или для элемента тока *i* длиной *dl* , для модуля *dB* можно записать

$$d\,B = \frac{I\,dl \cdot \sin\alpha}{4\pi r^2}, \qquad (20)$$

из которой следует известная формула для индукции поля прямого тока [20]

$B = \dfrac{I}{2\pi\, r}$ - закон Эрстеда, который также следует из формулы (14).

5. Применение теоремы Н.Е. Жуковского

Эта теорема определяет силовое воздействие потенциального потока на обтекаемое им тело любой формы. В таком потоке силовое воздействие его на тело, как показал Н.Е. Жуковский, приводится лишь к одной силе, направленной перпендикулярно к скорости набегающего потока.

Например, для цилиндра теорема заключается в следующем [4-6]: при циркуляционном обтекании цилиндра идеальной несжимаемой жидкостью на цилиндр действует сила, нормальная к скорости на бесконечности V_∞ и равная произведению этой скорости на циркуляцию $\Gamma = 2\cdot\oint \bar{V}\,d\bar{l}$ и плотность потока ρ :

$$F = \rho\cdot\Gamma\cdot V_\infty\cdot l\,, \qquad (21)$$

где l длина цилиндра.

Пусть имеется два параллельных провода, по которым текут в одну сторону токи I_1 и I_2, провод I_2 , который будем считать на бесконечности, вызывает во флюиде течение, которое обтекает провод I_1, создает циркуляцию и вызывает его движение.

Из формул введенных выше будем иметь:

$$\Gamma = 2\cdot\oint \bar{V}\,d\bar{l} = 2\int rot\bar{V}\,d\bar{s} = 2\cdot\int \bar{B}\,d\bar{s} = 2\cdot\int \frac{\bar{I}_2}{2\cdot\pi\cdot r}d\bar{s} = 2\cdot\bar{I}_2\cdot r_2\,, \qquad (22)$$

$$\bar{V} = \frac{1}{4\pi}\int_V \frac{rot\,\bar{V}\times\vec{r}}{r^3}d\tau = \frac{1}{4\pi}\int_V \frac{\bar{H}\times\vec{r}}{r^3}d\tau = \frac{\Gamma}{4\pi}\int_l \frac{d\,l\times\vec{r}}{r^3}\,,$$

или для участка провода длиной dl_2

$$\bar{V} = \frac{I_1\cdot r_1}{2\pi}\frac{d\,\bar{l}_2}{r^3}\,.$$

Откуда получим

$$F = \cdot\,\rho\cdot\bar{I}_2\cdot r_2\frac{I_1\cdot r_1}{\pi}\frac{d\,l_2\,d\,l_1}{r^2}\cdot\Omega = C\frac{I_1\cdot\bar{I}_2}{}\frac{d\,l_2\cdot d\,l_1}{r^2}\cdot\Omega\,, \qquad (23)$$

т.е. аналог формулы Ампера, где Ω - угловая функция, а С – некоторая постоянная.

Перейдем к анализу закона Кулона, в котором попытаемся обойти вопрос о гидродинамической природе заряда, и попробуем ввести в него токи, которые имеют наглядную интерпретацию в гидродинамике.

Для этого рассмотрим электродинамический закон Кулона в виде

$$F = C\frac{Q_1\cdot Q_2}{r^2}\,, \qquad (24)$$

где Q_1, Q_2 , так называемые, заряды, а r – расстояние между их центрами.

Как следует из описания экспериментов Кулона [21], у него в экспериментах постоянно происходила утечка зарядов, что приводило к сложностям при проведении экспериментов, как с зарядами одного, так и разных знаков настолько, что приходилось даже менять методику экспериментов. Учтем это обстоятельство, введя зависимость заряда от времени. В простейшем случае эта зависимость имеет вид

$$\frac{d\,Q}{d\,t} = -\alpha\cdot Q \equiv I\,, \qquad (25)$$

где α - характерная частота (обратное время) стекания заряда. Подставляя выражение для токов (25) в формулу (24), получим

$$F = C\frac{I_1\cdot I_2}{r^2}\,, \qquad (26)$$

при этом формула (26) также описывает силовое взаимодействие, силы, в случае одинаково направленных токов (одинаковых зарядов), будут направлены под углом во внешнюю область, т.е. заряды отталкиваются; притяжение при разных зарядах также описывается формулой (26) при соответствующем геометрическом построении.

Итак, мы получили, что законы Кулона и Ампера в гидродинамике по существу описывают одно и то же явление.

Лозоходство с определением течения реки под землей имеет тривиальное объяснение с точки зрения данного подхода. Под землей течет река. В воде имеется проводимость, которая реализует при течении воды ток. Рамки представляют собой два параллельных провода, с которых стекают токи с тела человека. Движение рамок характеризует обтекание флюидом (циркуляцию) порожденным рекой цилиндрических контуров.

6. Максвелловский случай

Как и ранее рассмотрим формулу

$$rot(\overline{V}) = \overline{B}.$$

$$\overline{E} = -\overline{V} \times \overline{B} = \overline{B} \times \overline{V}, \qquad (27)$$

предположим, как это делается в стандартном курсе электродинамики [23], что

$$\overline{B} = \overline{V} \times \overline{E},$$

(это произвольное предположение, в гидродинамике ни на чем не основанное) тогда

$$rot\,\overline{B} = \left[\nabla \times \left[\overline{V} \times \overline{E}\right]\right] = \overline{V} \cdot \nabla\overline{E} - (\overline{V} \cdot \nabla)\,\overline{E}, \qquad (28)$$

кроме того, предположим, что

$$\overline{E} = E_a \cdot \overline{r},$$

и воспользуемся соотношением

$$\frac{\partial \overline{E}_a}{\partial t} = \left(\frac{\partial \overline{r}}{\partial t} \cdot \nabla\right)\overline{E}_a = -\left(\overline{V}_a \cdot \nabla\right)\overline{E}_a,$$

после чего из (28) следует

$$rot\,\overline{B} = \overline{V} \cdot \overline{\nabla}\overline{E} + \frac{\partial \overline{E}}{\partial t},$$

или, если положить формально, что $\overline{J} = \overline{V} \cdot \overline{\nabla}\overline{E}$, то получим известное уравнение Максвелла, включающее, так называемый, ток смещения

$$rot\,\overline{B} = \overline{J} + \frac{\partial \overline{E}}{\partial t}, \qquad (29)$$

При этом согласно (13)

$$rot(\overline{B}) = rot(rot(\overline{V})) \equiv \overline{J}$$

и с точки зрения гидродинамики остается невыясненным, что представляет собой ток

$$\overline{J} = \overline{V} \cdot \overline{\nabla}\overline{E},$$

и когда он становится равным $\overline{J} = rot(rot(\overline{V}))$, и насколько обоснована цепь проведенных преобразований.

При $\overline{J} = \overline{V} \cdot \overline{\nabla}\overline{E} = 0$ при помощи (29) можно получить выражение для волнового процесса.

Обратимся снова к соотношению (26)

$$\overline{E} = -\overline{V} \times \overline{B} = \overline{B} \times \overline{V} = -\left[\overline{V} \times \left[\overline{V} \times \overline{E}\right]\right] = -\overline{V} \cdot (\overline{V} \cdot \overline{E}) + \overline{V}^2 \cdot \overline{E} = \overline{V}^2 \cdot \overline{E}, \qquad (30)$$

откуда следует

$$\overline{V}^2 = 1, \qquad (31)$$

Из (26) и (30) $\left|\overline{E}\right| = \left|\overline{B}\right|$.

Стандартным способом [20] из (28) можно получить волновое уравнение, где $\left|\overline{V}\right| = C = 1$.

Поскольку в гидродинамике все величины измеряются в системе единиц СИ, то полученная С =1 м/с. Поэтому в электродинамике требуется соответствующая нормализация данных на реальную скорость света [23], которая делается постулированием сил умноженным на отношение $\frac{e}{C}$, где e – заряд, а C – скорость света.

Отметим, что скорость волны в электродинамике никак не связано со свойствами среды. Однако, в гидродинамике в первом порядке по возмущениям скорости, давления и плотности [4] получается звуковая волна с типичной скоростью звука a_0

$$a_0 = \sqrt{\left(\frac{dp}{d\rho}\right)_0},$$

где индекс 0 означает невозмущенное состояние окружающей среды. Уравнения для волны скорости, давления и плотности, оказываются одинаковыми [3]. При этом ускорение во флюиде (E - в нашей аналогии) также имеет характер волны, распространяющейся со скоростью a_0 в слабо возмущенной среде. Вопросы аналогии при распространении электромагнитных и гидродинамических волн, требуют специального анализа и выходят за рамки данной статьи.

7. Проблемы электрической энергии

Будем исходить из уравнения (12), тогда

$$\frac{\partial \overline{B}}{\partial t} = -rot(\overline{V} \times \overline{B}) = -rot(\overline{E}).$$

Умножим его на $\overline{B}$ и проделаем тривиальные операции, получим

$$\frac{\overline{B} \cdot \partial \overline{B}}{\partial t} = -\left(\overline{B} \cdot rot(\overline{E}) - \overline{E} \cdot rot(\overline{B})\right) - \overline{E} \cdot rot(\overline{B}).$$

Отсюда

$$\frac{1 \cdot \partial \overline{B}^2}{2 \cdot \partial t} = -div[\overline{E} \times \overline{B}] - \overline{E} \cdot rot(\overline{B}),$$

откуда

$$\frac{\partial}{\partial t}\int \frac{\overline{B}^2}{2 \cdot} d\tau = -\int [\overline{E} \times \overline{B}] dS - \int \overline{E} \cdot rot(\overline{B}) d\tau, \qquad (32)$$

при этом размерность компонентов в выражении (32) $\frac{L^3}{T^3}$ пропорциональна скорости в кубе и не имеет отношения к закону сохранения энергии. Аналогичная ситуация реализуется и в случае классической электродинамики, как это показано в работах [13, 22].

Рассмотрим произведение $\varepsilon_0 E^2$, оно выражает некоторую плотность энергии, если размерность выбрать, как $[\varepsilon_0] = \frac{\mathrm{M} \cdot \mathrm{T}^2}{\mathrm{L}^3}$, при этом размерность «заряда» становится $[q] = \mathrm{M}$, а размерность магнитной индукции размерность $[B] = \mathrm{T}^{-1}$.

Введем переменную H: $B = \mu \cdot H$, для того, чтобы произведение $\mu_0 \cdot H^2$ имело размерность энергии, а произведение $\varepsilon_0 \cdot \mu_0$ имело размерность обратной скорости в в кадрате, $[\varepsilon_0 \cdot \mu_0] = \frac{\mathrm{T}^2}{\mathrm{L}^2}$, μ_0 должно иметь размерность $[\mu_0] = \frac{L}{M}$.

Мы видим, что неоправданный выбор нормирующих констант как в случае с $\varepsilon_0 E^2$ и $\mu_0 \cdot H^2$ приводит в гидродинамике к утрате исходного физического смысла.

8. Вопрос об «антеннах»

Итак имеем два уравнения (11) и (13). Используя формулу Био-Савара (17) (см. выше) можно получить

$$\overline{E} = \frac{1}{2}\int_S rot\, \overline{E} d\overline{S} \cdot \int_s \frac{d\overline{s} \times \vec{r}}{r^3} d\overline{s} = \frac{1}{2}\int_S \frac{\partial \overline{B}}{\partial t} d\overline{S} \cdot \int_s \frac{d\overline{s} \times \vec{r}}{r^3} d\overline{s}$$

В частном случае прямого тока имеем

$$\overline{E} = \frac{1}{4\pi}\int_S \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\overline{I}}{r}\right) d\overline{S} \cdot \int_s \frac{d\overline{s} \times \vec{r}}{r^3} d\overline{s}$$

Это выражение показывает, что электрическое поле на расстоянии r зависит от тока и характеризуется характером протекания тока в проводнике.

Это идеологически совпадает с практикой расчета поля, создаваемой антеннами.

Для примера приведем рекомендованное в [24] для использования в радиотехнике формулу для поля E_r произвольной точки в дальней зоне[24, 25]

$$\overline{E} = \frac{60 \cdot k \cdot l_g I}{r} \sin\theta \cdot C \cdot \exp(-j \cdot k \cdot r),$$

где $k = 2\pi / \lambda$, $j = \sqrt{-1}$.

В которую на практике [24, 25] вводятся подгоночные параметры. В [25] утверждается, что в практике создания антенн никогда не используются формулы Максвелла с током смещения. То есть введение тока смещения в практике радиоволн не оправдано.

Выводы

Применение представлений гидродинамики несжимаемой идеальной жидкости позволяют получить аналогичные результаты практически для всех известных экспериментальных данных из области классической макроскопической электродинамики.

Ток, реализуемый в проводах,- создает вокруг себя течение во флюиде-физическом вакууме. Электрическое поле представляет собой ускорение некоторого течения в жидкости, а магнитное поле – частоту некоторого вращательного движения в жидкости.

Законы Ампера и Кулона описывают взаимодействие потоков сформированных во флюиде (проводами или телами) с реальными телами, описываемое уравнением Жуковского.

Силовые законы в жидкости аналогичны уравнениям Максвелла, однако в них в общем случае отсутствует ток смещения в явном виде, что объясняет парадоксы классической электродинамики с гидродинамической точки зрения. При специальном предположении, что направления «магнитного поля», «электрического поля» и скорости флюида взаимно перпендикулярны, можно получить аналог уравнения Максвелла, включающий ток смещения. В этом случае некоторые гидродинамические функции, полученные в процессе решения, требуют дополнительного анализа с точки зрения однозначности подхода. При решении уравнений в этом случае получается некоторая конкретная скорость распространения волны во флюиде (которую в электродинамике отождествляют со скоростью света). В общем случае в гидродинамике скорость распространения возмущения может быть любой.

Выражения по внешнему виду аналогичные законам распространения электромагнитной волны, в общем гидродинамическом случае, описывают движение жидкости с некоторой скоростью, а не перенос энергии.

Как известно уравнения гидродинамики нелинейны, но инвариантны по отношению к преобразованиям Галилея, а линейные законы электродинамики инвариантны по отношению к преобразованиям Лоренца. Как следует из проведенного анализа, проделанные замены переменных в уравнениях гидродинамики, линеаризуют их и меняют их математический характер и физический смысл. Такая редукция приводит к тому, что преобразования Лоренца имеют характер «расплаты» за линеаризацию и не несут фундаментального смысла.

Литература

1. Томсон Дж. Дж. Электричество и материя. РХД. Москва- Ижевск. 2004.
2. Жуковский Н.Е. Полное собрание сочинений. Т. 9. С.245-260. Главная редакция авиационной литературы. Москва –Ленинград. 1937.
3. Sommerfeld A. Mechanics of deformable media. Inostannaya Literatura Publishers. Moscow. 1954. Москва –Ленинград. 1950.
4. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. Гос. Изд-во технико-теоретической литературы.
5. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. Часть.1. Гос. Изд-во Физ.-Мат. Литературы. Москва.1963.
6. Бондарев Е.Н., Дубасов В.Т., Рыжов Ю.А., Свирщевский С.Б., Семенчиков Н.В. Аэрогидромеханика. Машиностроение. Москва. 1993.
7. Шипицын Л.А. Гидродинамическая интерпретация электродинамики и квантовой механики. Изд-во МПИ. Москва. 1990.
8. Трошкин О.В. О малых возмущениях турбулентных сред. В Сб. Этюды о турбулентности. Под. ред. Акаф. О.М. Белоцерковского. Наука. 1994.
9. Иванов М.Я. Об аналогии между газодинамическими и электродинамическими моделями // Физическая мысль России. 1998. В. 1, с. 3-14.

10. Грязнов А.Ю., Потанин С.А. Механическая интерпретация электродинамических уравнений Максвелла.
11. Magnitskii N.A. Mathematical theory of physical vacuum. Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simulat. 2011. V.16. P. 2438-2444ю
12. Репченко О.Н. Полевая физика или как устроен мир?. Галерея. Москва. 2005.
13. Максвелл и развитие физики XIX-XX веков. Сб. работ под ред. Л.С. Полака. М. Наука 1985.
14. Петров Ю.И. Парадоксы фундаментальных представлений физики. Книжный дом «Либроком». Москва. 2009.
15. Петров В.М. Мифы современной физики. Книжный дом «Либроком». Москва. 2012.
16. Ацюковский В.А. Общая эфиродинамика. Энергоатомиздат. 1993.
17. Бураго С.Г. Роль эфиродинамики в познании мира. Мом. Книга. Москва. 2007.
18. Паттерман С. Гидродинамика сверхтекучей жидкости. Мир. Москва. 1978.
19. Болдырева Л.Б. Что дает физике наделение физического вакуума свойствами сверхтекучего ^{3}He-B. Книжный дом «Либроком». Москва. 2012.
20. Савельев И.В. Курс общей физики. Том 2. Наука . Москва. 1973.
21. Любимов Ю.А. Очерки по истории электромагнетизма и диэлектриков. Бином. Москва. 2008.
22. Докторович З.И. “Некоторые замечания к вопросу о степени применимости классической физики для решения задач микромира и необходимости введения в физику квантовых постулатов”. “Проблемы машиностроения и автоматизации” 1-2, 1996 г., международный журнал. Международный центр научной и технической информации. Россия, 125252, Москва, ул. Куусинена, 21б.
23. Измайлов С.В. Курс электродинамики. Учпедгиз. Москва. 1962.
24. Айзенберг Г.З. Коротковолновые антенны. Связьиздат. Москва. 1962.
25. Харченко К.П. Лучистая энергия. Радиософт. Москва. 2009.

TO THE QUESTION ON HYDRODYNAMIC ANALOGY BETWEEN THE EQUATIONS OF CLASSICAL HYDRODYNAMICS AND ELECTRODYNAMICS

V.L. Bychkov

Physical department, Lomonosov Moscow state university,
Moscow,119992, Leninskie gory, Russia, bychvl@orc.ru

Analogy questions between the hydrodynamics and electrodynamics equations are considered. Consideration is conducted for a case of an ideal incompressible liquid. It is shown, that practically all laws of classical electrodynamics have hydrodynamic analogy. Questions of some difference of the equations and different physical sense are discussed.