ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

Класс нелинейных электродинамик вакуума с бесследовым тензором энергии-импульса

В.И.Денисов, В.А.Ильина, В.А.Соколов
Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова
vid.msu@yandex.ru

В последнее время в научной литературе [1-3] рассматриваются различные феноменологические модели нелинейной электродинамики вакуума и их следствия. Основной причиной таких исследований послужили сообщения научных групп [4-5], проводящих эксперименты по измерению эффекта двулучепреломления вакуума во внешнем магнитном поле. Из этих сообщений следовало, что наблюдающиеся проявления этого эффекта превышают рассчитанное значение по формулам электродинамики Гейзенберга-Эйлера. Для объяснения этого расхождения теоретики начали рассматривать и другие модели нелинейной электродинамики вакуума, отличающиеся от электродинамики Гейзенберга-Эйлера.

Теория открывает безграничные возможности для построения моделей нелинейной электродинамики вакуума. Поэтому удобно их разбить по какому-то признаку на отдельные классы и, таким образом, исследовать их общие свойства. В электродинамике Максвелла тензор энергии-импульса электромагнитного поля является бесследовым. Поэтому те модели нелинейной электродинамики вакуума, у которых тензор энергии-импульса электромагнитного поля является бесследовым, будут в некотором смысле выделенными моделями. Изучим этот класс теорий.

Предположим, что в некоторых теориях этого класса тензор энергии-импульса электромагнитного поля пропорционален тензору энергии-импульса теории Максвелла.

Тензор энергии-импульса электромагнитного поля нелинейной электродинамики вакуума, также как тензор энергии-импульса любой физической системы, должен удовлетворять ряду требований. Важнейшим среди них является требование энергодоминантности. При выполнении этого условия любой времениподобный наблюдатель будет «видеть» плотность энергии электромагнитного поля положительной, а поток энергии будет также времениподобным или изотропным. Эти требования выделяют плотность энергии по сравнению с остальными компонентами тензора энергии-импульса. Математически требование энергодоминантности принимает вид: $T_{ik}a^i a^k \geq 0$ для любого времениподобного вектора a^k.

Так как $T_{ik}a^k$ также является аналогичным вектором, то должно выполняться и неравенство: $T_{ik}T^{im}a^k a_m \geq 0$.

Кроме этих требований модель нелинейной электродинамики вакуума и ее решения должны удовлетворять условиям причинности и унитарности [6]. Принцип причинности будет гарантировать, что групповая скорость электромагнитного возбуждения не будет превышать скорость света в вакууме в отсутствие внешних электромагнитных полей.

Все перечисленные требования накладывают ряд ограничений на производные лагранжиана по инвариантам тензора электромагнитного поля, которые будут приведены в докладе.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.I.Kruglov // Ann. der Phys. 2015. V. 527. P. 397.
2. S.I.Kruglov // Ann. der Phys. 2015. V. 353. P. 299.
3. P.Gaete and J.Helay-Neto // Eur. Phys. J. C. 2014. V. 74. P. 3182.
4. F.Della Valle et al // Phys.Rev. D. 2014. V. 90. P. 092003.
5. F.Della Valle et al // Eur. Phys. J. C. 2016. V. 76. P. 24.
6. A.E.Shabad and V.V.Usov // Phys.Rev. D. 2011. V. 83. P. 105006.

Вывод системы уравнений Максвелла-Лоренца из уравнений классической механики.

Н.А.Магницкий
Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, ООО «Нью Инфлоу», Москва, Россия
nikmagn@gmail.com

Хорошо известно, что основной причиной появления специальной теории относительности в начале XX века явились противоречия между электродинамикой, описываемой уравнениями Максвелла, и классической механикой, подчиняющейся уравнениям и законам Ньютона. Выяснилось, что основные законы электродинамики при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой остаются инвариантными относительно преобразований Лоренца, в отличие от законов механики, остающихся инвариантными относительно преобразований Галилея. Необходимо было сделать выбор между двумя следующими возможностями: а) либо признать, что не совсем корректными являются линейные уравнения Максвелла и их нужно обобщить таким образом, чтобы они удовлетворяли преобразованиям Галилея; б) либо признать, что не совсем корректными являются уравнения классической механики и их следует рассматривать только как приближения к истинным уравнениям, удовлетворяющим преобразованиям Лоренца.

Мировая наука выбрала вторую возможность, несмотря на аргументированные возражения многих видных ученых начала прошлого века, в ряду которых первым стоит имя Николы Тесла. Избранный мировой наукой путь привел к абсолютизации скорости света и уравнений Максвелла, что привело к полному прекращению исследований в области поиска более общих уравнений электродинамики, удовлетворяющих принципу относительности Галилея. Такие уравнения, по мнению автора, выведены в работах [1-3], исходя из единственного постулата о существовании физического вакуума (эфира) в виде плотной сжимаемой невязкой осциллирующей среды в трехмерном евклидовом пространстве с координатами $\mathbf{r}(t)$, имеющей в каждый момент времени t плотность $\rho(\mathbf{r},t)$ и вектор скорости распространения возмущений плотности $\mathbf{u}(\mathbf{r},t)$. В [1-3] эфирную среду предложено описывать в трехмерном евклидовом пространстве двумя нелинейными уравнениями, следующими из уравнений классической механики Ньютона:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+div(\rho\,\mathbf{u})=0,\quad \frac{d(\rho\,\mathbf{u})}{d\,t}=\frac{\partial(\rho\,\mathbf{u})}{\partial t}+(\mathbf{u}\cdot\nabla)(\rho\,\mathbf{u})=0, \tag{1}$$

где первое уравнение является уравнением неразрывности, а второе - законом сохранения импульса эфира.

В настоящей работе из системы уравнений эфира (1) выведена полная обобщенная нелинейная система уравнений Максвелла-Лоренца, инвариантная относительно преобразований Галилея, линеаризация которой приводит к классической системе уравнений Максвелла-Лоренца. Тем самым доказано существование первой возможности выхода науки из кризиса начала прошлого века,

Эфирные определения вектора напряжённости электрического поля **E** и вектора магнитной индукции **B** даны в работах [1-3]:

$$\mathbf{B}\equiv c\nabla\times(\rho\,\mathbf{u}), \tag{2}$$

$$\mathbf{E} \equiv (\mathbf{u}\cdot\nabla)(\rho\mathbf{u}) = \frac{1}{\rho}(\rho\mathbf{u}\cdot\nabla)(\rho\mathbf{u}) = \frac{1}{\rho}(\frac{1}{2}\nabla(\rho\mathbf{u})^2 - \rho\mathbf{u}\times(\nabla\times(\rho\mathbf{u}))) = |\mathbf{u}|\nabla(\rho|\mathbf{u}|) - \frac{\mathbf{u}}{c}\times\mathbf{B}, \quad (3)$$

где положительная константа c – скорость свободного распространения возмущений в эфире (скорость света).

Представление плотности потока эфира $\rho\mathbf{u}$ в форме (2)-(3) является некоторым специальным её разложением на два вектора $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$. Покажем, что введённые таким образом векторы $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$ удовлетворяют уравнениям, которые можно интерпретировать как обобщённые уравнения Максвелла-Лоренца.

Из (3) следует, что

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c}\times\mathbf{B} = |\mathbf{u}|\nabla(\rho|\mathbf{u}|). \quad (4)$$

Левая часть (4) является полем, соответствующим силе Лоренца, а правая – представлением силового воздействия эфира через его плотность и скорость. Поэтому уравнение (4) можно трактовать как представление силы, возникающей при движении эфира, через **E** и **B**.

Применим ко второму уравнению из (1) оператор $c\nabla\times$. Получим

$$\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} + c\nabla\times\mathbf{E} = 0. \quad (5)$$

Взяв дивергенцию от (2) и (3), получим

$$\nabla\cdot\mathbf{B} = 0, \quad (6)$$

$$\nabla\cdot\mathbf{E} = 4\pi\sigma,\ \ 4\pi\sigma \equiv \nabla\cdot(\frac{1}{\rho}(\rho\mathbf{u}\cdot\nabla)(\rho\mathbf{u})) = \nabla\cdot(|\mathbf{u}|\nabla(\rho|\mathbf{u}|)) - \nabla\cdot(\mathbf{u}\times(\nabla\times(\rho\mathbf{u}))), \quad (7)$$

где σ имеет смысл плотности заряда, определяемой возмущениями плотности эфира.

Применим ко второму уравнению из (1) оператор производной вдоль кривой $(\mathbf{u}\cdot\nabla)$. Получим

$$\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} - \nabla\times(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c}\mathbf{B}) + 4\pi\,\mathbf{j} = 0, \quad (8)$$

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

$$4\pi\,\mathbf{j} \equiv (\mathbf{b}\cdot\nabla)\mathbf{u} + \mathbf{u}(\nabla\cdot\mathbf{b}) - \mathbf{b}(\nabla\cdot\mathbf{u}) - \nabla\times(\mathbf{u}\times(\nabla(\mathbf{u}\cdot\mathbf{a}) - (\mathbf{a}\cdot\nabla)\mathbf{u} - \mathbf{a}\times(\nabla\times\mathbf{u}))) + \nabla\times(\mathbf{u}(\mathbf{u}\cdot(\nabla\times\mathbf{a}))) -$$

$$-(((\nabla\cdot\mathbf{u})\mathbf{u} - (\mathbf{u}\cdot\nabla)\mathbf{u})\cdot\nabla)\mathbf{a}, \qquad \mathbf{a} \equiv \rho\,\mathbf{u}, \qquad \mathbf{b} \equiv (\mathbf{u}\cdot\nabla)\mathbf{a} = (\frac{\nabla|\mathbf{a}|^2}{2} - \mathbf{a}\times(\nabla\times\mathbf{a}))/\rho.$$

При выводе уравнения (8) использованы известные правила действия с оператором ∇:

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

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

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 [4]

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

Взяв дивергенцию от уравнения (8), получим закон сохранения заряда

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

В случае $|\mathbf{u}| \approx c$ и экспериментально определяемых σ и $\mathbf{j}$, уравнения (5)-(8) переходят в классическую линейную систему уравнений Максвелла

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi \,\mathbf{j}}{c}, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\,\sigma. \qquad (9)$$

Согласно [5], введение диэлектрической и магнитной проницаемости среды не обязательно. Все эффекты среды входят в σ и $\mathbf{j}$. Уравнение (4), умноженное на плотность заряда, переходит в плотность силы Лоренца $\mathbf{F}_L$:

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

Таким образом, систему нелинейных уравнений (1)-(4) или (1), (5)-(8), где искомыми являются функции ρ**,** **u,** **E**, **B,** можно интерпретировать как систему обобщенных уравнений Максвелла-Лоренца.

Важно отметить, что исходные нелинейные уравнения эфира (1) инвариантны относительно преобразований Галилея [0]. Причиной потери такой инвариантности в уравнениях Максвелла является линеаризация уравнений эфира (уравнения (8)) при $|\mathbf{u}| \approx c$. Выражения для σ и $\mathbf{j}$ через скорость и плотность эфира позволяют рассчитывать σ и $\mathbf{j}$ теоретически. С помощью специально возбуждаемых движений эфира можно получить плотность ρ и скорость $\mathbf{u}$ в вакууме (т.е. при наличии эфирной среды и отсутствия в ней материальных объектов), соответствующие электрическому току и плотности заряда. Причем присутствие самих носителей заряда и тока, например элементарных частиц, необязательно.

Приведем простейший пример решения обобщенных равнений Максвелла. Уравнениям эфира (1) 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. Это спиральная волна эфира. Согласно формулам (2), (3), данным скорости и плотности эфира соответствует плоская монохроматическая циркулярно поляризованная электромагнитная волна. Известно, что такая волна удовлетворяет и классическим уравнениям Максвелла (9). Достоинством эфирного представления электромагнитных волн является присутствие в явном виде продольной 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 **E** и **B** компоненты в направлении распространения волны отсутствуют, что вызывает трудности интерпретации экспериментальных сведений о движении волн. Кроме того, энергия при движении спиральной волны эфира сохраняется в отличие от синфазной электромагнитной волны, энергия которой периодически должна обнуляться.

Векторы **E** и **B** могут быть измерены, поэтому представляет интерес обратная задача о нахождении ρ и $\mathbf{u}$ по заданным **E** и **B**. Решить такую задачу можно, например, определив вектор $\rho\mathbf{u}$ из уравнения (2) и подставив в уравнения (1) для вычисления ρ. Величина $\mathbf{A} = c\rho\mathbf{u}$ является векторным потенциалом, так как, согласно (9), $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$. Компоненты вектора **A** при использовании механических единиц измерения ρ имеют размерность плотности энергии эфира. Направление **A** указывает направление движения плотности энергии.

Остановимся кратко на отличиях системы уравнений эфира (1) от классических уравнений механики сплошной среды. В классической механике сплошной среды уравнение неразрывности имеет тот же вид, что и первое уравнение из системы уравнений **Ошибка! Источник ссылки не найден.**. 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 [6, с. 37], то есть дифференцирования объёмного интеграла, зависящего от параметра, выводится следующее уравнение

$$\rho(t,\mathbf{r})\frac{d\mathbf{u}(t,\mathbf{r}))}{dt} = \mathbf{F}(t,\mathbf{r}) + (\nabla_{\mathbf{r}}\, p(t,\mathbf{r}))_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)}. \qquad (10)$$

Таким образом, формальное отличие уравнения движения эфира (1) от уравнения движения классической механики сплошной среды (10), в том числе газовой и гидродинамики, состоит в отсутствии в правой части второго уравнения сил и градиента давления, и в присутствии в его левой части силового члена $\mathbf{u}(t,\mathbf{r})d\rho(t,\mathbf{r})/dt$. Первое отличие объясняется тем, что эфир, как первородная среда, сам формирует силы и давление, действующие на порожденные им материальные объекты. Второе отличие связано исключительно с тем, что отсутствует движение эфира как сплошной среды, а перемещаются только возмущения его плотности с сохранением величины элементарного объема при распространении этих возмущений. Следовательно, локально осциллирующий сжимаемый эфир является глобально неподвижным, формируя в трехмерном евклидовом пространстве абсолютную неподвижную систему координат. Все перемещения в эфире, включая перемещения материальных объектов, это перемещения колебаний и возмущений его плотности. Эффект изменения плотности эфира во времени $d\rho(t,\mathbf{r})/dt$ в уравнении движения (1) играет принципиальную роль, в частности обуславливает наличие электрического заряда, магнитного момента и массы элементарных частиц [7]. Кроме того, в отличие от уравнения (10), именно из уравнений движения (1) сразу следуют уравнения Максвелла и многие другие известные из экспериментов факты, такие, например, как законы Кулона, Ампера, Био-Савара, структура атома водорода и др. [0-0, 7-11].

Работа выполнена в компании ООО «Нью Инфлоу» (Москва, Россия).

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.А. Магницкий // Сложные системы. 2011. № 1 (1). С. 83-91.
2. N.A. Magnitskii// “Quantum Mechanics/Book 1”. InTech. Rijeka, 2012, P. 107-126.
3. Н.А. Магницкий// Сложные системы. 2012. № 1 (2). С. 80-96.
4. Ф.С. Зайцев, Н.А. Магницкий// Сложные системы. 2012. № 1 (3). С. 93-97.
5. А.Ф.Александров, Л.С. Богданкевич, А.А. Рухадзе “Колебания и волны в плазменных средах” М.: Изд-во МГУ, 1990, 272 с.
6. С.В. Валландер “Лекции по гидроаэромеханике” Л.: Изд-во ЛГУ, 1978, 296 с.
7. Н.А. Магницкий// Сложные системы. 2014. № 4 (13). Р. 61-80.
8. N.A. Magnitskii//Comm. Nonlin. Sci. Numer. Simul. 2011.V.16. P.2438-2444.
9. N.A. Magnitskii//IJLRST. 2012.V.1 (3). P.229-233.
10. N.A. Magnitskii//IJIRSET. 2011.V.3 (11). P.17585-17594.
11. Н.А. Магницкий// Сложные системы. 2016. № 4 (21).С. 34-45.

Электродинамика одноатомных спиртов по данным широкополосной диэлектрической спектроскопии

А.О. Моисеев[1], В.Г. Артёмов[2], А.Ф. Королев[1]
[1] *Физический факультет МГУ имени. М.В. Ломоносова,119991, Москва, Ленинские горы,1*
[2]*Институт общей физики имени. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38*
wonderwally@yandex.ru

В качестве объекта исследования выбраны одноатомные спирты: метанол, этанол и пропанол. Спирты - органические соединения содержащие одну или несколько гидроксильных групп, непосредственно связанных насыщенным атомом углерода. Форма и особенности широкополосных спектров воды и спиртов во многом совпадают. Спирты можно рассматривать как производные воды H-O-H в которых один из атомов водорода замещен на органическую функциональную группу R-O-H. В докладе представлен анализ широкополосных спектров воды и одноатомных спиртов на различных частотных участках и при различных температурах, обсуждаются модели, описывающие механизмы проводимости в спиртах и в воде.

Спектры действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости переводятся в термины динамической проводимости. В результате обработки спектров получены параметры Дебаевской релаксации. При различных температурах, представлены результаты декомпозиции спектров метанола, этанола и пропанола. Для каждого из параметров аппроксимации показана экспоненциальная зависимость от температуры, определены соответствующие коэффициенты.

Отмечен общий, универсальный характер динамического отклика спиртов, проявляющийся в форме кривой с двумя характерными плато, соответствующими низкочастотной и высокочастотной проводимости

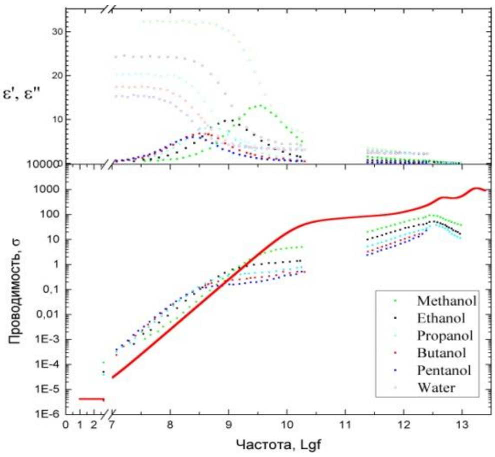

Рис. 1 Зависимости проводимости от частоты для различных спиртов и воды

В работе [1], на основе анализа широкополосного спектра было показано, что высокочастотная (дебаевская) проводимость воды σ_D может быть связана с наличием в воде большого количества (до 1%) собственных ионов в виде H_3O^+ и OH^-, что фактически делает ее сильным электролитом. Низкочастотная проводимость воды является, при этом, результатом коллективного перераспределения кулоновски взаимодействующих зарядов, что является причиной их низкой подвижности и как следствие низкой σ_{dc}.

В работах [2],[3] представлены спектры одноатомных спиртов, обсуждаются возможные модели, приводятся экспериментальные данные и результаты декомпозиционного анализа спектров диэлектрической проницаемости, аналогичные представленным.

В докладе рассмотрен более широкий диапазон частот, интервал температур. Исходные кривые спектров диэлектрической проницаемости являются результатом усредненного сглаживания по экспериментальным точкам различных авторов. Впервые построены спектры динамической проводимости спиртов. Отмечены сходства энергии активации для низкочастотной и высокочастотной проводимости.

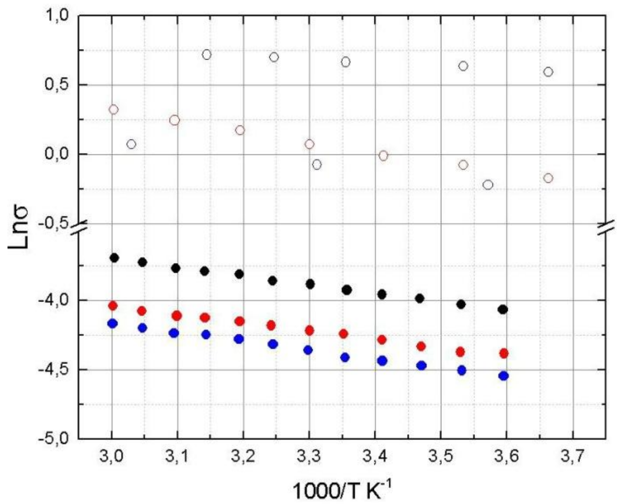

Рис. 2 Зависимости высокочастотной и низкочастотной проводимостей от температуры

ЛИТЕРАТУРА

1. A.A. Volkov, V.G. Artemov and A.V. Pronin “A Radically New Suggestion about the Electrodynamics of Water: Can the pH Index and the Debye Relaxation be of a Common Origin” // EPL, – 2014. – 106. – P. 46004..

2. Y. Yomogida, Y. Sato “Dielectric study of normal alcohols with THz time-domain spectroscopy” // Journal of Molecular Liquids, 154, (2010), 31–35.

3. R.Li, C. D’Agostino “Mesoscopic structuring and dynamics of alcohol/water solutions probed by terahertz time-domain spectroscopy and pulsed field gradient nuclear magnetic resonance” // J. Phys. Chem. B 2014, 118, 10156−10166.