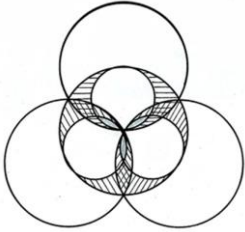


УДК 517.938; 51-72

## ОБОБЩЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ МАКСВЕЛЛА-ЛОРЕНЦА КАК СЛЕДСТВИЯ УРАВНЕНИЙ ЭФИРА



Бычков В.Л.<sup>1</sup> (д.ф.-м.н., в.н.с.),

Зайцев Ф.С.<sup>1,2</sup> (д.ф.-м.н., проф.),

Магницкий Н.А.<sup>1,2</sup> (д.ф.-м.н., проф.)

<sup>1</sup>Московский Государственный Университет имени  
М.В. Ломоносова, Москва, РФ; <sup>2</sup>ООО «Нью Инфлю», Москва, РФ  
*zaitsev@cs.msu.su, niktagn@gmail.com*

**Аннотация.** Проведено сопоставление базовых уравнений эфира, описывающих его динамику на характерных временах и масштабах порядка атомарных, с макроуровневыми уравнениями эфира, предложенными для описания явлений много больших масштабов. Дан анализ отличий уравнений эфира от классических уравнений механики сплошной среды, в том числе от уравнений газовой и гидродинамики. Из уравнений эфира получена система, обобщающая систему уравнений Максвелла-Лоренца. Представленные результаты дают новый математический аппарат для детального изучения явлений микро- и макромира, открывают возможность проектирования принципиально новых технических систем для производства и хранения энергии, работы с информацией, управления гравитацией.

**Ключевые слова:** уравнения в частных производных, сложные динамические системы, эфир, обобщённые уравнения Максвелла-Лоренца.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В статье рассматривается математическая теория эфира. Система уравнений для описания эфира на атомарных характерных временах и масштабах предложена Н.А. Магницким, см. работы [1-4] и ссылки в них. Здесь эта система обобщена на случай много больших времен и масштабов, в том числе, на уровень доступных для непосредственного наблюдения материальных объектов. Обобщение, как и исходные уравнения эфира, базируется на двух общепринятых фундаментальных законах, а именно: законе непрерывности среды и втором законе Ньютона (законе сохранения импульса).

В статье [5] с помощью методологии математического моделирования начат анализ и применение нового теоретического аппарата. Исследования в данном направлении имеют первостепенное значение, так как открывают возможность создания принципиально новых технических устройств.

Целями работы являются: сравнение двух разноуровневых моделей эфира друг с другом и с классическими уравнениями механики сплошной среды, включая уравнения газовой и гидродинамики; вывод из уравнений эфира обобщенной системы уравнений Максвелла-Лоренца и рассмотрение некоторых свойств этой системы.

Представленные математические результаты являются новыми, имеют важное значение для глубокого понимания явлений природы.

## 2. МИКРОУРОВНЕВАЯ И МАКРОУРОВНЕВАЯ МОДЕЛИ ЭФИРА

В математической теории эфира представляется некоторой абстрактной сплошной средой, характеризуемой в момент времени  $t$  в точке среды с координатами  $\mathbf{r}$  объемной плотностью эфира  $\rho(t, \mathbf{r})$  и скоростью  $\mathbf{u}(t, \mathbf{r})$  распространения возмущений в эфире (не обязательно малых).

Математическая теория эфира [1-4] постулирует описание процессов с помощью закона сохранения количества эфира (уравнение неразрывности) и закона сохранения плотности потока эфира (сохранения импульса). Для дальнейшего анализа эти уравнения удобно записать с использованием переменных Лагранжа, в которых среда характеризуется функциями времени на траектории движения точки среды  $\mathbf{r}(t)$

$$\frac{d\rho(t, \mathbf{r}(t))}{dt} = -\rho(t, \mathbf{r}(t))(\nabla_{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{u}(t, \mathbf{r}))_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)}, \quad (1)$$

$$\frac{d(\rho(t, \mathbf{r}(t))\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)))}{dt} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} = \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)). \quad (3)$$

Подчеркнем, что математически закон сохранения импульса в эфире (2) идентичен второму закону Ньютона для материальной точки переменной массы в отсутствие силы (см. обсуждение в [5]).

Наблюдаемые объекты в эфире могут образовываться за счёт самопроизвольного формирования разрывов (см. пример в работе [5]). Непосредственно на разрывах уравнения (1)-(3) в дифференциальной форме не определены, так как производные на разрыве не существуют. В этой области к (1)-(3) добавляются дополнительные условия [5], следующие из интегральной формы уравнений эфира.

Решение системы (1)-(3) для описания процессов на макроуровне, когда требуется исследование поведения системы, состоящей из значительного числа объектов эфира, например, атомов, вызывает сложности, так как имеется сильное различие в характерных временах и пространственных масштабах процессов. Кроме того, необходим учёт большого числа разрывов искомым функций. В результате численное моделирование объектов на макроуровне с использованием уравнений (1)-(3) не представляется возможным даже на разрабатываемых сейчас суперкомпьютерах.

Макроуровневую модель эфира для описания движения отдельных микрообъектов построим на основе общей формы закона непрерывности среды и второго закона Ньютона. В лагранжевых переменных имеем

$$\frac{d\rho(t, \mathbf{r}(t))}{dt} = -\rho(t, \mathbf{r}(t))(\nabla_{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{u}(t, \mathbf{r}))_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)} + q(t, \mathbf{r}(t)), \quad (4)$$

$$\frac{d(\rho(t, \mathbf{r}(t))\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)))}{dt} = \mathbf{F}(t, \mathbf{r}(t)) + (\nabla_{\mathbf{r}} p(t, \mathbf{r}))_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)}, \quad (5)$$

$$\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} = \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)). \quad (6)$$

Отличие уравнений (4)-(6) от (1)-(3) состоит в присутствии источника  $q(t, \mathbf{r}(t))$  в уравнении неразрывности (4) и сил в правой части уравнения движения (5).

Причиной возникновения сил и источников является воздействие потоков эфира, описываемых уравнениями (1)-(3), на границы (поверхности) разрывов и преломление траекторий. Выражения для источника и силы определяются на основе экспериментального изучения макроуровневых процессов или, исходя из теоретических представлений.

Примеры правых частей в эфирной модели электротехники и электрохимии при постоянной плотности и их анализ даны в работе В.Л. Бычкова [6]. Другим примером макроскопической силы является сила Лоренца, плотность которой получается умножением уравнения (13) на плотность зарядов (см. ниже).

Таким образом, модель (4)-(6) может рассматриваться как продолжение модели (1)-(3) на характерные времена и масштабы, много большие атомарных, в которой вместо непосредственного описания эффектов на разрывах вводятся источники и силы.

Из уравнения (5) следует принцип суперпозиции сил: сумма решений

$\rho_k(t, \mathbf{r}_k(t))\mathbf{u}_k(t, \mathbf{r}_k(t))$  уравнения (5) с правыми частями  $\mathbf{F}_k(t, \mathbf{r}_k(t))$ ,  $(\nabla_{\mathbf{r}} p_k(t, \mathbf{r}))_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_k(t)}$  является решением уравнения (5) с правой частью, в которой стоит сумма  $\mathbf{F}_k(t, \mathbf{r}_k(t))$  и  $(\nabla_{\mathbf{r}} p_k(t, \mathbf{r}))_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_k(t)}$  по  $k$ .

Математическая структура левых частей уравнений (1)-(3) и (4)-(6) одинакова. Однако единицы измерения плотности эфира могут быть различны. В работе [7] введены электромагнитные единицы измерения  $\rho$ . Показано совпадение размерностей порождаемых эфиром физических величин с традиционными для них единицами измерения, обсуждены новые системы единиц, использующие плотность эфира.

На макроуровне имеется возможность измерения силового воздействия. Поэтому на макроуровне по аналогии с механической плотностью вводят механические единицы измерения для  $\rho$  в  $[\text{г}/\text{см}^3]$  как в [1.6]. Однако такие единицы не удобны для интерпретации электрических явлений, так как дают нетрадиционную размерность электрического и магнитного полей, заряда и других физических величин.

Для эфирной среды, состоящей из большого числа материальных объектов и потоков эфира с изломами траекторий, где уравнения (1)-(6) в дифференциальной форме неприменимы, необходимо использовать модели сплошной среды в интегральной форме [8, с.55] или модели описания среды с помощью функций распределения по методологии статистической физики [9].

### 3. СРАВНЕНИЕ МИКРОУРОВНЕВЫХ УРАВНЕНИЙ ЭФИРА С КЛАССИЧЕСКИМИ УРАВНЕНИЯМИ МЕХАНИКИ СПЛОШНОЙ СРЕДЫ

Уравнения движения эфира (2) и (5) являются аналогами второго закона Ньютона в случае материальной точки переменной массы, меняющейся согласно уравнению неразрывности (1) и (4).

В классической механике сплошной среды уравнение неразрывности имеет тот же вид, что и уравнения (1) и (4). Однако уравнение движения отличается. В классической механике сплошной среды на основе закона сохранения импульса в

интегральной форме и формулы дифференцирования по времени интеграла по подвижному объёму [8, с. 37, уравнение (15.7)], то есть дифференцирования объёмного интеграла, зависящего от параметра, выводится следующее уравнение [8, с. 55, уравнение (5.5)] и [10, с. 137, 144]):

$$\frac{d(\rho(t, \mathbf{r}(t))\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)))}{dt} = -\rho(t, \mathbf{r}(t))\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))(\nabla_{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{u}(t, \mathbf{r}))_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)} + \mathbf{F}(t, \mathbf{r}(t)) + (\nabla_{\mathbf{r}} p(t, \mathbf{r}))_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)}, \quad (7)$$

где последний член взят в упрощённой форме для сопоставления с уравнением (5).

Далее в (7) первый член в правой части исключают с учетом уравнения неразрывности в отсутствие источников и приходят к формуле

$$\rho(t, \mathbf{r}(t)) \frac{d\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))}{dt} = \mathbf{F}(t, \mathbf{r}(t)) + (\nabla_{\mathbf{r}} p(t, \mathbf{r}))_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)}. \quad (8)$$

Таким образом, формальное отличие уравнений движения эфира (2) и (5) от уравнения движения классической механики сплошной среды (8), в том числе газовой и гидродинамики, состоит в присутствии в уравнениях (2) и (5) силового члена  $\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)) d\rho(t, \mathbf{r}(t))/dt$ . Хотя, как отмечено в [10] на с. 137, различные силы в механике сплошной среды могут быть добавлены при необходимости.

Первый член в правой части уравнения (7) получился за счет изменения во времени подвижного объема [8, с. 37]. Это обстоятельство позволяет дать физическую интерпретацию отличия микроуровневого движения эфира от макроуровневого движения сплошной среды. Величина элементарного объема сплошной среды, состоящего из большого числа порожденных эфиром материальных носителей, может, вообще говоря, меняться в широком диапазоне. В то время как возмущения в эфире распространяются с сохранением величины элементарного объема. Следовательно, при моделировании потоков возмущений в эфире первый член в правой части уравнения (7) должен отсутствовать.

В математической теории эфира эффект изменения плотности во времени  $d\rho(t, \mathbf{r}(t))/dt$  в уравнении движения (2) играет принципиальную роль, в частности обуславливает наличие электрического заряда и массы элементарных частиц [4]. Кроме того, в отличие от уравнения (8) именно из уравнения движения (2) сразу следуют уравнения Максвелла и многие другие известные из эксперимента сведения [1-4].

С точки зрения статистической физики газо/гидродинамическая модель сплошной среды является усреднением микроскопических движений элементарных носителей по их импульсам [9]. Поэтому в модели классической механики сплошной среды с уравнением (8) возникают трудности описания деталей структуры элементарных частиц и микроскопических электромагнитных явлений в эфире.

#### **4. ВЫВОД ОБОБЩЕННЫХ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА-ЛОРЕНЦА ИЗ УРАВНЕНИЙ ЭФИРА**

Удобство рассмотрения вектора напряжённости электрического поля  $\mathbf{E}$  и вектора магнитной индукции  $\mathbf{B}$  обусловлено возможностью их измерения в натуральных экспериментах.

Эфирные определения этих векторов даны в работах [1-2]:

$$\mathbf{B} \equiv c \nabla \times (\rho \mathbf{u}), \quad (9)$$

$$\mathbf{E} \equiv (\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}) = \frac{1}{\rho} (\rho \mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}) = \frac{1}{\rho} \left( \frac{1}{2} \nabla (\rho \mathbf{u})^2 - \rho \mathbf{u} \times (\nabla \times (\rho \mathbf{u})) \right) = |\mathbf{u}| \nabla (\rho |\mathbf{u}|) - \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B}, \quad (10)$$

где положительная константа  $c$  равна скорости свободного распространения возмущений в эфире (скорости света).

Представление плотности потока эфира  $\rho \mathbf{u}$  в форме (9)-(10) является некоторым специальным разложением её на два вектора  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$ . Эти векторы будут перпендикулярны, то есть  $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$ , если  $(\nabla \times \rho \mathbf{u}) \cdot \nabla (\rho \mathbf{u})^2 = 0$ . В общем случае  $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \neq 0$ , что выполнено, например, для вектора  $\rho \mathbf{u} = a_x(x) \mathbf{i}_x + a_y(z) \mathbf{i}_y + 0 \mathbf{i}_z$ , где  $\mathbf{i}_x, \mathbf{i}_y, \mathbf{i}_z$  – единичные базисные векторы в декартовых координатах.

Покажем, что введённые таким способом векторы  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  удовлетворяют уравнениям, которые можно интерпретировать как обобщённые уравнения Максвелла.

В [1.2] предложены некоторые частные обобщения уравнений Максвелла. Получим из уравнений эфира самые общие уравнения Максвелла. Для этой цели удобно записать систему (1)-(3) в эйлеровых переменных

$$\frac{\partial \rho(t, \mathbf{r})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho(t, \mathbf{r}) \mathbf{u}(t, \mathbf{r})) = 0, \quad (11)$$

$$\frac{\partial (\rho(t, \mathbf{r}) \mathbf{u}(t, \mathbf{r}))}{\partial t} + (\mathbf{u}(t, \mathbf{r}) \cdot \nabla)(\rho(t, \mathbf{r}) \mathbf{u}(t, \mathbf{r})) = 0. \quad (12)$$

Следует отметить, что соотношение между  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$ , возникающее в определении  $\mathbf{E}$  (10), является также следствием уравнения движения (12). Действительно, из формул (10) и (12) имеем

$$\frac{\partial (\rho(t, \mathbf{r}) \mathbf{u}(t, \mathbf{r}))}{\partial t} = -\mathbf{E}.$$

Подставив это выражение в (12) и воспользовавшись (9), (10) получаем

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} = |\mathbf{u}| \nabla (\rho |\mathbf{u}|). \quad (13)$$

Левая часть (13) является полем, соответствующим силе Лоренца, а правая – представлением силового воздействия эфира через его плотность и скорость. Поэтому уравнение (13) можно трактовать как представление силы, возникающей при движении эфира, через  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$ . Отметим, что формула (13) не меняется и при использовании

## Обобщенные уравнения Максвелла-Лоренца как следствия уравнений эфира

уравнения (5) вместо уравнения (12), то есть справедлива и на макроуровне. Эту формулу, а также источники и силы в (4), (5), можно пытаться использовать для экспериментального подтверждения наличия эфира.

Уравнение (12) на решении обращается в тождество, которое можно подвергнуть различным преобразованиям. Применим к (12) оператор  $c\nabla \times$ . Получим

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + c\nabla \times \mathbf{E} = 0. \quad (14)$$

Взяв дивергенцию от (9), (10), находим

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (15)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\sigma, \quad (16)$$

$$4\pi\sigma \equiv \nabla \cdot \left( \frac{1}{\rho} (\rho \mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}) \right) = \nabla \cdot (|\mathbf{u}| \nabla(\rho|\mathbf{u}|)) - \nabla \cdot (\mathbf{u} \times (\nabla \times (\rho \mathbf{u}))).$$

где  $\sigma$  имеет смысл плотности заряда, определяемой течением эфира.

Применим к уравнению (12) оператор производной вдоль кривой  $(\mathbf{u} \cdot \nabla)$ . Получим

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \nabla \times \left( \frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \mathbf{B} \right) + 4\pi \mathbf{j} = 0, \quad (17)$$

где  $\mathbf{j}$  имеет смысл плотности электрического тока и

$$4\pi \mathbf{j} \equiv (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \mathbf{u} (\nabla \cdot \mathbf{b}) - \mathbf{b} (\nabla \cdot \mathbf{u}) - \nabla \times (\mathbf{u} \times (\nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{a}) - (\mathbf{a} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \mathbf{a} \times (\nabla \times \mathbf{u}))) + \nabla \times (\mathbf{u} (\mathbf{u} \cdot (\nabla \times \mathbf{a}))) - \\ - (((\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{u} - (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}) \cdot \nabla) \mathbf{a}, \quad \mathbf{a} \equiv \rho \mathbf{u}, \quad \mathbf{b} \equiv (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{a} = \left( \frac{\nabla |\mathbf{a}|^2}{2} - \mathbf{a} \times (\nabla \times \mathbf{a}) \right) / \rho.$$

При выводе уравнения (17) использовались известные правила действия с оператором  $\nabla$  (см., например, таблицу 5.5-1 в [11]):

$$(\mathbf{u} \cdot \nabla)((\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u})) = (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{b} = (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \mathbf{u} (\nabla \cdot \mathbf{b}) - \mathbf{b} (\nabla \cdot \mathbf{u}) - \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{b}), \\ \mathbf{u} \times \mathbf{b} = \mathbf{u} \times ((\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{a}) = \mathbf{u} \times (\nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{a}) - (\mathbf{a} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \mathbf{a} \times (\nabla \times \mathbf{u})) - \mathbf{u} \times (\mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{a})),$$

выражение для двойного векторного произведения

$$\mathbf{u} \times (\mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{a})) = \mathbf{u} (\mathbf{u} \cdot (\nabla \times \mathbf{a})) - (\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}) \nabla \times \mathbf{a}$$

и формула (3) из [7]

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{u} - (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}.$$

Взяв дивергенцию от уравнения (17), получаем закон сохранения заряда

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{j}) = 0.$$

Из формул (12) и (17) находим другое эфирное представление для плотности электрического тока

$$\mathbf{j} = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{\partial^2 \rho \mathbf{u}}{\partial t^2} + \nabla \times (|\mathbf{u}|^2 \nabla \times (\rho \mathbf{u})) \right).$$

Выше отмечено, что применение операторов  $c\nabla \times$  и  $(\mathbf{u} \cdot \nabla)$  можно интерпретировать как некоторое специальное разложение вектора в левой части уравнения (12) на два вектора, приводящее к формулам (14) и (17). Если в результате такого разложения получаются линейно независимые векторы, то каждое из уравнений (14) и (17) дает существенную информацию о поведении  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$ .

В случае  $|\mathbf{u}| \approx c$  и экспериментально определяемых  $\sigma$  и  $\mathbf{j}$ , уравнения (14)-(17) переходят в классическую систему уравнений Максвелла

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi \mathbf{j}}{c}, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi \sigma. \quad (18)$$

Согласно [12], введение диэлектрической и магнитной проницаемости среды не обязательно. Все эффекты среды входят в  $\sigma$  и  $\mathbf{j}$  (см. уравнения (2.1.1) и обсуждение на с. 24-26 в [12], а также п. 1.1 в [13]).

Уравнение (13), умноженное на плотность заряда, переходит в плотность силы Лоренца  $\mathbf{F}_L$ :

$$\mathbf{F}_L = \sigma \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} \right).$$

Таким образом, систему (9)-(13) или (11)-(16), или (11)-(17), где искомыми являются функции  $\rho$ ,  $\mathbf{u}$ ,  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$ , можно интерпретировать как систему обобщенных уравнений Максвелла-Лоренца.

Важно отметить, что исходные уравнения эфира (11), (12) инвариантны относительно преобразований Галилея [2]. Причиной потери такой инвариантности в уравнениях Максвелла является применение к  $\rho \mathbf{u}$  достаточно сложных дифференциальных операторов и линеаризация нелинейных уравнений эфира при  $|\mathbf{u}| \approx c$ .

Условия (15), (16), сужающие в уравнениях Максвелла класс допустимых решений, можно трактовать как некоторую компенсацию произвола, возникающего при применении дифференциальных операторов к уравнению движения эфира.

Вывод уравнения (17), как и в теории Максвелла, является несколько искусственным. При получении формулы (17) проводилось выделение в явном виде векторов  $\partial \mathbf{E} / \partial t$  и  $\nabla \times (|\mathbf{u}|^2 \mathbf{B} / c)$ . Такие формальные операции являются

## Обобщенные уравнения Максвелла-Лоренца как следствия уравнений эфира

справедливыми, но затрудняют физическую интерпретацию окончательного результата. Вместо уравнения (17) можно использовать поле силы Лоренца (13), имеющее более ясный физический смысл.

Выражения для  $\sigma$  и  $\mathbf{j}$  через скорость и плотность эфира позволяют рассчитывать  $\sigma$  и  $\mathbf{j}$  теоретически. С помощью специально возбуждаемых движений эфира можно получить плотность  $\rho$  и скорость  $\mathbf{u}$  в вакууме, соответствующие электрическому току и плотности заряда. Причем присутствие самих носителей заряда и тока, например элементарных частиц, не обязательно.

В обобщенных уравнениях Максвелла на макроуровне в  $\sigma$  и  $\mathbf{j}$  могут быть добавлены члены и дополнительные условия, описывающие взаимодействие потоков эфира с разрывами (макроскопическими телами).

Приведем простейший пример решения обобщенных уравнений Максвелла. Уравнениям эфира (11), (12) удовлетворяет плотность  $\rho = const$  и скорость

$$\mathbf{u} = u_a \cos(\omega t - \frac{\omega z}{c}) \mathbf{i}_x + u_a \sin(\omega t - \frac{\omega z}{c}) \mathbf{i}_y + c \mathbf{i}_z,$$

где  $u_a$  – амплитуда поперечной скорости. Согласно формулам (9), (10), данным скорости и плотности эфира соответствует плоская монохроматическая циркулярно поляризованная электромагнитная волна. Известно, что такая волна удовлетворяет и классическим уравнениям Максвелла (18).

Достоинством эфирного представления электромагнитных волн является присутствие в явном виде компоненты скорости в направлении распространения волны помимо поперечной колебательной компоненты. Поэтому эфирное представление электромагнитной волны позволяет объяснить наблюдаемый в экспериментах корпускулярно-волновой дуализм. В векторах  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  компоненты в направлении распространения волны отсутствуют, что вызывает трудности интерпретации экспериментальных сведений о движении волн. В общем случае  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  несут не полную информацию о плотности потока эфира  $\rho \mathbf{u}$ .

### 5. ВЫЧИСЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В предыдущем пункте представлены три формы записи уравнений эфира, содержащие  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$ : (9)-(13); (11)-(16); (11)-(17). Показано, что каждая из этих форм может быть интерпретирована как обобщение уравнений Максвелла-Лоренца. Возникает вопрос о наиболее удобном способе расчета  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$ .

Уравнения (14)-(17) получены с помощью дифференцирования. В результате эти уравнения, могут иметь более широкий класс решений  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$ , чем исходная система (9)-(12). Кроме того, при рассмотрении задачи в форме (9)-(12) требуется решить лишь два уравнения (11), (12) относительно скалярной функции  $\rho$  и векторной функции  $\mathbf{u}$ , по которым затем с помощью формул (9), (10) вычисляются две векторные функции  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$ . Поэтому система (9)-(12) является более предпочтительной для расчёта электрического и магнитного полей.



Таким образом, независимо от физической интерпретации уравнений эфира (1)-(6) и обобщенных уравнений Максвелла-Лоренца, система (1)-(3) или макроуровневая система (4)-(6) дает эффективный математически аппарат для нахождения электромагнитного поля. В работе [5] предложена удобная для применения численных методов форма записи уравнений (1)-(3), представлен численный алгоритм решения задач динамики эфира, проиллюстрировано его применение к расчету процесса образования мезоатома водорода из протона и мюона.

Векторы  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  могут быть измерены, поэтому представляет интерес обратная задача о нахождении  $\rho$  и  $\mathbf{u}$  по заданным  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$ . Решить такую задачу можно, например, определив вектор  $\rho\mathbf{u}$  из уравнения (9) и подставив его в уравнение (11) для вычисления  $\rho$ .

## 6. ВЕКТОРНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ И ЕГО ФИЗИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Величина  $\mathbf{A} = c\rho\mathbf{u}$  является векторным потенциалом, так как, согласно (9),

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}.$$

Компоненты вектора  $\mathbf{A}$  при использовании механических единиц измерения  $\rho$  имеют размерность плотности энергии эфира. Направление  $\mathbf{A}$  указывает направление движения плотности энергии. В [5] для решения системы (1)-(3) доказано сохранение  $|\mathbf{A}(t, \mathbf{r}(t))|$  на траектории движения точки эфира  $\mathbf{r}(t)$ , что является аналогом закона сохранения энергии. Вектор  $(|\mathbf{u}|/c)\nabla|\mathbf{A}|$  в электромагнитных единицах, согласно (13), имеет размерность напряженности электрического поля и описывает силовое воздействие эфира. Величина  $-|\mathbf{A}|$  для  $|\mathbf{u}| = c$  при отсутствии магнитного поля представляет собой электрический потенциал.

С помощью формулы (10) вектор  $\mathbf{E}$  выражается через векторный потенциал и плотность эфира

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\rho c^2} (\mathbf{A} \cdot \nabla) \mathbf{A} = \frac{1}{\rho c^2} \left( \frac{1}{2} \nabla \mathbf{A}^2 - \mathbf{A} \times (\nabla \times \mathbf{A}) \right).$$

Обобщенные уравнения Максвелла-Лоренца можно также записать в различной форме относительно функций  $\rho, \mathbf{A}, \mathbf{E}, \mathbf{B}$ .

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведен анализ фундаментальных основ математической теории эфира на микроуровне, проведено сопоставление с макроуровневыми подходами. Показано, что принципиальным отличием уравнения движения эфира от уравнения движения механики сплошной среды, в том числе, газовой и гидродинамики, является наличие в уравнениях движения эфира силового члена, связанного с изменением плотности среды во времени. Присутствие такого члена делает уравнения Максвелла-Лоренца естественным следствием уравнений эфира. При этом уравнения для плотности и скорости распространения возмущений эфира инвариантны относительно

## **Обобщенные уравнения Максвелла-Лоренца как следствия уравнений эфира**

преобразований Галилея. Потеря этой инвариантности в уравнениях Максвелла возникает из-за применения достаточно сложных дифференциальных операторов и линеаризации нелинейных уравнений эфира при  $|\mathbf{u}| \approx c$ .

Математическая теория эфира позволила получить обобщение уравнений Максвелла-Лоренца; объяснить отсутствие их инвариантности относительно преобразований Галилея; раскрыть единую природу происхождения напряжённости электрического поля и индукции магнитного поля из скорости и плотности эфира; найти трактовку возникновения силы Лоренца как естественного движения эфира; получить эфирные выражения для плотности зарядов и плотности электрического тока; дать лаконичное математическое описание векторов  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$ ; объяснить корпускулярно-волновой дуализм как движение возмущений в эфире; установить физическую интерпретацию векторного потенциала магнитного поля как плотности энергии эфира.

Показано, что уравнения эфира дают эффективный математический аппарат для практического расчета электрического и магнитного полей. Отметим, что одним из наиболее подходящих методов для численного решения уравнений эфира является метод интегральных аппроксимаций (метода сглаженных частиц). Этот метод последовательно изложен в принятой в вычислительной математике форме и строго обоснован в п. 2.1.15 книги [13]. Применение метода для решения задач динамики эфира проиллюстрировано в работе [5].

Проведенные исследования позволяют сделать фундаментальный вывод о том, что уравнения эфира (1)-(6) необходимо учитывать при построении детальных самосогласованных математических моделей электродинамики, газовой и гидродинамики, так как в общем случае векторы  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  не содержат всей информации о движении плотности потока эфира  $\rho\mathbf{u}$ .

Представленные результаты формируют единую теоретическую методологию для изучения различных физических явлений, дают новый математический аппарат для более глубокого изучения явлений микро и макромира, открывают возможность проектирования принципиально новых технических систем для производства и хранения энергии, работы с информацией, управления гравитацией.

Важнейшими направлениями дальнейшей работы являются получение теоретической оценки плотности невозмущенного эфира, изучение новых эффектов, описываемых обобщенными уравнениями Максвелла-Лоренца, исследования по экспериментальному подтверждению существования эфира.

Работа выполнена в компании ООО "Нью Инфлоу", Москва, Россия.

Авторы признательны О.А. Гребёнкину за поддержку исследований и обсуждение полученных результатов, а также благодарны Н.М. Евстигнееву и О.И. Рябкову за полезные замечания.

---

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Магницкий Н.А. К электродинамике физического вакуума //Сложные системы. – 2011. – № 1. – С. 83-91.
2. Magnitskii N.A. Theory of elementary particles based on Newtonian mechanics. In "Quantum Mechanics/Book 1". InTech, 2012. – p. 107-126.

3. Магницкий Н.А. Физический вакуум и законы электромагнетизма // Сложные системы. – 2012. – № 1 (2). – С. 80-96.
4. Магницкий Н.А. Структурные единицы материи как решения системы нелинейных уравнений эфира // Сложные системы. – 2014. – № 4 (13). – С. 61-80.
5. Зайцев Ф.С., Магницкий Н.А. Управление мощностью энерговыделения низкотемпературных ядерных реакций // Сложные системы. – 2015. – № 2 (15). – С. 65-78.
6. Бычков В.Л. О гидродинамических аналогиях между уравнениями классической гидродинамики и электродинамики в электрохимии // Химическая физика. – 2014. – том 33, № 3. – С. 75–83.
7. Зайцев Ф.С., Магницкий Н.А. О размерностях переменных и некоторых свойствах системы уравнений физического вакуума (эфира) // Сложные системы. – 2012. – 1 (3). – С. 93-97.
8. Валландер С.В. Лекции по гидроаэромеханике. – Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1978. – 296 с.
9. Климонтович Ю.Л. Статистическая физика открытых систем. – М.: ТОО «Янус», 1995. – 624 с.
10. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т. 1. 5-е изд. – М.: Наука, 1994. – 528 с.
11. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. – М.: Наука, 1984. – 834 с.
12. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Колебания и волны в плазменных средах. – М.: Изд-во МГУ, 1990. – 272 с.
13. Zaitsev F.S. Mathematical modeling of toroidal plasma evolution. English edition. – М.: MAKSPress, 2014. – 688 p.

## THE GENERALIZED MAXWELL-LORENTZ EQUATIONS AS A CONSEQUENCE OF THE ETHER EQUATIONS

**Bychkov V.L.**<sup>1</sup>, Dr. Sci. (Phys.–Math.)

**Zaitsev F.S.**<sup>1,2</sup>, Dr. Sci. (Phys.–Math.)

**Magnitskii N.A.**<sup>1,2</sup>, Dr. Sci. (Phys.–Math.)

<sup>1</sup>*Moscow State University, Moscow, Russian Federation*

<sup>2</sup>*«New Inflow» Ltd., Moscow, Russian Federation*

*zaitsev@cs.msu.su, nikhmag@gmail.com*

**Abstract.** The basic ether equations, describing ether dynamics on the characteristic times and scales of the order of the atomic ones, are compared with macro-level ether equations, proposed for description of the phenomena on much larger scales. The analysis of the differences between the ether equations and the classical equations of continuum mechanics, including the equations of gas and hydrodynamics, is given. The system, generalizing Maxwell-Lorentz equations, is derived from the ether equations. Presented results provide a new mathematical tool for detailed study of the micro and macro-level phenomena, open up possibility of designing fundamentally new technical devices for the production and storage of energy, information processing and controlling gravity.

**Key words:** partial differential equations, complex dynamic systems, ether, generalized Maxwell-Lorentz equations.

## REFERENCES

1. Magnitskii N.A. К электродинамике физического вакуума [To electrodynamics of physical vacuum] *Slozhnye sistemy [The complex systems]* 2011, no. 1, pp. 83-91.
2. Magnitskii N.A. Theory of elementary particles based on Newtonian mechanics. In “Quantum Mechanics/Book 1”. InTech, 2012, pp. 107-126.

## **Обобщенные уравнения Максвелла-Лоренца как следствия уравнений эфира**

3. Magnickii N.A. Fizicheskij vakuum i zakony jelektromagnetizma [Physical vacuum and electromagnetic laws] *Slozhnye sistemy [The complex systems]* 2012, no. 1 (2), pp. 80-96.
4. Magnickii N.A. Strukturnye edinicy materii kak reshenija sistemy nelinejnyh uravnenij jefira [Structural units of matter as solutions of the system of nonlinear ether equation] *Slozhnye sistemy [The complex systems]* 2014, no. 4 (13), pp. 61-80.
5. Zaitsev F. S., Magnickij N. A. Upravlenie moshhnost'ju jenergovydele-nija nizkotemperaturnyh jadernyh reakcij [Control of the power release in the low-energy nuclear reaction] *Slozhnye sistemy [The complex systems]* 2015, no. 2 (15), pp. 65-78.
6. Bychkov V.L. O gidrodinamicheskikh analogijah mezhdru uravnenijami klassicheskoj gidrodinamiki i jelektrodinamiki v jelektrohimii. *Hi-micheskaja fizika*, 2014, vol. 33, no. 3, pp. 75–83.
7. Zaitsev F.S., Magnickii N.A. O razmernostjah peremennyh i nekotoryh svojstvah sistemy uravnenij fizicheskogo vakuuma (jefira) [On dimensions of variables and some properties of system of the physical vacuum (ether) equations] *Slozhnye sistemy [The complex systems]* 2012, no. 2 (3), pp. 93-97.
8. Vallander S.V. Lekcii po gidroajeromehanike. L.: Izd-vo Leningr. un-ta, 1978, 296 p.
9. Klimontovich Ju.L. Statisticheskaja fizika otkrytyh sistem. M.:TOO «Janus», 1995, 624 p.
10. Sedov L.I. Mehanika sploshnoj sredy. T. 1. 5-e izd. M.: Nauka, 1994, 528 p.
11. Korn G., Korn T. Spravochnik po matematike. M.: Nauka, 1984, 834 p.
12. Aleksandrov A.F., Bogdankevich L.S., Ruhadze A.A. Kolebanija i volny v plazmennyh sredah. M.: Izd-vo MGU, 1990, 272 p.
13. Zaitsev F.S. Mathematical modeling of toroidal plasma evolution. English edition. M.: MAKS Press, 2014, 688 pp.