УДК 530.122

ПЛОТНОСТИ КОНТИНУАЛЬНОГО ЭЛЕКТРОНА В ГРАВИТАЦИОННЫХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

И. Э. Булыженков

Рассмотрена релятивистская динамика распределенных плотностей массы и заряда протяженной классической частицы с учетом гравитационных и электромагнитных полей. И геодезические, и полевые уравнения выводятся варьированием одной и той же лагранжевой плотности в действии для нелокальной частицы, распределенной по всему ее радиальному полю. Векторные уравнения движения плотностей материального пространства совпадают со сверткой тензорных гравитационных уравнений для полей от непрерывных элементарных источников. Классическое движение энергетических потоков в распределенной частице зависит, как и в квантовой механике, от четырех электромагнитных потенциалов. Они приводят помимо силы Лоренца еще к двум ускоряющим факторам, исчезающим при равновесных внутренних напряжениях в непрерывной частице.

Ключевые слова: протяженный заряд, непустое пространство, релятивистская жидкость, гравитация нелокальных масс.

В настоящее время только квантовый (но никак не классический) электрон принято рассматривать как распределенный автокогерентный носитель элементарных материальных плотностей. В то же время, квантовая механика вынуждена подстраиваться под якобы наблюдаемую на практике "пустоту" космического пространства путем допуска в ней вероятностных состояний элементарной массы и ее электрического заряда. Будучи свободной от вероятностей, классическая теория поля в принципе не может обойтись без парадигмы непустого пространства для удовлетворительного описания распределенной массы у протяженной элементарной частицы. Эта парадигма позво-

ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: ibw@sci.lebedev.ru.
МФТИ, 141700 Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.

ляет раскрыть физический смысл скалярной кривизны Риччи в терминах массовых плотностей распределенного носителя с непрерывным полем механической инерции и эквивалентным полем тяготения [1, 2]. При этом непрерывные плотности массы и заряда радиально распределенного электрона могут в аналитических функциях удовлетворять известным уравнениям классической теории поля. Данный математический факт подсказывает путь недуального объединения источников и полей при поиске концептуальных возможностей конвергенции классического и квантового описания локальных потоков элементарной материи. Один из возникающих вопросов – на какие характеристики полей следует опираться при такой конвергенции: на четыре электромагнитных потенциала A_μ, как в квантовой динамике, или на шесть напряженностей E_i и B_i того же поля, как подсказывает сила Лоренца для классического движения?

Непустое (материальное) пространство открывает возможность совместной геометризации непрерывных инерционных и гравитационных масс. Такая геометризация вещества в статике, для простоты, приводит к полевому уравнению $(2R_o^o - R)c^3/8\pi G \equiv 0$ для пассивной (инерционная частица) плюс активной (гравитирующее поле) плотности массы-энергии, которая и определяет кривизну Риччи в непустом пространстве энергетических потоков. Более конкретно, скалярную плотность Риччи $R \equiv g^{\mu\nu}R_{\mu\nu} = 8\pi G(m_p + m_a)n/c^2$ следует интерпретировать через сумму массовых плотностей непрерывной частицы $m_p n$ и ее поля тяготения $m_a n$, причем $m_p = m_a$ согласно эйнштейновскому Принципу Эквивалентности. В парадигме непустого пространства энергетический четырехпоток $(c^4 R u_o/8\pi G)cu^\mu$ пропорционален скалярной кривизне Риччи и четырехскорости $u^\mu = dx^\mu/ds$ полной (пассивной + активной) плотности энергии $c^4 R u_o/8\pi G$ материального носителя. При этом плотность тока массы описывается четырехвектором $(c^2 R/8\pi G)cu^\mu = n(m_p + m_a)cu^\mu$ на базе того же скаляра Риччи R.

Скалярные инерциальная (пассивная, m_p) и гравитационная (активная, m_a) массы или, точнее, их парные плотности внутри материального пространства каждого протяженного носителя непрерывных масс-энергий являются единственными инвариантами Общей Теории Относительности (ОТО), свойства которых математически соответствуют инвариантным свойствам скалярной кривизны Риччи. Это соответствие возникает не случайно. Оно и есть метрическая суть классического поля протяженных непрерывных частиц в общем материальном пространстве, где геометризация через кривизну Риччи одной элементарной массовой плотности допускает линейную суперпозицию для мирового пространственного перекрытия всех элементарных плотностей, $\sum_k (m_{kp} + m_{ka})n_k = c^2 R_{\text{sum}}/8\pi G$. Такие перекрывающиеся элементарные пространства с суммирующимися плотностями локальной массы-энергии и формируют единое материальное пространство с результирующим гравитационным потенциалом и суперпозицией обратноквадратичных [2] сил притяжения, наблюдаемой на практике.

Последовательное применение идеи материального пространства к наблюдаемой физической реальности требует заново прорешать все классические уравнения поля в аналитических функциях с непрерывной плотностью частицы $n(\mathbf{x}, \mathbf{a})$, а не в неаналитических приближениях с дельта-операторной плотностью частицы $\delta(\mathbf{x} - \mathbf{a})$. Претендуя на локализованность лишь в одной пространственной точке "$\mathbf{a}$" при непосредственных замерах ее энергетических обменов, скалярная масса каждой элементарной частицы $m_o = E/c^2$ является по своей природе нелокальным, хотя и запредельно спадающим радиальным распределением $m_o n(\mathbf{r} - \mathbf{a}) = m_o r_o / 4\pi(\mathbf{r} - \mathbf{a})^2(|\mathbf{r} - \mathbf{a}| + r_o)^2 \neq m_o \delta(\mathbf{r} - \mathbf{a})$. Для бесконечно распределенного электрона масштаб радиального охвата его полумассы $r_o = Gm_o/c^2 = 7 \times 10^{-58}$ м просто неразрешим для лабораторных измерений неоднородности пространства, промеренного лишь до 10^{-18} м. Поэтому-то дельта-плотность Дирака и оказывается очень практичной (несмотря на концептуальную некорректность) моделью для непрерывно распределенного в пространстве элементарного источника (т.е. вещества). Пространственное перекрытие автокогерентных, сверхтекучих элементарных плотностей непрерывных электронов может демонстрировать идеальное суммарное движение, которое, тем не менее, не является сверхтекучей разновидностью движения в отсутствие коллективных когерентных свойств (необходимых для усредненного квантования коллективного материального состояния). Но по отдельности каждый непрерывно распределенный радиальный электрон сохраняет свою когерентную пространственную структуру при отсутствии вязких взаимодействий или энергетических обменов. Таким образом, элементарный поток плотности энергии каждого непрерывного электрона удовлетворяет законам сверхтекучего движения и правилам квантования Бора–Зоммерфельда, если в общем непустом пространстве не происходит передач энергии материальным потокам других непрерывных частиц [3].

Цель данной работы состоит в нахождении полевых и геодезических уравнений ОТО для движущихся плотностей материального пространства в присутствии локальных электромагнитных потенциалов A_μ. Последние не используются для геометризации инерциальных и гравитационных полей и поэтому должны возмущать геодезическое движение пробных инертных масс, точнее их плотностей. Соответственно, для действия непустого пространства непрерывного электрона будет введена нелокальная модификация классического действия точечного электрона в пустом пространстве,

$-\int dx^\mu[mcu^\nu + (e/c)A^\nu]g_{\mu\nu}$. В этой модификации действия для поля распределенной элементарной материи все вариационные плотности будут рассматриваться не в неподвижном (относительно наблюдателя) четырехобъеме $\sqrt{-g}d^4x \equiv \sqrt{\gamma}d^3x\sqrt{g_{oo}}dx^0$, как изначально было предложено Гильбертом в 1915 году для математического вывода уравнения Эйнштейна, а в движущемся конфигурационном 4D-объеме $\sqrt{\gamma}d^3xds$ с 4-интервалом $ds = \sqrt{(g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu)}$ вместо временной координаты. Другими словами, для движущейся плотности материи мы будем использовать в качестве собственного времени ее физический инвариант ds, а не собственное время $\sqrt{g_{oo}}dx^0$ независимых от движения локальных наблюдателей. В нашем подходе материальное пространство неотделимо от формирующей его материи и поэтому локально "течет" вместе с ней. А это означает, что нет логического смысла в статистических конфигурационных объемах для лагранжевой задачи по выводу общих динамических уравнений. Вариационная техника Гильберта может считаться корректной, строго говоря, только для гравитационных полей от статических источников, как и соответствующее уравнение Эйнштейна. При этом в дальнейшем для метрики реального пространства будет использоваться плоское 3D-сечение ($\sqrt{\gamma}d^3x = d^3x$ в декартовых координатах) искривленного пространства-времени,

$$S = -\int g_{\mu\nu}[mcu^\nu + (e/c)A^\nu]dx^\mu \to -\iiiint \sqrt{\gamma}d^3x\Pi_\mu dx^\mu =$$

$$= -\iiiint \sqrt{\gamma}d^3xds\Pi_\mu u^\mu = -\iiiint L\sqrt{(-g)d^4x/c}. \qquad (1)$$

Здесь и далее классическая плотность канонического четырехимпульса $\Pi_\mu \equiv g_{\mu\nu}i^\nu + en_e c^{-1}g_{\mu\nu}A^\nu$ зависит от плотности четырехтока массы $i_\mu \equiv mn_m cu_\mu \equiv mn_m cg_{\mu\nu}dx^\nu/ds \equiv g_{\mu\nu}i^\nu$ и импульсной нагрузки зарядовой плотности en_e в локальном электромагнитном потенциале A^ν, причем $n_m = n_e$ для одного и того же элементарного носителя. Массовые плотности частицы формируют непрерывное непустое пространство или бесконечную материальную среду с конечным пространственным интегралом элементарной массы-энергии. Неоднородное внутреннее давление "p" в распределенном электроне (или тензорное напряжение среды $P_{\mu\nu}$) может, вообще говоря, сопровождать лагранжеву плотность $L \equiv -c\Pi_\mu u^\mu ds/\sqrt{g_{oo}}dx^o = -c^4 g^{\mu\nu}R_{\mu\nu}\sqrt{(g_{\rho\lambda}dx^\rho dx^\lambda)}/16\pi G\sqrt{g_{oo}}dx^o$ в нелокальном действии (1) элементарного материального пространства.

Сначала мы рассмотрим в (1) электрически нейтральные (или ненагруженные) метрические потоки энергии, когда у распределенной частицы отсутствует электрический заряд ($e = 0$) и $\Pi_\mu u^\mu \equiv mn_m c = Rc^3/16\pi G$. Это будет чисто механическое движение плотностей массы в сопровождении ее гравитационного поля, причем метрический тензор $g_{\mu\nu}$ и плотности кривизны Риччи $R_{\mu\nu}$ должны полностью описать локальные потоки материального пространства. Метрические вариации $\delta g^{\mu\nu}$ действия (1) сразу же приводят к десятикомпонентному аналогу уравнения Эйнштейна,

$$\frac{c^4}{8\pi G}(R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Ru_\mu u_\nu) = P_{\mu\nu}. \tag{2}$$

Здесь, следуя известной гипотезе Пуанкаре о внутреннем давлении для поддержания пространственной структуры неточечной частицы, мы феноменологически уравновешиваем плотность тензора энергии-импульса в левой, вариационной части уравнения (2) пока еще неопределенным тензором внутренних напряжений $P_{\mu\nu}$ (который и призван стабилизировать пространственное распределение неоднородной частицы). Этот тензор может быть в общем случае дополнен напряжениями не только от механического давления, но и от других параметров материальной среды. Идеальный релятивистский поток сопровождается в простейшем случае общеизвестным в ОТО тензором $P_{\mu\nu} = pu_\mu u_\nu - pg_{\mu\nu}$ со скалярным давлением "p". У сверхтекучих потоков нейтрального гелия это внутреннее давление принято трактовать через введение химического потенциала [4].

Левая сторона (2) в статике соответствует полевой части гравитационного уравнения Эйнштейна, найденной Гильбертом из метрических вариаций действия для статических, как выше обсуждалось, масс. В парадигме непустого пространства масса-энергия непрерывной геометризованной частицы описывается также, как и ее геометризованное поле, левой частью (2), что ранее было показано на примере статических метрических систем [1, 2]. Согласно качественному анализу Эйнштейна, Инфельда, и Хофмана [5] корректное тензорное уравнение ОТО для гравитации должно содержать в себе геодезические уравнения движения инерционных масс в виде математического следствия. И действительно, повышая один индекс (ν, например) в гравитационном тензорном уравнении (2) и применяя ковариантный набла-оператор ∇_ν вместе с укороченными уравнениями Бианки $\nabla_\nu R^\nu_\mu \equiv \nabla_\mu R/2$ к полученному результату, можно напрямую из (2) получить четырехвекторное уравнение движения для плотности массы ($Rc^2/16\pi G = mn_m$) непустого пространства. Это геодезическое уравнение,

$$\frac{c^4}{16\pi G}\left[\nabla_\nu(Ru_\mu u^\nu) - \nabla_\mu R\right] + \nabla_\nu P^\nu_\mu = 0 \text{ или } \nabla_\nu(wu_\mu u^\nu) - \nabla_\mu w = 0, \tag{3}$$

удобно переписать в терминах скалярной функции $w \equiv mn_m c^2 + p$ при введении внутреннего давления Пуанкаре "p" по градиентному соответствию $\nabla_\nu P^\nu_\mu = \nabla_\nu(pu_\mu u^\nu - p\delta^\nu_\mu)$. Такая энергетическая функция w для одной распределенной частицы представляет собой аналог химического потенциала у многочастичной среды, поскольку релятивистская однородность $\nabla_\mu w = 0$, включая $(u_\mu u^\nu - \delta^\nu_\mu)\nabla_\nu w = 0$, означает в (3) отсутствие четырехускорений $wu^\nu\nabla_\nu u_\mu \equiv wDu_\mu/Ds = 0$. Ниже будет показано, что для физической четырехметрики с евклидовым трехпространством всегда выполняется $\nabla_\nu u^\nu \equiv 0$, и, следовательно, для равновесных локальных плотностей элементарной материи выполняется энергетическое сохранение $\nabla_\nu(wu_\nu) \equiv 0$.

Гидродинамические аналоги четырехвекторного уравнения (3) уже неоднократно обсуждались для изоэнтропийных релятивистских жидкостей, например [6]. Мы исследуем этот класс физических уравнений относительно математических свойств субметрики трехмерных пространственных сечений в искривленных пространственно-временных множествах. Проекция обоих четырехвекторов из (3) на нормаль к u^μ, $\{\nabla_\nu(wu_\mu u^\nu) - u_\mu u^\lambda\nabla_\nu(wu_\lambda u^\nu)\} = \{\nabla_\mu w - u_\mu u^\nu\nabla_\nu w\}$, показывает что $\nabla_\mu w = u_\mu u^\nu\nabla_\nu w + [w\nabla_\nu(u^\nu u_\mu) - wu_\mu u^\lambda\nabla_\nu(u_\lambda u^\nu)] \equiv u^\nu\nabla_\nu(wu_\mu)$, вследствие $u^\lambda u_\lambda \equiv 1$ и $u^\lambda\nabla_\nu u_\lambda \equiv 0$. Полученное уравнение $\nabla_\mu w = u^\nu\nabla_\nu(wu_\mu)$ эквивалентно (3), так как оно выведено через тождественные преобразования. Поэтому всегда справедливо $u^\nu\nabla_\nu(wu_\mu) = \nabla_\nu(wu_\mu u^\nu)$ для четырехвекторного закона геодезического движения (3). Таким образом, следует заключить из векторного соотношения (3) и его проекции на нормальную ось, что $\nabla_\nu u^\nu \equiv [\partial_\nu\sqrt{\gamma}\sqrt{g_{oo}}(dx^\nu/ds)]/\sqrt{\gamma}\sqrt{g_{oo}} = 0$. Действительно, дивергенция локальной скорости движущегося материального пространства – это релятивистский инвариант, который может быть вычислен в любой системе координат. В неподвижной системе координат (где $dx^0 \neq 0$, $dx^i = 0$, $ds = \sqrt{g_{oo}}dx^0$ и $\nabla_\nu u^\nu = (\partial_o\sqrt{\gamma})/\sqrt{\gamma}\sqrt{g_{oo}})$, можно сразу же найти $\nabla_\nu u^\nu \equiv 0$ для евклидового пространственного 3-сечения ($\sqrt{\gamma} \equiv 1$), характерного для релятивистской материи в парадигме непустого пространства [1, 2].

Общеизвестные решения для потенциального потока [6] $wu_\mu = -\partial_\mu\phi$ могут быть применены, как известно, к квантованию вихря в сверхтекучем гелии. Эта среда, автокогерентная благодаря евклидовости 3-пространства, приводит к однозначным фейнмановским интегралам по траекториям [3]. Потенциальные решения с $\partial_\mu\partial_\nu\varphi = \partial_\nu\partial_\mu\varphi$ могут быть напрямую найдены из (3) при его эквивалентном представлении $u^\nu\nabla_\nu(wu_\mu) = u^\nu\nabla_\mu(wu_\nu)$, основанном на инвариантных сохранениях $\nabla_\nu u^\nu = 0$ и $u^\nu\nabla_\mu u_\nu = 0$.

Вышеупомянутое эквивалентное представление геодезики (3), $u^\nu\nabla_\nu(wu_\mu) = u^\nu\nabla_\mu(wu_\nu)$, можно вывести и лагранжевым методом, варьируя действие (1) относительно локальных смещений δx^μ материальных плотностей,

$$\delta S = -\iiiint\sqrt{\gamma}d^3x(\Pi_\mu d\delta x^\mu + dx^\mu\delta x^\nu\partial_\nu\Pi_\mu) =$$

$$= -\iiiint d^3 x ds \delta x^\mu (\partial_\nu \Pi_\mu - \partial_\mu \Pi_\nu) dx^\nu / ds. \qquad (4)$$

Принимая во внимание, что $\partial_\nu \Pi_\mu - \partial_\mu \Pi_\nu \equiv \nabla_\nu \Pi_\mu - \nabla_\mu \Pi_\nu$ и $\nabla_\nu P_\mu^\nu = u^\nu \nabla_\nu (p u_\mu) - \nabla_\mu p$ для движущегося материального пространства, вариации (4) для электрически заряженных плотностей массы дают четыре динамических уравнения Лагранжа,

$$u^\nu [\nabla_\nu (w u_\mu + e n_e A_\mu) - \nabla_\mu (w u_\nu + e n_e A_\nu)] = 0. \qquad (5)$$

Это общее динамическое уравнение в точности переходит при$e n_e A_\nu = 0$ (и $\nabla_\nu u^\nu \equiv 0$ для $\gamma = \mathrm{const}$) в геодезическое уравнение (3), полученное из свертки тензорного уравнения для совместно распределенных активных (гравитационных) и пассивных (инерциальных) масс.

Векторное соотношение (5) применимо в общем случае откликов заряженной плотности массы на внешнее электромагнитное поле. Следует отметить его частное тензорное условие $\nabla_\mu W_\nu - \nabla_\nu W_\mu \equiv \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu = 0$ для движения материальных плотностей с потенциальной функцией Φ, градиент которой соответствует каноническому четырехимпульсу плотности заряженной среды с внутренним давлением

$$W_\mu \equiv (w u_\mu + e n_e A_\mu)/c = -\nabla_\mu \Phi \equiv -\partial_\mu \Phi, \qquad (6)$$

причем $\partial_\mu \partial_\nu \Phi = \partial_\nu \partial_\mu \Phi$. Такой потенциальный поток заряженных материальных плотностей соответствует лондоновскому трехвекторному течению зарядов в регулярных сверхпроводниках. Напомним, что Ф. Лондон был первым, кто предположил в 1935 г., что физическое соотношение $\mathbf{v} \propto \mathbf{A}$ в статических магнитных полях не только совместимо со сверхпроводящим движением, но и характеризует сверхпроводящие отклики на приложенные магнитные поля [4].

Общие четырехвекторные соотношения (5) могут быть разделены на пространственные, $\mu = i$ $(1, 2, 3)$, и временные, $\mu = 0$, компоненты,

$$u^o (\partial_o W_i - \partial_i W_o) = u^j (\partial_i W_j - \partial_j W_i), \qquad (7a)$$

$$u^i (\partial_o W_i - \partial_i W_o) = 0, \qquad (7b)$$

для того чтобы убедиться через свертку (7a) с u^i, что последнее соотношение есть прямое следствие первых трех, т.к. $u^o \neq 0$ для любого движения. Если взять роторные производные от трехвекторного баланса сила-ускорение в (7a), то можно найти еще одно динамическое уравнение для идеальных потоков материального пространства,

$$\partial_o curl(u^o \mathbf{W}) + (\boldsymbol{\partial} W_o) \times (\boldsymbol{\partial} u^o) = curl \left[\frac{\mathbf{v} \times curl \mathbf{W}}{c\sqrt{(1 - v^2 c^{-2})}} \right], \qquad (8)$$

которое поддерживают тождества векторной алгебры $curl\ grad \equiv 0$ для ротора трехвектора $\{curl\mathbf{W}\}^i \equiv e^{ikl}(\partial_k W_l - \partial_l W_k)/2$ в евклидовом трехмерном сечении искривленного пространства-времени.

Релятивистское уравнение (8) может быть упрощено в отсутствие полей тяготения для медленного движения ($u^o - 1 \approx v^2 c^{-2} \ll 1$) заряженных сверхтекучих плотностей, которыми управляет нерелятивистский химический потенциал μ (используемый для скалярной интерпретации внутреннего напряжения или давления [4], $p \Rightarrow mn_m\mu$) и приложенные магнитные потенциалы $\mathbf{A} \equiv \{A_1, A_2, A_3\}$,

$$\frac{\partial}{\partial t}\left\{curl\left[mn_m(1+\mu c^{-2})\mathbf{v} + en_e c^{-1}\mathbf{A}\right]\right\} =$$
$$= curl\left\{\mathbf{v}\times curl\left[n_m m(1+\mu c^{-2})\mathbf{v} + en_e c^{-1}\mathbf{A}\right]\right\}. \tag{9}$$

Нерелятивистское уравнение (9) хорошо проверено [4] на лабораторных сверхпроводниках ($\mu/c^2 \ll 1$) с однородными суммарными плотностями перекрывающихся сверхтекучих носителей, $\boldsymbol{\partial} n_m = \boldsymbol{\partial} n_e = 0$. Поэтому общие геодезические уравнения (3) и (5) применимы не только к идеальным (между неупругими столкновениями) потокам массы-энергии, но и к сверхтекучим, автокогерентным плотностям потока одного непрерывного электрона в бесконечных пределах всего материального пространства.

Разложим в уравнении (5) электромагнитный четырехпотенциал $A_\mu \equiv g_{\mu\nu}A^\nu$ на два ортогональных слагаемых $A_\mu^\parallel = u_\mu u^\nu A_\nu$ и $A_\mu^\perp \equiv A_\mu - u_\mu u^\nu A_\nu$, направленных соответственно параллельно и ортогонально четырехскорости u_μ рассматриваемой плотности материи. Тогда эквивалентная запись релятивистского движения (5),

$$(w + en_e u^\lambda A_\lambda)u^\nu \nabla_\nu u_\mu = (\delta_\mu^\nu - u_\mu u^\nu)\nabla_\nu(w + en_e u^\lambda A_\lambda) +$$
$$+ u^\nu en_e(\nabla_\mu A_\nu^\perp - \nabla_\nu A_\mu^\perp) - A_\mu^\perp u^\nu \nabla_\nu(en_e), \tag{10}$$

позволяет связать четырехускорение $u^\nu\nabla_\nu u_\mu \equiv Du_\mu/Ds$ заряженной материи с градиентом ее электрохимического потенциала $\nabla_\nu(w + en_e u^\lambda A_\lambda)$, с силой Лоренца $u^\nu en_e(\nabla_\mu A_\nu^\perp - \nabla_\nu A_\mu^\perp)$ для электрической плотности $\rho_e = en_e$ и с инвариантным темпом изменения этой плотности $u^\nu\nabla_\nu(en_e) \equiv D(en_e)/Ds$ в потенциале A_μ^n. Такое уравнение гидродинамического типа для заряженных релятивистских потоков массы-энергии может быть формально сравнено для равновесных случаев движения радиального электрона, когда $\nabla_\nu(w + en_e u^\lambda A_\lambda) = 0$ и $D(en_e)/Ds = 0$, с релятивистским уравнением Минковского для модельной точечной частицы с зарядом e и массой m,

$$mc^2 u^\nu \nabla_\nu u_\mu = eu^\nu F_{\mu\nu}, \tag{11}$$

где $F_{\mu\nu} \equiv \nabla_\mu A_\nu - \nabla_\nu A_\mu$. Заметим, что в приближении точечной частицы электромагнитные силы определяются лишь напряженностью поля $F_{\mu\nu}$, тогда как физика протяженного классического заряда раскрывает в качестве первопричины электромагнитных взаимодействий движение заряженных плотностей в электромагнитных четырехпотенциалах $A_\mu^\parallel \equiv u_\mu u^\nu A_\nu$ и $A_\mu^\perp \equiv A_\mu - u_\mu u^\nu A_\nu$ вдоль и поперек четырехскорости u_μ. Как и в квантовой теории, в электродинамике непустого пространства перекрывающихся непрерывных частиц потенциал A_μ является более фундаментальным понятием, чем шесть классических напряженностей $F_{\mu\nu}$ в теории пустого пространства с дистанционно разнесенными точечными зарядами.

Знаменитый феномен Ааронова–Бома [7] уже давно доказал на практике приоритет электромагнитных потенциалов над напряженностями полей. И этот экспериментальный факт можно отнести не только к квантовой механике, но также и к классическому описанию непрерывного электрона в общей материальной среде без пустых областей. В прошлом столетии протяженный классический электрон обсуждался Ми [8], Гильбертом [9], Эйнштейном [10], Швингером [11] и многими другими выдающимися теоретиками. Радиально распределенные заряд и масса каждой элементарной частицы привносят новый смысл в физику нелокальных свойств материи, включая ее плазменные образования. Парадигма непустого пространства может в конечном счете привести к конвергенции квантового и классического подходов к элементарной частице, бесконечно распределенной в мировой пространственной суперпозиции плотностей энергий от всех других непрерывных зарядов и масс.

Л И Т Е Р А Т У Р А

[1] I. E. Bulyzhenkov, Int. J. Theor. Phys. **47**, 1261 (2008).

[2] I. E. Bulyzhenkov, J. Supercond. Nov. Magn. **22**, 723 (2009).

[3] I. E. Bulyzhenkov, J. Supercond. Nov. Magn. **22**, 627 (2009).

[4] S. J. Patterman, *Superfulid Hydrodynamics* (Elsevier, New York, 1974), Chap. 9.

[5] A. Einstein, I. Infeld, B. Hoffmann, Ann. Math. **39**, 65 (1938).

[6] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *Fluid Mechanics* (Pergamon, Oxford, 1987), Chap. 15.

[7] D. Bohm, Phys. Rev. **85**, 166 (1952); D. Bohm, B. J. Hiley, *The Undivided Universe* (Routledge, London, 1993).

[8] G. Mie, Ann. Phys. (Berlin) **37**, 511 (1912); Ann. Phys. (Berlin) **39**, 1 (1912); Ann. Phys. (Berlin) **40**, 1 (1913).

[9] D. Hilbert, Nachrichten K. Gesellschaft Wiss. Gøttingen, Math-Phys. Klasse, Heft 3, 395 (1915).

[10] M.-A. Tonnelat, *Les Principles Theorie Electromagnetique et Relativite*(Masson, Paris, 1959).

[11] J. Schwinger, in *Quantum, Space and Time – The Quest Continues* Ed. A. O. Barut, A. Van der Merwe, and J.-P. Vigier (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1984), p. 620.

Поступила в редакцию 12 декабря 2012 г.