

# ГИПОТЕЗА

НЕЗАВИСИМЫЙ  
НАУЧНЫЙ  
ЖУРНАЛ



**№1**  
**1'93**

# ГИПОТЕЗА

НЕЗАВИСИМЫЙ НАУЧНЫЙ  
ЖУРНАЛ

№ 1

1993

## ГИПОТЕЗА

№ 1 1993

выходит один раз в квартал

Журнал «Гипотеза» публикует работы по проблемам естественных наук, выходящие за рамки господствующих парадигм, однако удовлетворяющие общепринятым научным критериям, включая такой, как возможность экспериментальной проверки. Цель журнала — не пропаганда, а обсуждение: публикуются не только оригинальные работы, но и их критика. Свобода дискуссий обеспечивается частным характером издания, гарантирующим его независимость от любых ведомств и организаций.

Учредитель, главный редактор

**В. Я. Хуторской**

Художник

**П. П. Ефремов**

Адрес редакции: 117313, Москва, а/я 129.

Телефон: (095) 138-61-06

Рукописи не рецензируются и не возвращаются.

Издается при содействии Национального фонда ЮНЕСКО

Издание финансируется торговым домом «Томов и К°»

ISSN 0868—8664

© Гипотеза, 1993

## СОДЕРЖАНИЕ

Л. И. Петрова. Квантовое уравнение поля	5
В. М. Сергеев. Тахионы и гравитация	18
В. А. Винокуров. Закон взаимодействия движущихся зарядов	24
Г. Д. Бердышев, Б. М. Ханжин. Старение как возрастное развитие	37
Е. А. Скобелин. Природа тектонических землетрясений	46

В. А. Винокуров

## ЗАКОН ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДВИЖУЩИХСЯ ЗАРЯДОВ

Получен как следствие системы уравнений Максвелла новый закон взаимодействия заряженных частиц, формулируемый с помощью явно предьявленной функции Лагранжа. В квадратичном приближении по скоростям построенная функция Лагранжа совпадает с функцией Лагранжа релятивистского закона взаимодействия и, следовательно, содержит законы Кулона и Био-Савара. При релятивистских скоростях новая и традиционная теория дают принципиально различные результаты. Предлагаются эксперименты, различающие эти теории.

**Введение.** Предлагается дедуктивное построение как динамики электрического поля, так динамики зарядов на основе функционала действия электромагнитного поля

$$S = \frac{1}{8\pi} \int_a^b \left( \iiint_{R^3} (\vec{E}^2 - \vec{H}^2) dx_1 dx_2 dx_3 \right) dt, \quad (1)$$

восходящего к А. Пуанкаре [1] и записанного здесь в нормировке из [2, с. 97]. Если в формуле (1) выразить напряженности электрического  $\vec{E}$  и магнитного  $\vec{H}$  полей через потенциалы электромагнитного поля (см. формулы 11, 12) и провести по потенциалам варьирование, то получается система уравнений Максвелла электромагнитного поля (см. [1, 2]).

Внутренний интеграл по всему пространству в (1)

$$L = \frac{1}{8\pi} \iiint_{R^3} (\vec{E}^2 - \vec{H}^2) dx_1 dx_2 dx_3 \quad (2)$$

называется функцией Лагранжа [2]. Поставляя в (2) поле двух ( $n$ ) движущихся заряженных частиц и вычисляя интеграл по пространственным переменным, получаем функцию Лагранжа  $L$ , зависящую от координат и скоростей центров частиц и их характеристических констант — зарядов и масс. Приходим, следовательно, к лагранжевой механике двух ( $n$ ) точечных частиц. Итак, функционал действия (1) задает и динамику поля и динамику частиц.

Исторически данный подход восходит к работе [1] А. Пуанкаре. В этой работе А. Пуанкаре взял заряд, равномерно распределенный по шару некоторого радиуса, и вычислил его электрическое поле. Затем к полю построенной частицы применил преобразование Лоренца и получил равномерно движущуюся частицу. Ее поле подставил в (2) и, вычислив интеграл, получил функцию Лагранжа свободной частицы

$$L = mc^2 \sqrt{1 - \beta^2} \quad (3)$$

где  $\beta \equiv \frac{1}{c} \vec{v}$ ,  $\vec{v}$  — вектор скорости частицы,  $c$  — скорость света,  $m$  — масса покоя частицы. Мы же подставляем в (2) поле, являющееся суммой полей двух частиц, и вычисляем, кроме двух массовых членов вида (3), еще член взаимодействия.

Даваемые новой теорией новые физические эффекты позволяют создать принципиально новые конструкции ускорителей заряженных частиц, излучателей, передатчиков и приемников энергии. В частности, предложенная нами конструкция ускорителя протонов с физическими параметрами, не уступающими параметрам суперколлайдера SSC в штате Техас, большого адронного коллайдера LHC в Женеве или ускорительного комплекса ИФВЭ в Протвино, — имеет диаметр в 12 м и стоимость 10 миллионов долларов. Для сравнения напомним, что большое кольцо суперколлайдера SSC имеет диаметр 27,7 км, а стоимость всего проекта — 10 миллиардов долларов.

**Формулировка результатов.** 1. В настоящей работе используется система единиц СГС. Основные формулы приводятся как в системе СГС — (7, 8), так и в системе СИ — (8, 9) [3].

В основе классической электродинамики лежат два экспериментально установленных закона: закон Кулона взаимодействия покоящихся точечных зарядов и закон Био-Савара взаимодействия линейных стационарных токов [4]. Современная электродинамика базируется на системе уравнений Максвелла, многочисленные следствия которой подтверждены экспериментально. В современной электродинамике для опи-

сания движения частицы массы  $m$  с зарядом  $e$  в поле, созданном системой других частиц, используется функция Лагранжа (см. [2], с. 68, форм. (16,4), которую мы приводим с обратным знаком

$$L = mc^2 \sqrt{1 - \vec{\beta}^2} + e(\varphi - \langle \vec{\beta}, \vec{A} \rangle) \quad (4)$$

Здесь  $c$  — скорость света,  $\vec{v}$  — скорость частицы,  $\vec{\beta} \equiv \frac{1}{c} \vec{v}$ ,

$\varphi$  — скалярный и  $\vec{A}$  — векторный потенциалы внешнего поля. В случае стационарного распределения внешних зарядов и токов с плотностями  $\rho(\vec{x})$  и  $\vec{j}(\vec{x})$ , соответственно, верны формулы для потенциалов

$$\varphi(\vec{x}) = \iiint_{\mathbb{R}^3} \frac{\rho(\vec{y})}{|\vec{x} - \vec{y}|} dy_1 dy_2 dy_3, \quad (5)$$

$$\vec{A}(\vec{x}) = \frac{1}{c} \iiint_{\mathbb{R}^3} \frac{\vec{j}(\vec{y})}{|\vec{x} - \vec{y}|} dy_1 dy_2 dy_3. \quad (6)$$

Описание взаимодействия частицы с системой других частиц с помощью функции Лагранжа (4) назовем «релятивистским законом взаимодействия».

Для описания взаимодействия двух заряженных частиц мы предлагаем функцию Лагранжа

$$L = m_1 c^2 \sqrt{1 - \vec{\beta}_1^2} + e_1 e_2 \text{vin}(\vec{\beta}_1, \vec{\beta}_2, \vec{x}_2 - \vec{x}_1) + m_2 c^2 \sqrt{1 - \vec{\beta}_2^2}, \quad (7)$$

где  $\text{vin}(\vec{\beta}_1, \vec{\beta}_2, \vec{y})$  — функция трех векторных аргументов

$$\vec{\beta}_1 \in \{\vec{\beta} \in \mathbb{R}^3 : |\vec{\beta}| < 1\}, \quad \vec{\beta}_2 \in \{\vec{\beta} \in \mathbb{R}^3 : |\vec{\beta}| < 1\}, \quad \vec{y} \in \mathbb{R}^3,$$

задаваемая формулой

\*

© Винокуров В. А. 1993

$$\begin{aligned} \text{vin}(\vec{\beta}_1, \vec{\beta}_2, \vec{y}) &= (\vec{y}^2 - [\vec{\beta}_1, \vec{y}]^2)^{-1/2} + (\vec{y}^2 - [\vec{\beta}_2, \vec{y}]^2)^{-1/2} - \\ &- (1 + \langle \vec{\beta}_1, \vec{\beta}_2 \rangle) \vec{y}^2 \left( [\vec{\beta}_1 + \vec{\beta}_2, \vec{y}]^2 \vec{y}^2 - [[\vec{\beta}_1, \vec{y}], [\vec{\beta}_2, \vec{y}]]^2 \right)^{-1} \\ &\left( \langle [\vec{\beta}_1 + \vec{\beta}_2, \vec{y}], [\vec{\beta}_1, \vec{y}] \rangle (\vec{y}^2 - [\vec{\beta}_1, \vec{y}]^2)^{-1/2} + \right. \\ &\left. + \langle [\vec{\beta}_1 + \vec{\beta}_2, \vec{y}], [\vec{\beta}_2, \vec{y}] \rangle (\vec{y}^2 - [\vec{\beta}_2, \vec{y}]^2)^{-1/2} \right). \quad (8) \end{aligned}$$

\* Приоритет автора на формулу (8) и закон взаимодействия, выра-

Здесь:  $e_1, e_2$  — заряды частиц;  $m_1, m_2$  — массы;  $\vec{v}_1, \vec{v}_2$  — вектора скорости;  $\vec{x}_1, \vec{x}_2$  — вектора положения;  $\vec{\beta}_1 = \vec{v}_1/c$ ;  $\vec{\beta}_2 = \vec{v}_2/c$ ;  $[\vec{a}, \vec{b}]$  — векторное произведение векторов  $\vec{a}, \vec{b} \in \mathbb{R}^3$ ;  $\langle \vec{a}, \vec{b} \rangle$  — скалярное произведение вектора  $\vec{a}, \vec{b} \in \mathbb{R}^3$ ; квадрат вектора  $\vec{a}^2 \equiv \langle \vec{a}, \vec{a} \rangle$ . В системе СИ функция Лагранжа равна

$$L = m_1 c^2 \sqrt{1 - \vec{\beta}_1^2} + \frac{e_1 e_2}{4\pi\epsilon_0} \text{vin}(\vec{\beta}_1, \vec{\beta}_2, \vec{x}_2 - \vec{x}_1) + m_2 c^2 \sqrt{1 - \vec{\beta}_2^2} \quad (9)$$

где  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная [3, с. 66]. В случае  $n$  заряженных частиц функция Лагранжа соответственно берется в виде

$$L = c^2 \sum_{i=1}^n m_i \sqrt{1 - \vec{\beta}_i^2} + \sum_{\substack{i,j=1 \\ i < j}}^n e_i e_j \text{vin}(\vec{\beta}_i, \vec{\beta}_j, \vec{x}_j - \vec{x}_i). \quad (10)$$

Покажем, что при малых скоростях движения квадратичная аппроксимация по скоростям функции Лагранжа (7) дает релятивистский закон взаимодействия, закон Кулона и закон Био-Савара. Кроме того, функция (8) обладает тем свойством, что  $\text{vin}(\vec{\beta}_1, \vec{0}, \vec{y}) = |\vec{y}|^{-1}$ . Поэтому для случая заряженной частицы во внешнем поле, создаваемом системой покоящихся зарядов, из (10) следует, что функция Лагранжа

$$L = mc^2 \sqrt{1 - \vec{\beta}^2} + e\varphi.$$

т. е. в этом частном случае релятивистский закон взаимодействия совпадает с новым законом.

Однако в случае зарядов, движущихся со скоростями, сравнимыми со скоростью света, новый закон дает принципиально отличные от трех предыдущих законов результаты. А именно, две одинаковые заряженные частицы при достаточно больших скоростях движения уже могут образовывать стационарную систему вращающихся по одной окружности частиц. Это означает, что одних электромагнитных сил достаточно для объяснения существования ядер атомов как стабильных систем одинаково заряженных частиц.

---

женный формулами (7, 8) установлен по заявке на открытие СССР [5]. Там же заявлены авторские права Винокурова В. А. на формулу (8) для функции  $\text{vin}(\vec{\beta}_1, \vec{\beta}_2, \vec{y})$ , обведенную в рамки, как на отдельный самостоятельный объект интеллектуальной собственности с названием «функция Винокурова» и на закон взаимодействия (7, 8) с названием «закон Винокурова». Притязания автора распространяются на производные выражения, переводы и записи на любых носителях.



Таким образом, новый закон принципиально меняет основные физические представления и является рабочим инструментом расчета движения заряженных частиц во всем диапазоне досветовых скоростей.

**2. Вывод формул (7, 8).** Система уравнений Максвелла, лежащая в основе современной электродинамики и теории поля, получается при варьировании действия (1), где  $\vec{E}(\vec{x}, t)$ ,  $\vec{H}(\vec{x}, t)$  — напряженности электрического и магнитного полей, при рассмотрении поля во всем пространстве  $R^3$  и времени  $t \in [a, b] \in R$ .

Напомним, что напряженности полей следующим образом выражаются через потенциалы

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{A} - \text{grad } \varphi \quad (11)$$

$$\vec{H} = \text{rot } \vec{A} \quad (12)$$

[2, с. 71].

Пусть поле создается двумя частицами, т. е. 4-вектор-потенциал поля

$$\left( \frac{\varphi}{A} \right) = \left( \frac{\varphi_1}{A_1} \right) + \left( \frac{\varphi_2}{A_2} \right)$$

равен сумме 4-вектор-потенциалов двух частиц. Тогда вектора напряженностей электрического и магнитного полей также представляют собой суммы

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2, \quad \vec{H} = \vec{H}_1 + \vec{H}_2 \quad (13)$$

напряженностей полей каждой частицы.

Подставляя (13) в (2), получаем функцию Лагранжа (2) как сумму трех интегралов

$$L = \frac{1}{8\pi} \iiint_{R^3} (\vec{E}_1^2 - \vec{H}_1^2) dx_1 dx_2 dx_3 + \frac{1}{4\pi} \iiint_{R^3} (\langle \vec{E}_1, \vec{E}_2 \rangle - \langle \vec{H}_1, \vec{H}_2 \rangle) dx_1 dx_2 dx_3 + \frac{1}{8\pi} \iiint_{R^3} (\vec{E}_2^2 - \vec{H}_2^2) dx_1 dx_2 dx_3. \quad (14)$$

Полагаем, следуя Пуанкаре [1],

$$m_1 c^2 \sqrt{1 - \beta_1^2} = \frac{1}{8\pi} \iiint_{R^3} (\vec{E}_1^2 - \vec{H}_1^2) dx_1 dx_2 dx_3, \quad l \in \overline{1, 2}, \quad (15)$$

где  $m_1$  — масса частицы.

Для аппроксимативного вычисления интеграла

$$J \equiv \frac{1}{4\pi} \iiint_{\mathbf{R}^3} (\langle \vec{E}_1, \vec{E}_2 \rangle - \langle \vec{H}_1, \vec{H}_2 \rangle) dx_1 dx_2 dx_3 \quad (16)$$

предположим, что расстояние между частицами много больше характерных размеров области сосредоточения зарядов и аппроксимируем поля частиц полями точечных зарядов той же величины. Для точечного заряда  $e_i$  с центром в точке  $\vec{b}_i \in \mathbf{R}^3$ , движущегося со скоростью  $\vec{v}_i = \frac{d}{dt} \vec{b}_i$ ,  $\phi_i$  — вектор — потенциал равен [2, с. 125].

$$\left( \frac{\phi_i}{A_i} \right) = e_i \left( \frac{1}{\beta_i} \right) \left( (x - \vec{b}_i)^2 - [\vec{\beta}_i, x - \vec{b}_i]^2 \right)^{-1/2}, \quad (17)$$

где  $\vec{\beta}_i = \vec{v}_i/c$ ,  $i \in \overline{1, 2}$ .

Приходим к чисто математической задаче о вычислении интеграла (16) с функциями  $\vec{E}_1$ ,  $\vec{H}_1$ , задаваемыми формулами (11, 12, 17). Математические вычисления дают для величины этого интеграла

$$J = e_1 e_2 \text{vin}(\vec{\beta}_1, \vec{\beta}_2, \vec{b}_2 - \vec{b}_1), \quad (18)$$

где  $\text{vin}(\vec{\beta}_1, \vec{\beta}_2, \vec{y})$  — функция вида (8).

Из (14, 15, 18) следует справедливость выражения (7) для функции Лагранжа системы двух движущихся зарядов.

**3. Получение законов Кулона, Био-Савара и релятивистского закона взаимодействия квадратичной аппроксимацией по скоростям функции Лагранжа в новом законе.**

Полином Тейлора степени 3 функции  $mc^2 \sqrt{1 - \vec{\beta}^2}$  по переменной  $\vec{\beta}$  с центром в точке  $\vec{\beta} = 0$  есть

$$\text{vis}(\vec{\beta}) \equiv mc^2 \left( 1 - \frac{1}{2} \vec{\beta}^2 \right) \quad (19)$$

Полином Тейлора степени 3 функции  $\text{vin}(\vec{\beta}_1, \vec{\beta}_2, \vec{y})$  по переменным  $\vec{\beta}_1, \vec{\beta}_2$  с центром в нуле есть

$$\text{vis}(\vec{\beta}_1, \vec{\beta}_2, \vec{y}) \equiv |\vec{y}|^{-1} \left[ 1 - \langle \vec{\beta}_1, \vec{\beta}_2 \rangle + \frac{\langle [\vec{\beta}_1, \vec{y}], [\vec{\beta}_2, \vec{y}] \rangle}{2|\vec{y}|^2} \right]. \quad (20)$$

Возьмем теперь полином Тейлора степени 3 функции Лагранжа (10)  $n$  взаимодействующих частиц по скоростям с

центром в нуле, выделяя первую частицу и снимая ее нумерацию. Получаем аппроксимацию

$$L_a \equiv mc^2 \left(1 - \frac{1}{2} \beta^2\right) + e \sum_{j=1}^{n-1} e_j \text{vis}(\vec{\beta}, \vec{\beta}_j, \vec{x}_j - \vec{x}) + \\ + c^2 \sum_{i=1}^{n-1} m_i \left(1 - \frac{1}{2} \beta_i^2\right) + \sum_{\substack{i,j=1 \\ i < j}}^{n-1} e_i e_j \text{vis}(\vec{\beta}_i, \vec{\beta}_j, \vec{x}_j - \vec{x}_i).$$

Считая движение всех частиц, кроме выделенной, заданным, при изучении экстремалей лагранжиана отбрасываем слагаемые, не зависящие от координат  $\vec{x}$  и скорости  $\vec{v}$  выделенной частицы, и приходим к функции Лагранжа

$$L_s \equiv mc^2 \left(1 - \frac{1}{2} \beta^2\right) + e \sum_{j=1}^{n-1} e_j \text{vis}(\vec{\beta}, \vec{\beta}_j, \vec{x}_j - \vec{x}).$$

Перейдем теперь от случая  $(n-1)$  заданного заряда к случаю непрерывного распределения  $k$  видов зарядов с плотностями заряда  $\rho_\alpha(\vec{x}, t)$  и плотностями тока

$\vec{j}_\alpha(\vec{x}, t) = \rho_\alpha(\vec{x}, t) \vec{v}_\alpha(\vec{x}, t)$ . Получим функцию Лагранжа

$$L_{sc} = mc^2 \left(1 - \frac{1}{2} \beta^2\right) + e \sum_{\alpha=1}^k \iiint_{R^3} \rho_\alpha(\vec{y}, t) \text{vis}(\vec{\beta}, \frac{1}{c} \vec{v}_\alpha(\vec{y}, t), \vec{y} - \vec{x}) \\ dy_1 dy_2 dy_3. \quad (21)$$

Пусть  $\rho(\vec{x}, t) \equiv \sum_{\alpha=1}^k \rho_\alpha(\vec{x}, t)$  суммарная плотность заряда и  $\vec{j}(\vec{x}, t) \equiv \sum_{\alpha=1}^k \vec{j}_\alpha(\vec{x}, t)$  — суммарная плотность тока. Подставив в (21) функцию vis из (20), получим

$$L_{sc} = mc^2 \left(1 - \frac{1}{2} \beta^2\right) + e(\varphi - \langle \vec{\beta}, \vec{A} \rangle + V),$$

где

$$\varphi(\vec{x}, t) \equiv \iiint_{R^3} \frac{\rho(\vec{y}, t)}{|\vec{y} - \vec{x}|} dy_1 dy_2 dy_3, \quad (22)$$

$$\vec{A}(\vec{x}, t) \equiv \frac{1}{c} \iiint_{R^3} \frac{\vec{j}(\vec{y}, t)}{|\vec{y} - \vec{x}|} dy_1 dy_2 dy_3, \quad (23)$$

$$V \equiv \frac{1}{2c} \iiint_{R^3} \frac{\langle |\vec{\beta}, \vec{y} - \vec{x}|, |\vec{j}(\vec{y}, t), \vec{y} - \vec{x}| \rangle}{|\vec{y} - \vec{x}|^3} dy_1 dy_2 dy_3,$$

В предположении, что  $\text{div} \vec{j}(\vec{x}, t) = 0$  в любой момент времени  $t$  и что  $\vec{j}(\vec{x}, t) = O(|\vec{x}|^{-2})$  при  $|\vec{x}| \rightarrow \infty$ , получаем, что  $V=0$  и поэтому

$$L_{sc} = mc^2 \left(1 - \frac{1}{2} \beta^2\right) + e(\varphi - \langle \vec{\beta}, \vec{A} \rangle). \quad (24)$$

Для стационарного распределения токов и зарядов, когда плотность заряда  $\rho(\vec{x}, t) = \rho(\vec{x})$  и плотность тока  $\vec{j}(\vec{x}, t) = \vec{j}(\vec{x})$  не зависят от времени, функции (22, 23) являются соответственно скалярным и векторным потенциалами поля с 4-вектором плотности тока  $\left(\begin{smallmatrix} \rho \\ \vec{j} \end{smallmatrix}\right)$ . Разница между релятивистской функцией Лагранжа (4) и функцией Лагранжа (24) будет величиной четвертого порядка по нормированным на скорость света скоростям, т. е. их кубичные аппроксимации по скоростям совпадают. Итак, квадратичная аппроксимация по скоростям лагранжиана (10) дает закон взаимодействия с функцией Лагранжа (24). Из функции Лагранжа (24) следуют закон Кулона и закон Био-Савара.

#### 4. Новые физические следствия нового закона.

При скоростях движения зарядов, сравнимых со скоростью света, новый закон дает новые физические эффекты.

Рассмотрим две частицы с зарядами  $e_1$  и  $e_2$  и равными массами  $m_1 = m_2 = m$ . Найдем центрально-симметричные движения, при которых  $\vec{x}_1 = \vec{x}$ ,  $\vec{x}_2 = -\vec{x}$ . Подставляя эти условия в функцию Лагранжа (7), получим, что функция  $x(t)$  является экстремалью для функции Лагранжа

$$sim = 2mc^2 \sqrt{1 - \beta^2} + \frac{e_1 e_2}{2} \text{vin}(\beta, -\beta, x). \quad (25)$$

В силу закона сохранения момента движение с функцией Лагранжа (25) плоское, поэтому, перейдя к полярным координатам в плоскости движения, получаем из (25) функцию Лагранжа

$$sim = 2mc^2 \sqrt{1 - (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2)} + \frac{e_1 e_2}{2r} \left[ 1 + \frac{\dot{r}^2}{1 - r^2 \dot{\varphi}^2} \right] \quad (26)$$

где точка означает дифференцирование по переменной  $x_0 \equiv ct$ .

Вращательные решения с  $\dot{r}=0$  находятся из условия

$$\frac{\partial sim}{\partial r} = 0. \quad (27)$$

Решая уравнения (27), получим для вращательных решений следующие зависимости радиуса  $r$ , момента  $M$  и энергии  $H$  от нормированной скорости  $\beta = |\vec{\beta}| = \frac{1}{c} |\vec{v}|$ :

$$r(\beta) = \frac{e_1 e_2}{mc^2} \frac{1 - \beta^2}{4\beta^2 (1 - \beta^2)}, \quad (28)$$

$$M(\beta) = -\frac{e_1 e_2}{c} (4\beta^2 (1 - \beta^2))^{-1/2}, \quad (29)$$

$$H(\beta) = 2mc^2 \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (30)$$

В случае зарядов разного знака  $e_1 e_2 < 0$  вращательное движение существует при значениях нормированной скорости  $\beta \in ]0, 2^{-1/2}$ . При этом, когда  $\beta$  пробегает значения от 0 до  $2^{-1/2}$ , радиус  $r$  изменяется от  $+\infty$  до 0, момент  $M$  — от  $+\infty$  до  $-\frac{e_1 e_2}{c}$ , энергия  $H$  — от  $2mc^2$  до  $\sqrt{2}mc^2$ .

В случае зарядов одного знака  $e_1 e_2 > 0$  вращательное движение существует при значениях нормированной скорости  $\beta \in ]2^{-1/2}, 1[$ . При этом, когда  $\beta$  пробегает значения от  $2^{-1/2}$  до 1, радиус  $r$  изменяется от 0 до  $+\infty$ , момент  $M$  — от  $-\frac{e_1 e_2}{c}$  до  $-\infty$ , энергия  $H$  — от  $\sqrt{2}mc^2$  до 0.

Итак, частицы одноименного заряда могут образовывать стационарные вращательные системы при скоростях движения  $|\vec{v}| > c/\sqrt{2}$  только за счет электромагнитных сил.

### 5. Экспериментальная проверка.

Согласно п. 1, наш и релятивистский законы взаимодействия дают совпадающие описания для движения заряда в электростатическом поле. Согласно п. 3, они дают близкие описания движения в случае малых скоростей движения, так как соответствующие функции Лагранжа отличаются на величины порядка  $O(\beta^4)$ . Существенные отличия в характере траекторий движения зарядов между двумя законами возникают в случае скоростей движения зарядов, сравнимых со скоростью света, и наличия магнитных полей. Таким образом, для того, чтобы сделать выбор между двумя теориями, естественно рассмотреть эксперименты по движению релятивистского электрона в постоянном магнитном поле, а именно, в простейшем из магнитных полей — постоянном магнитном поле соленоида.

Для движения электрона во внешней области соленоида на сегодня уже существует большой класс экспериментов, объясняемых нашей теорией и противоречащих релятивистской теории. Это эксперименты по эффекту Ааронова-Бома.

Эффект Ааронова-Бома [6]. В эксперименте по эффекту Ааронова-Бома берется соленоид, обтекаемый по окружности током постоянной плотности. Тогда напряженность магнитного поля внутри соленоида постоянна, а вне соленоида равна нулю. Электроны выстреливаются в пространство вне соленоида. При выключенном токе их траектории — прямые, при включении же тока траектории искажаются. Искажение траектории устанавливается видом интерференционной картины в проведенных экспериментах.

С точки зрения классического релятивистского закона взаимодействия, в данной ситуации траектория электрона описывается дифференциальными уравнениями

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{m \vec{v}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\vec{v}}{c}\right)^2}} \right) = \frac{e}{c} [\vec{v}, \vec{H}]. \quad (31)$$

Но напряженность магнитного поля  $\vec{H}=0$  вне соленоида и при выключенном, и при включенном токе, поэтому согласно классической релятивистской теории, траектории электронов не искажаются при включении тока, что противоречит эксперименту.

Согласно новой теории, уравнения движения электрона во внешности соленоида имеют отличный от (31) вид и при включении тока траектории уже не являются прямыми. Более того, взяв электроны со скоростями, сравнимыми со скоростью света и подобрав соответствующую силу тока в обмотке, можно добиться отклонения пучка в десятки градусов, что упрощает технику эксперимента и проясняет его смысл.

На сегодня эффект Ааронова-Бома объясняется чисто квантовыми эффектами, однако с точки зрения классической электродинамики, нет объективных оснований к тому, чтобы она была неприменима в этом эксперименте, поскольку как напряженности полей, так и скорости движения электронов находятся вполне в диапазоне ее применимости.

Для изучения движения релятивистского электрона внутри соленоида, мы предлагаем три эксперимента: один эксперимент по движению электрона по винтовой линии вокруг оси соленоида и два эксперимента по прохождению электрона через соленоид.

**Эксперимент I.** Движение релятивистского электрона по винтовой линии вокруг оси соленоида.

Берется соленоид конечной длины, у которого отношение

длины к диаметру достаточно велико. С торца соленоида вводится пучок электронов с данной скоростью  $\vec{v}$ , так чтобы в средней части соленоида траектория электронов была винтовой линией. В средней части соленоида измеряются радиус и шаг винтовой линии. Если индукция поля в средней части соленоида  $B=370$  Гс, энергия электронов  $E=560$  кэВ и отношение поперечной компоненты скорости к продольной  $\alpha=2,01$ , то радиус винтовой линии по классической релятивистской теории равен  $r=7,6$  см, согласно нашей теории  $r=4,7$  см.

**З а м е ч а н и е 1.** Эксперимент данного вида описан в статье [7], однако, на запрос от декабря 1991 года о значениях параметров  $B, E, \alpha, r$  ответ не был получен.

Рассмотрим теперь два эксперимента по прохождению релятивистского электрона через соленоид. Рассматривается плоское движение в плоскости, перпендикулярной оси соленоида.

**Э к с п е р и м е н т 2.** Электрон впрыскивается в соленоид перпендикулярно поверхности со скоростью  $v$  и выходит из соленоида с той же скоростью  $v$ , перпендикулярной поверхности в точке вывода. Угол отклонения вектора скорости по нашей теории равен  $6^\circ$ , по классической релятивистской теории равен  $3,3^\circ$  при следующих значениях параметров: индукция поля  $B=31,1$  Гс, энергия электрона  $E=5,11$  МэВ радиус соленоида  $a=15,7$  см.

**Э к с п е р и м е н т 3.** Используется международная система единиц. Берется соленоид, обтекаемый по окружности током постоянной линейной плотности  $J$ . Сечение соленоида плоскостью, перпендикулярной оси, есть окружность радиуса  $a$ , изображенная на рисунке. В точке 1, лежащей на поверхности цилиндра, в плоскости, перпендикулярной его оси, и под углом в  $45^\circ$  к ее радиусу, в цилиндр впрыскиваются электроны со скоростью  $v = \frac{V\sqrt{7}}{4} c$ , где  $c$  — скорость света.

Данной скорости соответствует кинетическая энергия электрона 170 кэВ. Линейная плотность тока  $J$  и радиус  $a$  связаны соотношением

$$aJ = 1269 \text{ А.} \quad (32)$$

Можно, например, взять  $a=46,8$  см,  $J=2713$  А/м.

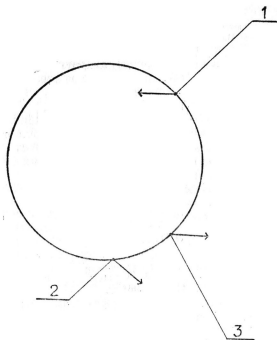
Согласно классической релятивистской теории [2, § 21], электрон будет двигаться с постоянной величиной скорости по окружности радиуса

$$r_r = \frac{cm}{\mu_0 J_e} \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (33)$$

где  $\mu_0$  — магнитная постоянная. В наших условиях  $r_r = \frac{2\sqrt{2}}{3} a$ . Электрон покидает внутренность соленоида в точке 2. Величина дуги между точками 1 и 2 в градусах  $\Psi_r = 127^\circ$ . В точке выхода 2 скорость направлена под углом в  $45^\circ$  к линии радиуса в точку 2.

Согласно новой теории, электрон движется по некоторой траектории, не являющейся окружностью, и выходит из соленоида в точке 3. Величина дуги между точками 1 и 3 равна  $\Psi = 91,3^\circ$ . Скорость в точке выхода 3 имеет ту же величину, что и в точке входа 1 и направлена под углом в  $45^\circ$  к линии радиуса в точку 3.

Стрелка на рисунке изображает вектор скорости электрона в точках 1, 2, 3.



#### 6. О практическом использовании нового закона.

Областью применения нового закона является весь круг явлений, связанных с описанием движения и взаимодействия заряженных частиц; физика атома и элементарных час-



тиц, физика плазмы, лучевая технология, излучение радиоволн и т. д.

Во введении уже упоминалось, что предлагаемый нами ускоритель протонов имеет на три порядка меньшие размеры и стоимость, чем строящийся по проекту SSC. Ускоритель же электронов нашей конструкции с выходной энергией пучка в десятки ГэВ имеет предполагаемые размеры в 63 см и массу 150 кг. Более того, ускорители нашей конструкции обладают той принципиальной особенностью, что дальнейшее увеличение выходной энергии пучка не требует увеличения линейных размеров системы. Таким образом, можно остановить увеличение линейных размеров ускорителей высоких энергий для электронов на рубеже 63 см, для протонов — на рубеже 12 м.

На исследование по физике плазмы и создание управляемого термоядерного синтеза израсходованы и расходуются миллиарды рублей в нашей стране и миллиарды долларов за рубежом. Однако применявшиеся ранее физические модели взаимодействия зарядов и их движения в магнитных полях, как мы убедились в описаниях экспериментов 1—3, существенно неточны. Итак, применение нового закона в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу принципиально изменяет ситуацию.

На основе нового метода ускорения заряженных частиц могут быть созданы компактные источники мощного радио- и корпускулярного излучения большой мощности и построены системы передачи энергии на расстояние, особенно космического базирования.

Новый закон позволяет принципиально повысить точность проектирования электронной и нонной оптики.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Пуанкаре А. О динамике электрона. Русский перевод статьи 1906 года из книги Логунов А. А. К работам Анри Пуанкаре «О динамике электрона». — М., Наука, 1984.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. — М.: Наука, 1967.
3. Чертов А. Г. Единицы физических величин. — М., Высшая школа, 1977.
4. Тамм И. Е. Основы теории электричества. — М., Наука, 1976.
5. Винокуров В. А. Закон Винокурова — взаимодействия движущихся зарядов. Заявка на открытие СССР. № ОТ 12147 от 19.06.91.
6. Peshkin M., Topomura A. The Aharonov—Bohm Effect. (Lecture Notes in Physics. V. 340) — Berlin: Springer — Verlag, 1989.
7. Irwin K. et al. Second generation, high—power, fundamental mode large—orbit gyrotron experiments. J. Appl. Phys., v. 69, N 2, p. 627—631, 1991.