К ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИМ СИЛАМ НИКОЛАЕВА

© Воронков С.С.

Контакт с автором: vorss60@yandex.ru

Аннотация

Рассматриваются новые электродинамические силы, открытые Г.В. Николаевым. Показано, что установленные опытным путем новые электродинамические силы выводятся из уравнений динамики вакуума. Особенность дивергентной силы Николаева заключается в том, что она проявляется только при неустановившемся режиме.

В работе [1] показано, что продольная электромагнитная сила, открытая опытным путем Г.В. Николаевым [2], содержится в уравнениях динамики вакуума. Но в полученном уравнении для электродинамических сил, мы его ниже рассмотрим – уравнение (15), помимо силы Николаева и силы Лоренца, присутствуют еще дополнительные члены – учитывающие новые неизвестные силы. Анализ опытов Г.В. Николаева [2] показал, что действием этих сил объясняется возникновение потенциальной магнитной ямы между взаимодействующими магнитами и другие эффекты.

Рассмотрим эти электродинамические силы, открытые Г.В. Николаевым [2].

Выпишем систему уравнений динамики вакуума [1]

$$\frac{d^2\eta\mathbf{V}}{dt^2} = c^2\nabla^2\eta\mathbf{V}, \tag{1}$$

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} = c^2\nabla^2\varphi, \tag{2}$$

$$\frac{d\eta}{dt} + \eta\nabla\mathbf{V} = 0, \tag{3}$$

$$c^2 = \frac{\partial\varphi}{\partial\eta}. \tag{4}$$

Здесь η – плотность электронной среды; в электродинамической системе размерностей $\eta = \frac{m_e}{e}$, m_e – масса электрона, e – заряд электрона; $\mathbf{V}$ – вектор скорости электронной среды, φ – скалярный электрический потенциал, c – скорость света, $\nabla = i\frac{\partial}{\partial x} + j\frac{\partial}{\partial y} + k\frac{\partial}{\partial z}$ – оператор набла, $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – оператор Лапласа.

Полные производные в уравнениях (1), (2), (3) содержат нелинейные члены и расписываются:

$$\frac{d^2\eta\mathbf{V}}{dt^2}=\frac{\partial^2\eta\mathbf{V}}{\partial t^2}+2(\mathbf{V}\cdot\nabla)\frac{\partial\eta\mathbf{V}}{\partial t}+(\frac{\partial\mathbf{V}}{\partial t}\cdot\nabla)\eta\mathbf{V}+(\mathbf{V}\cdot\nabla)(\mathbf{V}\cdot\nabla)\eta\mathbf{V}.$$

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2}=\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}+2(\mathbf{V}\cdot\nabla)\frac{\partial\varphi}{\partial t}+(\frac{\partial\mathbf{V}}{\partial t}\cdot\nabla)\varphi+(\mathbf{V}\cdot\nabla)(\mathbf{V}\cdot\nabla)\varphi.$$

$$\frac{d\eta}{dt}=\frac{\partial\eta}{\partial t}+(\mathbf{V}\cdot\nabla)\eta.$$

В этой системе из шести дифференциальных уравнений (первое векторное уравнение представляет собой три скалярных) неизвестных 6 величин $-\ V_x, V_y, V_z, \varphi, \eta, c$.

Проведем вывод уравнения, содержащего новые электродинамические силы Николаева. Запишем уравнение (2) в следующем виде, привлекая уравнение (4) и полагая, что скорость света есть постоянная величина

$$c^2\mathrm{divgrad}\varphi=\frac{d}{dt}\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)=\frac{d}{dt}\left(\frac{d\eta}{dt}\right)c^2. \qquad (5)$$

Перепишем уравнение непрерывности (3) в виде

$$\frac{\partial\eta}{\partial t}+\mathrm{div}\eta\mathbf{V}=0. \qquad (6)$$

Преобразуем (5), расписывая полную производную $\frac{d\eta}{dt}$ и привлекая (6).

$$\mathrm{divgrad}\varphi=\frac{d}{dt}(-\mathrm{div}\eta\mathbf{V}+\mathbf{V}\mathrm{grad}\eta). \qquad (7)$$

Принимая правила дифференцирования полной производной [3], найдем

$$\frac{d\,\mathrm{div}\eta\mathbf{V}}{dt}=\mathrm{div}\frac{d\eta\mathbf{V}}{dt}+\mathrm{rot}\eta\mathbf{V}\cdot\mathrm{rot}\mathbf{V}-\begin{pmatrix}\eta\mathbf{V}\\ \mathbf{V}\end{pmatrix}, \qquad (8)$$

где $\begin{pmatrix}\eta\mathbf{V}\\ \mathbf{V}\end{pmatrix}=\mathrm{grad}\eta V_x\cdot\mathrm{grad}V_x+\mathrm{grad}\eta V_y\cdot\mathrm{grad}V_y+\mathrm{grad}\eta V_z\cdot\mathrm{grad}V_z$.

Подставляя (8) в (7), получим

$$\mathrm{div}\left(\mathrm{grad}\varphi+\frac{d\,\eta\mathbf{V}}{dt}\right)=-\begin{bmatrix}\mathrm{rot}\eta\mathbf{V}\cdot\mathrm{rot}\mathbf{V}-\mathrm{grad}\eta V_x\cdot\mathrm{grad}V_x-\mathrm{grad}\eta V_y\cdot\mathrm{grad}V_y\\ -\mathrm{grad}\eta V_z\cdot\mathrm{grad}V_z-\frac{d}{dt}\mathbf{V}\mathrm{grad}\eta\end{bmatrix}. \qquad (9)$$

Пренебрегая произведениями производных в квадратных скобках, считая их величинами второго порядка малости, уравнение (9) запишется

$$\mathrm{div}\left(\mathrm{grad}\varphi+\frac{d\,\eta\mathbf{V}}{dt}\right)=0. \qquad (10)$$

Запишем уравнение (10) в следующем виде

$$\mathbf{C} = -\frac{d\,\eta\mathbf{V}}{dt} - \mathrm{grad}\varphi, \qquad (11)$$

где **C** – векторная константа.

Уравнение (11) является аналогом уравнения электродинамики Максвелла [4]

$$\mathbf{E} = \frac{1}{c}\cdot\mathbf{V}\times\mathbf{B} - \frac{1}{c}\cdot\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t} - \mathrm{grad}\,\varphi, \qquad (12)$$

$$\mathbf{B} = \mathrm{rot}\,\mathbf{A}, \qquad (13)$$

где **E** – напряженность электрического поля; **B** – магнитная индукция; **V** – скорость контура или системы отсчета; c – скорость света в вакууме; **A** – векторный потенциал; φ – скалярный потенциал.

В нашем представлении векторный потенциал Максвелла равен [1]

$$\mathbf{A} = \eta\mathbf{V}. \qquad (14)$$

Запись уравнения (11) в приведенной форме оправдана, если имеется поле сторонних электрических сил, или если мы хотим определить циркуляцию вектора **C** по замкнутому контуру. Для свободной электронной среды, видимо, с потерей некоторой общности, уравнение (11) перепишется

$$\frac{d\eta\mathbf{V}}{dt} = -\mathrm{grad}\varphi. \qquad (15)$$

Полученное уравнение совместно с уравнением непрерывности электронной среды (6) описывает электродинамические силы в электронной среде.

Аналогичные уравнения для описания динамических процессов на микроуровне привлекает Магницкий [5]

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \mathrm{div}(\rho u) = 0, \quad \frac{d(\rho\mathbf{u})}{dt} = \frac{\partial(\rho\mathbf{u})}{\partial t} + (\mathbf{u}\cdot\nabla)(\rho\mathbf{u}) = 0, \qquad (16)$$

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

Отличие второго уравнения системы (16) от уравнения (15) заключается в отсутствии градиента скалярного потенциала.

1. Дивергентная сила Николаева

В работах Г.В. Николаева [2] опытным путем установлено существование так называемого скалярного магнитного поля $B = -\mathrm{div}\mathbf{A}$, где **A** – векторный потенциал, в отличие от векторного магнитного поля, присутствующего в электродинамике Максвелла $\mathbf{B} = \mathrm{rot}\mathbf{A}$.

При движении заряда q со скоростью **V** в векторном магнитном поле на него действует сила Лоренца

$$\mathbf{F}_L = q\mathbf{V}\times\mathbf{B} = q\mathbf{V}\times\mathrm{rot}\mathbf{A}, \qquad (17)$$

где q – заряд, **V** – скорость, **A** – векторный потенциал.

Существование так называемого скалярного магнитного поля приводит к возникновению продольной силы, действующей на заряды и определяемой как [2]

$$\mathbf{F}_N = -q\mathbf{V}\cdot B = q\mathbf{V}\cdot \mathrm{div}\mathbf{A}, \tag{18}$$

где q – заряд, **V** – скорость, **A** – векторный потенциал.

Причем, направление действия этой силы, назовем ее дивергентной силой Николаева, совпадает с направлением скорости движения заряда. Рассмотрим причины возникновения этой силы, связанной, как будет показано, со сжимаемостью электронной среды.

Распишем полную производную в уравнении (15), воспользовавшись разложением Магницкого для конвективной производной [5]

$$\begin{gathered}\frac{d\eta\mathbf{V}}{dt} = \frac{\partial\eta\mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V}\cdot\nabla)(\eta\mathbf{V}) = \frac{\partial\eta\mathbf{V}}{\partial t} + \frac{1}{\eta}(\eta\mathbf{V}\cdot\nabla)(\eta\mathbf{V}) = \\ \frac{\partial\eta\mathbf{V}}{\partial t} + \frac{1}{\eta}(\frac{1}{2}\nabla(\eta\mathbf{V})^2 - \eta\mathbf{V}\times(\nabla\times\eta\mathbf{V}))) = \frac{\partial\eta\mathbf{V}}{\partial t} + \frac{1}{2\eta}\mathrm{grad}\mathbf{A}^2 - \mathbf{V}\times\mathrm{rot}\mathbf{A},\end{gathered} \tag{19}$$

где $\mathbf{A} = \eta\mathbf{V}$ – векторный потенциал Максвелла.

Перепишем уравнение (15) с учетом (19)

$$\eta\frac{\partial\mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V}\frac{\partial\eta}{\partial t} + \frac{1}{2\eta}\mathrm{grad}\mathbf{A}^2 - \mathbf{V}\times\mathrm{rot}\mathbf{A} = -\mathrm{grad}\varphi, \tag{20}$$

Выразим производную $\frac{\partial\eta}{\partial t}$ из уравнения непрерывности (6) и подставим в уравнение (20), переписав его в виде

$$-\mathrm{grad}\varphi = \eta\frac{\partial\mathbf{V}}{\partial t} - \mathbf{V}\cdot\mathrm{div}\mathbf{A} + \frac{1}{2\eta}\mathrm{grad}\mathbf{A}^2 - \mathbf{V}\times\mathrm{rot}\mathbf{A}. \tag{21}$$

Сила **F**, действующая на заряд q в поле градиента скалярного поля φ найдется

$$\mathbf{F} = -q\mathrm{grad}\varphi = q\eta\frac{\partial\mathbf{V}}{\partial t} - q\mathbf{V}\cdot\mathrm{div}\mathbf{A} + \frac{q}{2\eta}\mathrm{grad}\mathbf{A}^2 - q\mathbf{V}\times\mathrm{rot}\mathbf{A}. \tag{22}$$

Запишем это уравнение относительно производной скорости

$$q\eta\frac{\partial\mathbf{V}}{\partial t} = q\mathbf{V}\cdot\mathrm{div}\mathbf{A} - \frac{q}{2\eta}\mathrm{grad}\mathbf{A}^2 + q\mathbf{V}\times\mathrm{rot}\mathbf{A} + \mathbf{F}. \tag{23}$$

Уравнение (23) представляет собой аналог второго закона Ньютона на микроуровне. В правой части уравнения помимо силы **F** присутствуют также электродинамические силы.
Третий член в правой части представляет собой силу Лоренца. Первый член в правой части представляет собой дивергентную силу Николаева

$$\mathbf{F}_N = q\mathbf{V}\cdot\mathrm{div}\mathbf{A}. \tag{24}$$

Сила Николаева установлена в экспериментах опытным путем [2]. Но проведенный вывод выражения (24) показывает, что наличие этой силы обусловлено сжимаемостью электронной среды и введение скалярного магнитного поля, как это делается в работе [2], вряд ли целесообразно, так как магнитное поле обусловлено вращением электронной среды на микроуровне.

Направление действия дивергентной силы Николаева совпадает с направлением скорости движения электронной среды – электрического тока при наличии дивергенции векторного потенциала. Это подтверждается экспериментами Николаева [2].

3. Опыт Г. Николаева. Рис. 1. «Для демонстрации выполнимости законов механики при взаимодействии перпендикулярных элементов тока подвижный прямолинейный проводник 1 на подвесе размещается на расстоянии 2-4 мм от остальных проводников прямоугольного контура. Емкость C заряжается до 10-20 кВ. При пробое промежутков между подвижным проводником 1 и проводниками контура подвижный проводник приходит в поступательное движение вдоль направления тока в нем в направлении действующей на него продольной силы $F_{||}$. Поперечные силы $F_{\perp}$ реакции от подвижного проводника 1 приложены к боковому проводнику 3 контура».

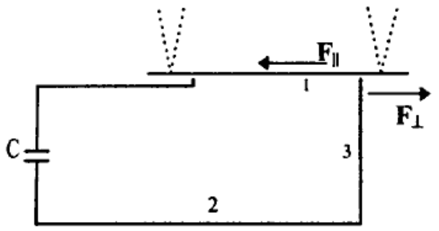

Рис. 1. 3 Опыт Г. Николаева. Рисунок взят из работы [2].

Направление действия силы Николаева совпадает с направлением электрического тока. Особенность дивергентной силы Николаева (24) заключается в том, что она проявляется при неустановившемся режиме. Действительно, как следует из уравнения непрерывности (6), дивергенция векторного потенциала $\mathrm{div}\mathbf{A}$, будет отлична от нуля только при изменении во времени плотности электронной среды

$$\mathrm{div}\mathbf{A} = -\frac{\partial \eta}{\partial t}. \qquad (25)$$

<u>2. Градиентная сила Николаева</u>

Второй член в правой части уравнения (23) представляет собой градиентную силу Николаева

$$\mathbf{F}_{NG} = -\frac{q}{2\eta}\mathrm{grad}\mathbf{A}^2, \qquad (26)$$

В работе [1] показано, что полученная градиентная сила Николаева описывает возникновение «потенциальной магнитной ямы» между магнитами. На этом принципе основан магнитный подшипник Николаева.

Сведем полученные электродинамические силы в таблицу.

Таблица

№ п/п	Электродинамическая сила	Формула
1	Сила Лоренца	$\mathbf{F}_L = q\mathbf{V} \times \mathrm{rot}\mathbf{A}$, $\mathbf{A} = \eta\mathbf{V}$.
2	Сила Николаева (Дивергентная сила Николаева)	$\mathbf{F}_N = q\mathbf{V} \cdot \mathrm{div}\mathbf{A}$, $\mathbf{A} = \eta\mathbf{V}$.
3	Градиентная сила Николаева	$\mathbf{F}_{NG} = -\frac{q}{2\eta}\mathrm{grad}A^2$, $\mathbf{A} = \eta\mathbf{V}$.

Выводы

1. Показано, что установленные опытным путем в работах Г.В. Николаева новые электродинамические силы выводятся из уравнений динамики вакуума.
2. Особенность дивергентной силы Николаева заключается в том, что она проявляется только при неустановившемся режиме.

Литература

1. Воронков С.С. Общая динамика. – 7-е изд., переработанное. – Псков: ЛЕВИТРОН, 2018. – 232 с. Электронный вариант работы представлен на Яндекс.Диске: https://yadi.sk/i/ANdrL7ix3Ujo9b
2. Николаев Г.В. Современная электродинамика и причины ее парадоксальности. – Томск: Твердыня, 2003. – 149 с.
3. Фридман А.А. Опыт гидродинамики сжимаемой жидкости. – Ленинград: ОНТИ, 1934. – 370 с.
4. Максвелл Дж. К. Трактат об электричестве и магнетизме. В двух томах, т. I,II. – М.: Наука, 1989.
5. Магницкий Н.А. Теория сжимаемого осциллирующего эфира. Сложные системы, № 4 (29), 2018, 25 с.