Науменко Ю.В.

ЕДИНАЯ ТЕОРИЯ ВЕКТОРНЫХ ПОЛЕЙ.

Книга для чтения, предназначенная лицам, интересующимся проблемой единой теории поля.

ББК 22.31
УДК 53.02
Н 34

Науменко Юрий Викторович.

Единая теория векторных полей.
Армавир 2006.

В книге рассматривается схема построения единой теории векторных полей, разработанная автором книги на основе обобщения уравнений Максвелла. Приведен пример единой теории, объединяющей электромагнетизм и гравитацию. Приведены подробные выкладки, что делает книгу полезной не только с исследовательской точки зрения: читатель сам сможет критически разобраться в рассуждениях, изложенных в этой книги. Книга адресована читателям, интересующимся фундаментальными проблемами физики.

ISBN – 5-93750-147-0

Предисловие

Физические поля – особая форма материи. Примерами физических полей являются фундаментальные поля: электромагнитное поле, гравитационное поле, поле ядерных сил, поле слабых сил. В начале XX века была выдвинута программа единой теории поля (ЕТП). Первоначально с общей точки зрения пытались рассматривать законы гравитации и электричества. На сегодняшний день ставится задача единым образом описать все фундаментальные взаимодействия. Несмотря на то, что ЕТП остается пока мечтой, вера в то, что существуют универсальные законы, описывающие материю, заставляет вести поиск в этом направлении. Данная книга не является учебником, в котором излагаются конечные истины. Содержание книги представляет собой гипотезы, подкрепленные только лишь математическими рассуждениями. Прямых экспериментальных фактов, подтверждающих эти гипотезы, нет, и они еще не скоро появятся. Если появятся вообще. Такая ситуация предоставляет читателю возможность самому участвовать в исследованиях. Как пишет Бриллюэн в [2] : *“ Путешествовать вдоль столбовых дорог нетрудно, странствие же по забытым тропинкам может привести на какую-нибудь неизвестную вершину, с которой вдруг открывается пейзаж необыкновенной красоты”* .

В книге предлагается метод объединения различных векторных полей в одно единое поле. Из всех фундаментальных взаимодействий наиболее полно изучено электромагнитное взамодействие, описываемое уравнениями Максвелла. Метод объединения полей, разработанный автором книги, основан на обобщении уравнений Максвелла. Понять содержание книги сможет любой человек, знакомый с основами математического анализа и основами теории электромагнитного поля. Данная книга может служить “книгой для чтения” для студентов физиков и лиц, интересующихся проблемой ЕТП. Книга состоит из двух частей. В первой части изложены основные результаты, с которыми нужно ознакомиться, сравнивая их с результатами теории Максвелла. Вторая часть книги представляет собой приложение, в котором приведены подробные выкладки основ-

ных результатов. Поэтому большинство материала книги можно просто читать, не беря в руки карандаш и бумагу. Если, все же возникнут вопросы математического характера, то их можно выяснить, обратившись к §1 части 2 или к книге Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц "Теория поля" и справочникам по высшей математике. По прочтении этой книги, читатель сам сможет предложить варианты экспериментов по проверке предложенной теории, отталкиваясь от аналогичных экспериментов электромагнитной теории.
Установлено, что над Землей имеется не только магнитное, но и электрическое поле. Наблюдения привели к убеждению, что магнитные поля есть не только у Земли, но и у других небесных тел. По-видимому, у небесных тел есть и электрические поля. Проблемы электромагнетизма планет и звезд были сформулированы сравнительно недавно и еще не получили окончательного оформления в современной физике. Разработанная автором теория предлагает пути к решению этих проблем. Скорее всего теория будет проверяться на исследовании электромагнитных явлений космических объектов. В общей теории не фиксируется количество полей, и не конкретизируются сами поля, описываемые единым образом. Поэтому книга может привлечь внимание различных исследователей. Например, лиц, интересующихся электромагнетизмом космических тел. Разумеется то, что предложенный в книге метод не является универсальным. Но безусловно то, что он позволит по-новому взглянуть, как на теорию электромагнитного поля Максвелла, так и на проблему ЕТП.

Часть I. Возможность построения единых теорий поля на основе обобщения уравнений Максвелла. Единая теория поля гравитации и электричества.

§ 1 Введение

В XX столетии была сформирована концепция единой теории поля, которая рассматривается как одно из стратегических направлений развития теоретической физики. Первым примером единой теории поля являются уравнения Максвелла. Из них следует, что электричество и магнетизм тесно связанные явления, которые можно описать на основе единого электромагнитного поля. Следующим этапом были попытки объединения электромагнитных и гравитационных взаимодействий на основе общей теории относительности. Существенного успеха такой путь не принес. Можно попробовать другой подход объединения электричества и гравитации, в котором подлежат обобщению уравнения электромагнитного поля Максвелла и уравнения гравитационного поля, описываемые уравнениями, подобными уравнениям Максвелла.

Идею "максвеллизации" уравнений гравитационного поля опишем, приведя выдержки из книги Бриллюэна [2], в которой есть ссылки на работы Карстуа и Хевисайда:

***" закон Кулона для зарядов** Q_1 **и** Q_2 **и диэлектрической постоянной** ξ*

$$\overline{f} = \frac{Q_1 \cdot Q_2}{\xi \cdot r^2} \cdot \overline{r}_0 \quad , \qquad \textbf{\textit{(7.1)}}$$

***закон Ньютона для масс** M_1 **и** M_2 **и гравитационной постоянной** G*

$$\overline{f} = -G \frac{M_1 \cdot M_2}{r^2} \cdot \overline{r}_0 \quad . \qquad \textbf{\textit{(7.2)}}$$

Здесь** $\overline{\mathrm{r}}_0$ **- единичный вектор в направлении** $\overline{\mathrm{r}}$ **.

Обе формулы будут тождественны, если положить

$$\xi = -\frac{1}{G} = -1{,}5 \cdot 10^7 \ .$$

Мы подчеркивали поразительную аналогию между электростатикой и уравнениями, описывающими статическое гравитационное поле F(гравистатика). С целью рассмотрения нестатических проблем Карстуа вводит второе гравитационное поле, называемое гравитационным вихрем Ω, предполагается, что между этими двумя полями устанавливается связь с помощью уравнений, подобных уравненям Максвелла, и они распространяются со скоростью света с. Как известно, уравнения Максвелла содержат две константы: диэлектрическую постоянную ξ и магнитную восприимчивость ?, связанные соотношением

$$\xi \cdot \mu \cdot c^2 = 1,$$

из которого можно определить скорость с распространения волн.

По аналогии Карстуа вводит две гравитационные константы ξ_q и μ_q***. Для*** ξ_q ***берется то же значение, что и в уравнении (7.1):***

$$\xi_g = -\frac{1}{G},$$

где G — ньютоновская гравитационная постоянная. Отсюда вытекает, что следует взять

$$\mu_g = -\frac{G}{c^2},$$

чтобы выполнялось соотношение $\xi \cdot \mu \cdot c^2 = 1$***. Записывая уравнения Максвелла для гравитации, Карстуа получает систему:***

$$div\overline{F} = -G \cdot \rho_g$$

$$div\overline{\Omega} = 0$$

$$rot\,\overline{F} = -\frac{\partial\overline{\Omega}}{\partial t}$$

$$rot\,\overline{\Omega} = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial\overline{F}}{\partial t} - \frac{G}{c^2} \cdot \overline{J}_g \quad ,$$

где ρ_g ***— плотность массы,*** $\overline{J}_g$ ***— гравитационный ток,*** $\overline{\Omega}$ ***—гравитационный вихрь.***

Затем Карстуа рассматривает возможную роль гравитационного вихря в проблеме устойчивости вращающихся масс и обсуждает ряд проблем космогонии. Развитие теории Карстуа открывает широкое поле для дальнейших исследований. “

Новый подход к объединению полей изложим на конкретном примере, объединив электромагнитное поле с двумя видами зарядов и гравитационное поле с двумя видами зарядов. Уравнения Максвелла в вакууме в системе СИ:

$$div\,\overline{E} = \frac{\rho}{\xi_0}$$

$$div\,\overline{B} = 0$$

$$rot\,\overline{E} = -\frac{\partial \overline{B}}{\partial t}$$

$$rot\,\overline{B} = \mu_0 \cdot \overline{j} + \mu_0 \cdot \xi_0 \cdot \frac{\partial \overline{E}}{\partial t}$$

запишем в виде

$$div\,\overline{E} = \nu_{EE} \cdot \rho_E$$

$$div\,\overline{B} = 0$$

$$rot\,\overline{E} = \lambda_{EB} \cdot \frac{\partial \overline{B}}{\partial t}$$

$$rot\,\overline{B} = \mu_{BE} \cdot \overline{j}_E + \lambda_{BE} \cdot \frac{\partial \overline{E}}{\partial t} \quad .$$

Здесь

$$\nu_{EE} = \frac{1}{\xi_0} \quad , \quad \mu_{BE} = \mu_0 \quad , \quad \lambda_{BE} = \mu_0 \cdot \xi_0 \quad , \quad \lambda_{EB} = -1 \quad .$$

Уравнения Максвелла-Дирака для электромагнитного поля с двумя видами зарядов электрическим и магнитным:

$$div\,\overline{E} = \frac{\rho_E}{\xi_0}$$

$$div\,\overline{B} = \frac{\rho_B}{\mu_0}$$

$$rot\,\overline{E} = \xi_0 \cdot \overline{j}_B - \frac{\partial \overline{B}}{\partial t}$$

$$rot\,\overline{B} = \mu_0 \cdot \overline{j}_E + \mu_0 \cdot \xi_0 \cdot \frac{\partial \overline{E}}{\partial t}$$

запишем в виде:

$$div\,\overline{E} = \nu_{EE} \cdot \rho_E$$

$$div\,\overline{B} = \nu_{BB} \cdot \rho_B$$

$$rot\,\overline{E} = \mu_{EB} \cdot \overline{j}_B + \lambda_{EB} \cdot \frac{\partial \overline{B}}{\partial t}$$

$$rot\,\overline{B} = \mu_{BE} \cdot \overline{j}_E + \lambda_{BE} \cdot \frac{\partial \overline{E}}{\partial t} \quad .$$

Уравнения Карстуа для гравитационного поля запишем в виде:

$$div\,\overline{F} = \nu_{FF} \cdot \rho_F$$

$$div\,\overline{\Omega} = 0$$

$$rot\,\overline{F} = \lambda_{F\Omega} \cdot \frac{\partial \overline{\Omega}}{\partial t}$$

$$rot\,\overline{\Omega} = \mu_{\Omega F} \cdot \overline{j}_F + \lambda_{\Omega F} \cdot \frac{\partial \overline{F}}{\partial t} \quad .$$

Предположив, что для гравитации существуют два вида зарядов q_F $и$ q_Ω, уравнения Карстуа для гравитационного поля запишем в виде :

$$div\,\overline{F} = \nu_{FF} \cdot \rho_F$$

$$div\,\overline{\Omega} = \nu_{\Omega\Omega} \cdot \rho_\Omega$$

$$rot\,\overline{F} = \mu_{F\Omega} \cdot \overline{j}_{\Omega} + \lambda_{F\Omega} \frac{\partial \overline{\Omega}}{\partial t}$$

$$rot\,\overline{\Omega} = \underline{\mu_{\Omega F}} \cdot \overline{j}_{F} + \lambda_{\Omega F} \cdot \frac{\partial \overline{F}}{\partial t}$$

Наша задача состоит в том, чтобы включить поля $\overline{\mathrm{E}}$, $\overline{\mathrm{B}}$, $\overline{\mathrm{F}}$, $\overline{\Omega}$ в уравнения единого “электрогравитационномагнитного” поля. Сделаем это следующим образом:

$$div\overline{E} = \nu_{EE} \cdot \rho_E + \nu_{EB} \cdot \rho_B + \nu_{EF} \cdot \rho_F + \nu_{E\Omega} \cdot \rho_\Omega$$

$$div\overline{B} = \nu_{BE} \cdot \rho_E + \nu_{BB} \cdot \rho_B + \nu_{BF} \cdot \rho_F + \nu_{B\Omega} \cdot \rho_\Omega$$

$$div\overline{F} = \nu_{FE} \cdot \rho_E + \nu_{FB} \cdot \rho_B + \nu_{FF} \cdot \rho_F + \nu_{F\Omega} \cdot \rho_\Omega$$

$$div\overline{\Omega} = \nu_{\Omega E} \cdot \rho_E + \nu_{\Omega B} \cdot \rho_B + \nu_{\Omega F} \cdot \rho_F + \nu_{\Omega\Omega} \cdot \rho_\Omega$$

$$rot\,\overline{E} = \mu_{EE} \cdot \overline{j}_E + \mu_{EB} \cdot \overline{j}_B + \mu_{EF} \cdot \overline{j}_F + \mu_{E\Omega} \cdot \overline{j}_\Omega + $$
$$+ \lambda_{EE} \cdot \frac{\partial \overline{E}}{\partial t} + \lambda_{EB} \cdot \frac{\partial \overline{B}}{\partial t} + \lambda_{EF} \cdot \frac{\partial \overline{F}}{\partial t} + \lambda_{E\Omega} \cdot \frac{\partial \overline{\Omega}}{\partial t}$$

$$rot\,\overline{B} = \mu_{BE} \cdot \overline{j}_E + \mu_{BB} \cdot \overline{j}_B + \mu_{BF} \cdot \overline{j}_F + \mu_{B\Omega} \cdot \overline{j}_\Omega + $$
$$+ \lambda_{BE} \cdot \frac{\partial \overline{E}}{\partial t} + \lambda_{BB} \cdot \frac{\partial \overline{B}}{\partial t} + \lambda_{BF} \cdot \frac{\partial \overline{F}}{\partial t} + \lambda_{B\Omega} \cdot \frac{\partial \overline{\Omega}}{\partial t}$$

$$rot\,\overline{F} = \mu_{FE} \cdot \overline{j}_E + \mu_{FB} \cdot \overline{j}_B + \mu_{FF} \cdot \overline{j}_F + \mu_{F\Omega} \cdot \overline{j}_\Omega + $$
$$+ \lambda_{FE} \cdot \frac{\partial \overline{E}}{\partial t} + \lambda_{FB} \cdot \frac{\partial \overline{B}}{\partial t} + \lambda_{FF} \cdot \frac{\partial \overline{F}}{\partial t} + \lambda_{F\Omega} \cdot \frac{\partial \overline{\Omega}}{\partial t}$$

$$rot\overline{\Omega} = \mu_{\Omega E} \cdot \overline{j}_E + \mu_{\Omega B} \cdot \overline{j}_B + \mu_{\Omega F} \cdot \overline{j}_F + \mu_{\Omega\Omega} \cdot \overline{j}_\Omega + $$
$$+ \lambda_{\Omega E} \cdot \frac{\partial \overline{E}}{\partial t} + \lambda_{\Omega B} \cdot \frac{\partial \overline{B}}{\partial t} + \lambda_{\Omega F} \cdot \frac{\partial \overline{F}}{\partial t} + \lambda_{\Omega\Omega} \cdot \frac{\partial \overline{\Omega}}{\partial t} \quad .$$

Запишем эти уравнения в более простом виде:

$$div\overline{Y} = \sum_L \nu_{YL} \cdot \rho_L$$

$$rot\,\overline{Y} = \sum_L \mu_{YL} \cdot \overline{j}_L + \sum_L \lambda_{YL} \cdot \frac{\partial \overline{L}}{\partial t} \quad .$$

Здесь Y, L принимают значения из набора символов E, B, F, Ω. Далее подробно изложим общий подход к объединению полей и рассмотрим следствия, которые вытекают из, таким образом построенных единых теорий.

§ 2 Единая теория n векторных полей.

Выше отмечались попытки построения теорий поля на основе уравнений, подобных уравнениям электромагнитного поля Максвелла. Уравнения Максвелла в вакууме в системе СИ:

$$div\,\overline{E} = \frac{\rho}{\xi_0}$$

$$div\,\overline{B} = 0$$

$$rot\,\overline{E} = -\frac{\partial \overline{B}}{\partial t} \tag{1}$$

$$rot\,\overline{B} = \mu_0\,\overline{j} + \mu_0 \xi_0 \frac{\partial \overline{E}}{\partial t} \quad .$$

Так, обобщив эти уравнения, Дирак построил теорию электромагнитного поля с двумя видами зарядов: электрическим и магнитным. В [2] есть ссылки на работы Хевисайда, Бриджмена, Карстуа , в которых гравитационное поле описывается уравнениями похожими на (1) .

Изложим новый общий подход к объединению полей.

Пусть имеется n полей : $\overline{X}_1, \ \overline{X}_2, \ \cdots\cdots, \overline{X}_n$,

каждому из которых сопоставляется свой заряд :

$$q_{X_1}, q_{X_2}, \ldots\ldots, q_{X_n} \quad .$$

Предлагается рассматривать эти поля, как проявления одного единого поля, удовлетворяющего уравнениям:

$$div\overline{Y} = \sum_L \nu_{YL} \cdot \rho_L \qquad (2)$$

$$rot\,\overline{Y} = \sum_L \mu_{YL} \cdot \overline{j}_L + \sum_L \lambda_{YL} \cdot \frac{\partial \overline{L}}{\partial t} \quad , \qquad (3)$$

где Y , L принимают значения из набора символов

$X_1,\ X_2,\ \cdots\cdots, X_n$

(ν) - матрица “электрических” постоянных

(?) - матрица “магнитных” постоянных

(λ) - матрица “электродинамических” постоянных

ρ - плотности зарядов

$\overline{j}$ - плотности токов.

Символическая запись (2) представляет собой n уравнений :

$$div\,\overline{X}_1 = \nu_{X_1X_1} \cdot \rho_{X_1} + \nu_{X_1X_2} \cdot \rho_{X_2} + \ \cdots \ + \nu_{X_1X_n} \cdot \rho_{X_n}$$

$$\cdots$$

$$div\,\overline{X}_n = \nu_{X_nX_1} \cdot \rho_{X_1} + \nu_{X_nX_2} \cdot \rho_{X_2} + \ \cdots \ + \nu_{X_nX_n} \cdot \rho_{X_n} \quad .$$

Символическое уравнение (3) также представляет собой n уравнений .

$$rot\,\overline{X}_1 = \mu_{X_1X_1} \cdot \overline{j}_{X_1} + \mu_{X_1X_2} \cdot \overline{j}_{X_2} + \ ...+ \mu_{X_1X_n} \cdot \overline{j}_{X_n} +$$

$$+ \lambda_{X_1X_1} \cdot \frac{\partial \overline{X}_1}{\partial t} + \lambda_{X_1X_2} \cdot \frac{\partial \overline{X}_2}{\partial t} + \ \ ... \ \ + \lambda_{X_1X_n} \cdot \frac{\partial \overline{X}_n}{\partial t}$$

$$\cdots \quad \cdots$$

$$rot\,\overline{X}_n = \mu_{X_nX_1} \cdot \overline{j}_{X_1} + \mu_{X_nX_2} \cdot \overline{j}_{X_2} + \ ... \ + \mu_{X_nX_n} \cdot \overline{j}_{X_n} +$$

$$+ \lambda_{X_nX_1} \cdot \frac{\partial \overline{X}_1}{\partial t} + \lambda_{X_nX_2} \cdot \frac{\partial \overline{X}_2}{\partial t} + \ \ ... \ \ + \lambda_{X_nX_n} \cdot \frac{\partial \overline{X}_n}{\partial t} \quad .$$

Матрицы (ν), (μ), (λ) обуславливают взаимодействие полей $\overline{X}_1,\ \overline{X}_2,\ \cdots\cdots, \overline{X}_n$ друг с другом.

Например, элемент ν_{YL} матрицы (ν) трактуется, как постоянная, обуславливающая воздействие поля $\overline{Y}$ на поле $\overline{L}$.

Например, теория монополя Дирака(см. §1) есть теория с :

$$(\nu)=\begin{pmatrix}\nu_{EE} & 0\\ 0 & \nu_{BB}\end{pmatrix},\quad (\mu)=\begin{pmatrix}0 & \mu_{EB}\\ \mu_{BE} & 0\end{pmatrix},\quad (\lambda)=\begin{pmatrix}0 & \lambda_{EB}\\ \lambda_{BE} & 0\end{pmatrix}$$

$$\{\rho\}=\begin{Bmatrix}\rho_E\\ \rho_B\end{Bmatrix}\quad ,\quad \{\overline{j}\}=\begin{Bmatrix}\overline{j}_E\\ \overline{j}_B\end{Bmatrix}\quad ,\quad \{q\}=\begin{Bmatrix}q_E\\ q_B\end{Bmatrix}\quad .$$

Используя обозначения символических векторов:

$$\{\overline{Y}\}=\begin{pmatrix}\overline{X}_1\\ \cdots\\ \overline{X}_n\end{pmatrix}\quad ;\quad \{\rho\}=\begin{pmatrix}\rho_{X_1}\\ \cdots\\ \rho_{X_n}\end{pmatrix}\quad ;\quad \{\overline{j}\}=\begin{pmatrix}\overline{j}_{X_1}\\ \cdots\\ \overline{j}_{X_n}\end{pmatrix}\quad ,$$

уравнения (2) и (3) запишутся в виде:

$$div\{\overline{Y}\}=(\nu)\cdot\{\rho\}$$

$$rot\{\overline{Y}\}=(\mu)\cdot\{\overline{j}\}+(\lambda)\cdot\begin{Bmatrix}\dfrac{\partial\overline{L}}{\partial t}\end{Bmatrix}\quad .$$

Можно доказать, что требование релятивисткой инвариантности уравнений (2) и (3) приводит к условию:

$$(\lambda)\cdot(\lambda)=-\frac{1}{c^2}\cdot(I)\quad ,$$

где (I) – единичная матрица, c – предельная скорость распространения взаимодействий.

К такому же условию приводит требование существования волн поля. Можно показать, что в такой теории волны поля будут поперечными, как и в теории электромагнитного поля. Из требования выполнения закона сохранения заряда каждого вида:

$$div\,\overline{j}_Y+\frac{\partial\rho_Y}{\partial t}=0\quad ,$$

вытекает условие: $(\lambda)=(\mu)\cdot(\nu)^{-1}$.

Вводя обозначение: $\overline{\Phi}_Y = \sum_L \lambda_{YL} \cdot \overline{L}$,

напишем формулы преобразования напряженности полей при переходе от одной ИСО к другой:

$$Y_x' = Y_x \qquad Y_y' = \frac{Y_y + \mathrm{v} \cdot \Phi_{Yz}}{\sqrt{1 - \frac{\mathrm{v}^2}{c^2}}} \qquad Y_z' = \frac{Y_z - \mathrm{v} \cdot \Phi_{Yy}}{\sqrt{1 - \frac{\mathrm{v}^2}{c^2}}} \quad ,$$

при этом:

$$\Phi_{Yx}' = \Phi_{Yx} \qquad \Phi_{Yy}' = \frac{\Phi_{Yy} - \frac{\mathrm{v}}{c^2} \cdot Y_z}{\sqrt{1 - \frac{\mathrm{v}^2}{c^2}}} \quad \Phi_{Yz}' = \frac{\Phi_{Yz} + \frac{\mathrm{v}}{c^2} \cdot Y_y}{\sqrt{1 - \frac{\mathrm{v}^2}{c^2}}} \quad .$$

Наряду с уравнениями поля (2),(3) справедливы сопутствующие им уравнения:

$$div\left(-\overline{\Phi}_Y\right) = -\sum_L \mu_{YL} \cdot \rho_L \qquad (2')$$

$$rot\left(-\overline{\Phi}_Y\right) = \frac{1}{c^2} \cdot \sum_L \nu_{YL} \cdot \overline{j}_L + \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial \overline{Y}}{\partial t} \quad . \qquad (3')$$

Закон сохранения энергии поля будет представлять собой совокупность n уравнений:

$$div\, \overline{S}_Y + \frac{\partial \omega_Y}{\partial t} = 0 \quad ,$$

где :

$\overline{S}_Y = \overline{Y} \times \left(-\overline{\Phi}_Y\right)$ *вектор Пойтинга поля* $\overline{Y}$

$\omega_Y = \frac{1}{2}\left(\overline{\Phi}_Y \cdot \overline{\Phi}_Y + \frac{1}{c^2} \overline{Y} \cdot \overline{Y}\right)$ *плотность энергии поля* $\overline{Y}$.

В качестве примера найдем энергию поля, создаваемого сферой радиуса а с набором зарядов $\{q_Y\} = \begin{pmatrix} q_{X_1} \\ \cdots \\ q_{X_n} \end{pmatrix}$

$$W = \frac{1}{8\cdot\pi\cdot a}\cdot\sum_Y\left(\sum_L\sum_N\left(\mu_{YL}\cdot\mu_{YN}+\frac{1}{c^2}\cdot\nu_{YL}\cdot\nu_{YN}\right)\cdot q_L\cdot q_N\right) .$$

Как и в теории электромагнитного поля вводятся в рассмотрение антисимметричные тензоры поля F_{Yik} , и дуальные псевдотензоры $F^*{}_{Yik}$, которые представляют собой бивекторы:

$$F_{Yik} = \sum_L \lambda_{YL}\cdot\left(-\frac{\partial A_{Lk}}{\partial x^i}+\frac{\partial A_{Li}}{\partial x^k}\right)-\frac{1}{c}\cdot\left(-\frac{\partial A_{Yk}}{\partial x^i}+\frac{\partial A_{Yi}}{\partial x^k}\right)^* =$$

$$= \left(\overline{Y}, -c\cdot\overline{\Phi}_Y\right) \;;\quad F^*{}_Y{}^{ik} = \frac{1}{2}\cdot e^{iklm}\cdot F_{Yik} = \left(c\cdot\overline{\Phi}_Y, -\overline{Y}\right).$$

Тензор $\left(-\frac{\partial A_{Yk}}{\partial x^i}+\frac{\partial A_{Yi}}{\partial x^k}\right)^*$ дуален тензору $\left(-\frac{\partial A_{Yk}}{\partial x^i}+\frac{\partial A_{Yi}}{\partial x^k}\right)$.

Уравнения поля (2) и (3) можно выразить через тензоры $F_Y{}^{ik}$ следующим образом:

$$\sum_k \frac{\partial F_Y{}^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{1}{c}\cdot\sum_L \nu_{YL}\cdot j_Y{}^i$$

$$\sum_k \frac{\partial F^{*ik}}{\partial x^k} = \sum_L \mu_{YL}\cdot j_L{}^i$$

или

$$\frac{\partial}{\partial x^l}F_Y{}^{ik}+\frac{\partial}{\partial x^i}F_Y{}^{kl}+\frac{\partial}{\partial x^k}F_Y{}^{li} = e^{iklm}\cdot\sum_L \mu_{YL}\cdot j_{Lm}$$

$$\frac{\partial}{\partial x^l}\{F^{ik}\}+\frac{\partial}{\partial x^i}\{F^{kl}\}+\frac{\partial}{\partial x^k}\{F^{li}\} = e^{iklm}\cdot(\mu)\cdot\{j_m\} ,$$

где e^{iklm} – совершенно антисимметричный единичный 4-тензор четвертого ранга,

$$\{j^{\,i}\}=\begin{Bmatrix} j_{X_1}{}^{i} \\ \cdots \\ j_{X_n}{}^{i} \end{Bmatrix}$$ - 4 – векторы плотности токов,

$$\{F^{\,ik}\}=\begin{Bmatrix} F_{X_1}{}^{ik} \\ \cdots \\ F_{X_n}{}^{ik} \end{Bmatrix}$$ - тензоры поля.

Формулы преобразования напряженностей полей при переходе от одной ИСО к другой подсказывают вид выражения для силы, действующей на частицу.

Сила Лоренца, действующая на частицу с зарядами

$\{q_{X_1}, q_{X_2}, \cdots, q_{X_n}\}$ в поле $\{\overline{Y}\}=\begin{pmatrix} \overline{X}_1 \\ \cdots \\ \overline{X}_n \end{pmatrix}$

равна

$$\overline{f} = \sum_Y q_Y \cdot \overline{Y} + \sum_Y q_Y \cdot \left[\overline{\mathrm{v}} \times \left(-\overline{\Phi}_Y\right)\right] =$$

$$= \sum_Y q_Y \cdot \overline{Y} + \sum_Y q_Y \cdot \left[\overline{\mathrm{v}} \times \left(-\sum_L \lambda_{YL} \overline{L}\right)\right] \tag{4}$$

или $$f_{пл}{}^{i} = \frac{1}{c} \cdot \sum_Y \left(F_Y{}^{ik}\right) \cdot j_{Y\,k} \quad ,$$

где $f_{пл}{}^{i}$ – 4-вектор плотности силы.

Ниже в §6 будет указано действие, из которого вытекает это выражение для силы, действующей на частицу.

Для поля $\overline{Y}$ магнитным полем является поле

$$-\overline{\Phi}_Y = -\sum_L \lambda_{YL} \overline{L} \quad .$$

Точечный источник с набором зарядов $\{q_Y\}=\begin{pmatrix} q_{X_1} \\ \cdots \\ q_{X_n} \end{pmatrix}$

порождает поля $\{\bar{Y}\}$: $\quad \bar{Y} = \sum_L \frac{\nu_{YL} \cdot q_L}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{\bar{r}}{r^3}$,

имеющие потенциалы

$$\{\varphi\} = \frac{-1}{4\pi \cdot r} \cdot (\lambda)^{-1} \cdot (\nu) \cdot \{q_Y\} = \frac{1}{4\pi \cdot r} \cdot c^2 \cdot (\mu) \cdot \{q\} \ .$$

Сила между частицей с набором зарядов

$q^1_{X_1}$, $q^1_{X_2}$, $\cdots$, $q^1_{X_n}$

и частицей с набором зарядов

$q^2_{X_1}$, $q^2_{X_2}$, $\cdots$, $q^2_{X_n}$

будет определяться обобщенным законом Кулона:

$$\bar{f} = \sum_Y \sum_X \frac{\nu_{YX} \cdot q^1_X \cdot q^2_Y}{4 \cdot \pi \cdot r^3} \cdot \bar{r} \ .$$

Если частица 2 движется со скоростью $\bar{v}$, относительно частицы 1, то на нее действует сила

$$\bar{f} = \sum_Y \sum_X \frac{q^2_Y \cdot \nu_{YX} \cdot q^1_X}{4\pi r^3} \cdot \bar{r} - \sum_Y \sum_X \frac{q^2_Y \cdot \mu_{YX} \cdot q^1_X}{4\pi r^3} \cdot \left[\bar{v} \times \bar{r}\right] \ . \qquad (5)$$

Траектория, по которой движется частица 2 с набором зарядов $\{q^2_X\}$ в поле частицы 1 с набором зарядов $\{q^1_Y\}$ в случае их притяжения $(p > 0)$, в сферической системе координат определяется из уравнений:

$$\begin{cases} r = \dfrac{p}{1 + e \cdot cos(\theta - \theta_0)} \\ \dot{\nu} = \dfrac{B}{m \cdot r^2} \\ \dot{\varphi} = \dfrac{L}{m \cdot r^2 \cdot sin\nu} \end{cases} \qquad (6)$$

Здесь:

$$\dot{\theta} = \sqrt{\dot{\nu}^2 + (\sin^2 \nu) \cdot \dot{\varphi}^2} \ ,$$

р – параметр орбиты: $p = \dfrac{-4\cdot\pi\cdot\left(B^2 + L^2\right)}{m\cdot\sum\limits_Y\sum\limits_X \nu_{YX}\cdot q^1{}_Y\cdot q^2{}_X}$,

е- эксцентриситет: $e = p\cdot\sqrt{a^2 + b^2}$,

$\cos\theta_0 = \dfrac{a}{\sqrt{a^2+b^2}}$, $\sin\theta_0 = \dfrac{b}{\sqrt{a^2+b^2}}$,

постоянные a и b определяются из начальных условий,

B= $\sum\limits_Y\sum\limits_X \dfrac{\mu_{YX}\cdot q_Y^1\cdot q_X^2}{4\cdot\pi}$,

L – *начальный момент импульса частицы* 2,

$N = \sqrt{N_\nu{}^2 + N_\varphi{}^2} = \sqrt{L^2 + B^2}$ –

– *полный момент импульса частицы* 2 ,

N, L, B – *константы* ,

m – масса частицы 2 .

Из формулы (5) , анализируя взаимодействие двух монополей (частиц, имеющих только один заряд), вытекают условия для матриц $(\nu)\, u\, (\mu)$.

Третий закон Ньютона для взаимодействующих частиц в единой теории поля формулируется таким образом, чтобы выполнялись соотношения:

$$\nu_{YX} = \nu_{XY}$$

$$\mu_{YX} = \mu_{XY} \quad .$$

§ 3 Условие зарядового квантования.

Применяя полуклассический подход, изложенный в [3] для теории магнитного монополя, заключающийся в квантовании величины, играющей роль углового момента при движении одной частицы с набором зарядов $\{q^1\}$ относительно другой частицы с набором зарядов $\{q^2\}$ получим условие:

$$\sum_Y \sum_L \mu_{YL} \cdot q_Y^1 \cdot q_L^2 = 4\pi n\hbar \quad , \ n - полуцелое .$$

Если рассмотреть случай, когда частицы имеют одинаковый набор зарядов $\{q^1\} = \{q^2\} = \{q\}$, то получим условие :

$$\sum_Y \sum_L \mu_{YL} \cdot q_Y \cdot q_L = 4\pi n\hbar \quad . \tag{7}$$

Из условий (7) вытекает, что частица не может иметь произвольные наборы зарядов {q}. Частица может иметь только такой набор зарядов, который удовлетворяет условию (7) . Если рассмотреть случай, когда частицы представляют собой монополи с зарядами $\{q^1\} = q_Y$, $\{q^2\} = q_L$, то получим условие зарядового квантования для общей теории:

$$\mu_{YL} \cdot q_Y \cdot q_L = 4\pi n\hbar \ .$$

§ 4 4 –Потенциалы. Взаимодействие частицы с полем.

Выше уже отмечалось, что каждому полю $\overline{Y}$ из набора полей $\overline{X}_1, \overline{X}_2, \cdots, \overline{X}_n$ поставлен в соответствие тензор

$$F_{Yik} = \left(\overline{Y}, -c \cdot \overline{\Phi}_Y\right) .$$

Каждому полю $\overline{Y}$ поставим в соответствие 4-потенциал $A_{Yi} = \left(\varphi_Y, c \cdot \overline{A}_Y\right)$, где φ_Y и $\overline{A}_Y$ удовлетворяют условию Лоренца:

$$div\overline{A}_Y + \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \varphi_Y = 0 \qquad .$$

Можно доказать, что скалярный и векторный потенциалы удовлетворяют уравнениям, аналогичным уравнениям Даламбера. Из функции Лагранжа $L = -m \cdot c^2 \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} + L_{mf}$,

где L_{mf} - функция Лагранжа взаимодействия частицы с полем, составляя уравнение движения

$$\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial L}{\partial \bar{\mathrm{v}}}-\frac{\partial L}{\partial \bar{r}}=0$$

и учитывая аналоги уравнений Даламбера, приведенные ниже получается выражение для силы Лоренца (4), из которого следует выражение напряженности поля через 4вектор-потенциал. Существует несколько способов каждому полю Y поставить в соответствие 4 вектор-потенциал, дающих верное выражение для силы Лоренца (4) :

1. $$\bar{Y}=-\frac{\partial}{\partial t}\sum_L \lambda_{YL}\cdot \bar{A}_L-grad\sum_L \lambda_{YL}\cdot\varphi_L$$

2. $$\bar{Y}=\frac{\partial}{\partial t}\sum_L \lambda_{YL}\cdot \bar{A}_L+grad\sum_L \lambda_{YL}\cdot\varphi_L+rot\bar{A}_Y$$

3. $$\bar{Y}=\frac{\partial}{\partial t}\sum_L \lambda_{YL}\cdot \bar{A}_L+grad\sum_L \lambda_{YL}\cdot\varphi_L-rot\bar{A}_Y \quad .$$

I. Напряженности полей выражаются через 4 вектор-потенциалы

$$\bar{Y}=-\frac{\partial}{\partial t}\sum_L \lambda_{YL}\cdot \bar{A}_L-grad\sum_L \lambda_{YL}\cdot\varphi_L \quad .$$

Вектор $\bar{\Phi}_Y$ выражается через 4вектор-потенциалы:

$$\bar{\Phi}_Y=\frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial \bar{A}}{\partial t}+\frac{1}{c^2}\cdot grad\varphi_Y \quad .$$

Скалярный и векторный потенциалы удовлетворяют уравнениям, аналогичным уравнениям Даламбера:

$$\frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial^2}{\partial t^2}\varphi_Y-\nabla^2\varphi_Y=-c^2\cdot\sum_L \mu_{YL}\cdot\rho_L$$

$$\frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial^2}{\partial t^2}\bar{A}_Y-\nabla^2\bar{A}_Y-rotrot\bar{A}_Y+\frac{\partial}{\partial t}rot\sum_L \lambda_{YL}\cdot\bar{A}_L=$$

$$=-\sum_L \mu_{YL}\cdot\bar{j}_L \quad .$$

Функция Лагранжа для взаимодействия частицы с полем:

$$L_{mf} = \sum_Y q_Y \cdot \left(-\sum_L \lambda_{YL} \cdot \varphi_L + \sum_L \lambda_{YL} \cdot \overline{\mathrm{v}} \cdot \overline{A}_L \right)$$

определяет силу Лоренца :

$$\overline{f} = \sum_Y q_Y \cdot (\sum_L \lambda_{YL} \cdot (-\frac{\partial}{\partial t}\overline{A}_L - grad\varphi_L)) \quad -$$

$$-\sum_Y q_Y \left[\overline{\mathrm{v}} \times (\frac{1}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\overline{A}_Y + \frac{1}{c^2} grad\varphi_Y) \right] =$$

$$= \sum_Y q_Y \cdot \overline{Y} + \sum_Y q_Y \cdot \left[\overline{\mathrm{v}} \times \left(-\sum_L \lambda_{YL} \cdot \overline{L} \right) \right] =$$

$$= \sum_Y q_Y \cdot \overline{Y} + \sum_Y q_Y \cdot \left[\overline{\mathrm{v}} \times \left(-\overline{\Phi}_Y \right) \right] .$$

II. Напряженности полей выражаются через 4вектор потенциалы

$$\overline{Y} = \sum_L \lambda_{YL} \cdot (\frac{\partial}{\partial t}\overline{A}_L + grad\varphi_L) + rot\overline{A}_Y \quad .$$

Эта формула верна и для теории электромагнитного поля Максвелла. В самом деле:

$$\{\rho\} = \begin{Bmatrix} \rho_E \\ \rho_B \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \rho_E \\ 0 \end{Bmatrix}; \ \{\overline{j}\} = \begin{Bmatrix} \overline{j}_E \\ \overline{j}_B \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \overline{j}_E \\ 0 \end{Bmatrix}; \ \{\varphi\} = \begin{Bmatrix} \varphi_E \\ \varphi_B \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ \varphi_B \end{Bmatrix};$$

$$\{A\} = \begin{Bmatrix} A_E \\ A_B \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ A_B \end{Bmatrix}; \ (\lambda) = \begin{pmatrix} 0 & \lambda_{EB} \\ \lambda_{BE} & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ \mu_0 \cdot \xi_0 & 0 \end{pmatrix} \Longrightarrow$$

$$\begin{Bmatrix} \overline{E} \\ \overline{B} \end{Bmatrix} = \frac{\partial}{\partial t}(\lambda) \cdot \begin{Bmatrix} \overline{0} \\ \overline{A}_B \end{Bmatrix} + (\lambda) \cdot grad \begin{Bmatrix} 0 \\ \varphi_B \end{Bmatrix} + rot \begin{Bmatrix} \overline{0} \\ \overline{A}_B \end{Bmatrix} =$$

$$= \begin{Bmatrix} -\dfrac{\partial \overline{A_B}}{\partial t} - grad\varphi_B \\ rot\overline{A}_B \end{Bmatrix} \quad .$$

Вектор $\overline{\Phi}_Y$ выражается через 4вектор-потенциалы :

$$\overline{\Phi}_Y = -\frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial \overline{A}_Y}{\partial t} - \frac{1}{c^2}\cdot grad\varphi_Y + \sum_L \lambda_{YL}\cdot rot\overline{A}_L \quad .$$

Скалярный и векторный потенциалы удовлетворяют уравнениям, аналогичным уравнениям Даламбера:

$$\frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial^2}{\partial t^2}\varphi_Y - \nabla^2\varphi_Y = c^2\cdot\sum_L \mu_{YL}\cdot\rho_L$$

$$\frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial^2}{\partial t^2}\overline{A}_Y - \nabla^2\overline{A}_Y = \sum_L \mu_{YL}\cdot\bar{j}_L \quad .$$

Решения этих уравнений :

$$\overline{A}(\bar{r},t) = \frac{1}{4\cdot\pi}\cdot\int\frac{\sum\limits_L \mu_{YL}\cdot\bar{j}_L\left(\bar{r}',t-\frac{|\bar{r}-\bar{r}'|}{c}\right)}{|\bar{r}-\bar{r}'|}\cdot dV'$$

$$\varphi(\bar{r},t) = \frac{1}{4\cdot\pi}\cdot\int\frac{c^2\cdot\sum\limits_L \mu_{YL}\cdot\rho_L\left(\bar{r}',t-\frac{|\bar{r}-\bar{r}'|}{c}\right)}{|\bar{r}-\bar{r}'|}\cdot dV' \quad .$$

Функция Лагранжа для взаимодействия частицы с полем :

$$L_{mf} = \sum_Y q_Y\cdot\left(\sum_L \lambda_{YL}\cdot\varphi_L - \sum_L \bar{\mathrm{v}}\cdot\left(\lambda_{YL}\overline{A}_L + rot\int\overline{A}_Y dt\right)\right).$$

Она похожа на функцию Лагранжа $L = \bar{j}\cdot\overline{A}$ взаимодействия электрически заряженной частицы с электромагнитным полем и определяет силу Лоренца:

$$\overline{f} = \sum_{Y} q_Y \cdot (\sum_{L} \lambda_{YL} \cdot (\frac{\partial}{\partial t} \overline{A}_L + grad\varphi_L) + rot\overline{A}_Y) +$$

$$+ \sum_{Y} q_Y \left[\overline{\mathrm{v}} \times (\frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \overline{A}_Y + \frac{1}{c^2} grad\varphi_Y) - rot \sum_{L} \lambda_{YL} \overline{A}_L \right] =$$

$$= \sum_{Y} q_Y \cdot \overline{Y} + \sum_{Y} q_Y \cdot \left[\overline{\mathrm{v}} \times \left(- \sum_{L} \lambda_{YL} \cdot \overline{L} \right) \right] =$$

$$= \sum_{Y} q_Y \cdot \overline{Y} + \sum_{Y} q_Y \cdot \left[\overline{\mathrm{v}} \times \left(- \overline{\Phi}_Y \right) \right] .$$

III. Напряженности полей выражаются через 4вектор потенциалы: $\overline{Y} = \sum_{L} \lambda_{YL} \cdot (\frac{\partial}{\partial t} \overline{A}_L + grad\varphi_L) - rot\overline{A}_Y$.

Аналоги уравнений Даламбера:

$$\frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \overline{A}_Y + 2 \cdot \lambda_{YY} \cdot rot \frac{\partial}{\partial t} \overline{A}_Y - \nabla^2 \overline{A}_Y = \sum_{L} \mu_{YL} \cdot \overline{j}_L - 2 \cdot \sum_{L \neq Y} \lambda_{YL} \cdot rot \frac{\partial}{\partial t} A_L$$

$$\frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \varphi_L - \nabla^2 \varphi_L = c^2 \cdot \sum_{L} \mu_{YL} \cdot \rho_L \quad .$$

Функция Лагранжа для взаимодействия частицы с полем:

$$L_{mf} = \sum_{Y} \left\{ q_Y \cdot \frac{1}{c} \cdot \left(c \cdot \sum_{L} \lambda_{YL} \cdot \varphi_L - c \cdot \sum_{L} \lambda_{YL} \cdot \overline{\mathrm{v}} \cdot \overline{A}_L \right) + \right.$$

$$\left. + q_Y \cdot \overline{\mathrm{v}} \cdot rot \int \overline{A}_Y dt - \left(rot\, q_Y \cdot \overline{\mathrm{v}} \right) \int \overline{A}_Y dt \right\}$$

определяет силу Лоренца:

$$\overline{f} = \sum_{Y} q_Y \cdot (\sum_{L} \lambda_{YL} \cdot (\frac{\partial}{\partial t} \overline{A}_L + grad\varphi_L) - rot\overline{A}_Y) +$$

$$+ \sum_{Y} q_Y \left[\overline{\mathrm{v}} \times (-\frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \overline{A}_Y - \frac{1}{c^2} grad\varphi_Y) - rot \sum_{L} \lambda_{YL} \overline{A}_L \right] =$$

$$= \sum_{Y} q_Y \cdot \left(\overline{Y} + \left[\overline{\mathrm{v}} \times \sum_{L} \lambda_{YL} \cdot \overline{L} \right] \right) = \sum_{Y} q_Y \cdot \overline{Y} + \sum_{Y} q_Y \cdot \left[\overline{\mathrm{v}} \times \overline{\Phi}_Y \right].$$

IV. Замечание.

Для способов 1 и 2 удалось найти действие (см. §6), из вариации которого следуют уравнения поля и привычное выражение для силы Лоренца. Способы 1 и 3 дают сложные уравнения, играющие роль уравнений Даламбера. Способ 2 дает уравнения, совпадающие по виду с уравнениями Даламбера. Поэтому предлагается способ 2 взять за основу введения в теорию 4вектор-потенциала.

§ 5 Размерности величин.

Приведем размерности величин

$$Y\ ,\nu_{YL}\ ,\mu_{YL}\ ,\lambda_{YL}\ ,A_Y\ ,\varphi_Y\ :$$

$$[Y]=\frac{[m_i]}{[q_Y]}\cdot[a]$$

$$[\nu_{YL}]=\frac{[m_i]}{[q_Y]\cdot[q_L]}\cdot[\mathrm{v}]^2\cdot[r]$$

$$[\mu_{YL}]=\frac{[m_i]}{[q_Y]\cdot[q_L]}\cdot[\mathrm{v}]\cdot[r]$$

$$[\lambda_{YL}]=\frac{1}{[\mathrm{v}]}\cdot\underline{\frac{[q_L]}{[q_Y]}}$$

$$[A_Y]=\frac{[m_i]}{[q_Y]}\cdot[\mathrm{v}]^2$$

$$[\varphi_Y]=\frac{[m_i]}{[q_Y]}\cdot[\mathrm{v}]^3\quad ,$$

где

$[m_i]$ – *размерность массы инертной,* $[m_i] = кг$

$[a]$ – *размерность ускорения,* $[a] = \frac{м}{с^2}$

$[\mathrm{v}]$ – *размерность скорости,* $[\mathrm{v}] = \frac{м}{с}$

$[r]$ – *размерность расстояния,* $[r] = м$

$[q_Y]$ – *размерность заряда поля* Y .

§ 6 Действие для поля. Получение уравнений поля из принципа наименьшего действия.

Действие для поля (см. [1]) :

$$S = S_m + S_f + S_{mf} \quad ,$$

где S_m - действие для частиц,

S_f - действие для поля,

S_{mf} – действие для взаимодействия частиц с полем.

$$S_m = -\sum m \cdot c \cdot \int ds \quad .$$

Получим уравнения поля, и способ введения в теорию 4-вектор-потенциалов из вариационного принципа при различных способах определениях действия:

I.
$$S_f = \frac{1}{4} \cdot \int \sum_Y F_{Yik} \cdot F_Y^{\ ik} \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot c \cdot dt$$

$$S_{mf} = \frac{1}{c} \cdot \sum_Y \int \left(-\sum_L \nu_{YL} \cdot j_L^i \right) \cdot \left(\sum_L \lambda_{YL} \cdot A_{Li} \right) d\Omega \quad ,$$

$$d\Omega = dx \cdot dy \cdot dz \cdot c \cdot dt \quad .$$

Тензоры поля F_{Yik} выражаются через 4-вектор-потенциалы следующим образом:

$$F_{Yik} = \sum_L \lambda_{YL} \cdot \left(\frac{\partial A_{Lk}}{\partial x^i} - \frac{\partial A_{Li}}{\partial x^k} \right) = \left(\overline{Y}, -c \cdot \overline{\Phi}_Y \right) \quad .$$

Тогда

$$\overline{Y} = -\frac{\partial}{\partial t} \sum_L \lambda_{YL} \cdot \overline{A}_L - grad \sum_L \lambda_{YL} \cdot \varphi_L \quad .$$

Из вариационного принципа $\partial S = 0$ получим уравнения поля :

$$\frac{\partial F_Y^{ik}}{\partial x^k} = \frac{1}{c} \cdot \sum_L \nu_{YL} \cdot j_L^i$$

или $$div \overline{Y} = \sum_L \nu_{YL} \cdot \rho_L$$

$$rot \overline{\Phi}_Y = -\frac{1}{c^2} \cdot \sum_L \nu_{YL} \cdot \overline{j}_L - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial \overline{Y}}{\partial t} \qquad \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow \quad rot \overline{Y} = \sum_L \mu_{YL} \cdot \overline{j}_L + \frac{\partial \overline{\Phi}_Y}{\partial t} \ ,$$

где $$\overline{Y} = -\frac{\partial}{\partial t} \sum_L \lambda_{YL} \cdot \overline{A}_L - grad \sum_L \lambda_{YL} \cdot \varphi_L \quad .$$

Сила Лоренца :

$$\overline{f} = \sum_Y q_Y \cdot \overline{Y} + \sum_Y q_Y \cdot \left[\overline{\mathrm{v}} \times \left(-\overline{\Phi}_Y \right) \right] =$$

$$= \sum_Y q_Y \cdot \overline{Y} + \sum_Y q_Y \cdot \left[\overline{\mathrm{v}} \times \left(-\sum_L \left(\lambda_{YL} \cdot \frac{\partial \overline{Y}_L}{\partial t} \right) \right) \right] =$$

$$= \sum_Y q_Y \cdot \left(-\frac{\partial}{\partial t} \sum_L \lambda_{YL} \cdot \overline{A}_L - grad \sum_L \lambda_{YL} \cdot \varphi_L + \right.$$

$$\left. + \left[\overline{\mathrm{v}} \times rot \sum_L \lambda_{YL} \cdot \overline{A}_L \right] \right) \quad .$$

II. $S_f = \int \frac{1}{8} \cdot \sum_Y T_{Yik} \cdot T_Y^{\ ik} d\Omega \quad , \quad d\Omega = dx \cdot dy \cdot dz \cdot cdt$

$$F_{Yik} = \sum_L \lambda_{YL} \cdot \left(-\frac{\partial A_{Lk}}{\partial x^i} + \frac{\partial A_{Li}}{\partial x^k} \right) - \frac{1}{c} \cdot \left(-\frac{\partial A_{Yk}}{\partial x^i} + \frac{\partial A_{Yi}}{\partial x^k} \right)^* = \left(\overline{Y}, -c \cdot \overline{\Phi}_Y \right)$$

$(\xi) \cdot (\xi) = (\nu)^{-1}, \quad (\xi) = \sqrt{(\nu)^{-1}}, \quad (\chi) = \sqrt{(\nu)^{-1}} \cdot (\lambda) = (\xi) \cdot (\lambda),$

$(\nu)^T = (\nu), \ (\mu)^T = (\mu)$.

$$T_{Yik} = \sum_N \xi_{YN} \cdot F_{Nik} =$$

$$= \sum_N \xi_{YN} \cdot \sum_L \lambda_{NL} \cdot \left(-\frac{\partial A_{Lk}}{\partial x^i} + \frac{\partial A_{Li}}{\partial x^k} \right) - \frac{1}{c} \cdot \sum_L \xi_{YL} \cdot \left(-\frac{\partial A_{Lk}}{\partial x^i} + \frac{\partial A_{Li}}{\partial x^k} \right)^* =$$

$$= \sum_L \chi_{YL} \cdot \left(-\frac{\partial A_{Lk}}{\partial x^i} + \frac{\partial A_{Li}}{\partial x^k} \right) - \frac{1}{c} \cdot \sum_L \xi_{YL} \cdot \left(-\frac{\partial A_{Lk}}{\partial x^i} + \frac{\partial A_{Li}}{\partial x^k} \right)^* .$$

Здесь 4-вектор $A^i = \left(A^0, c \cdot \overline{A} \right) = \left(\varphi, c \cdot \overline{A} \right)$ и

$A_i = \left(A_0, -c \cdot \overline{A} \right) = \left(\varphi, -c \cdot \overline{A} \right)$,

тензор $\left(-\frac{\partial A_{Yk}}{\partial x^i} + \frac{\partial A_{Yi}}{\partial x^k} \right)^* = \left(-c \cdot rot \overline{A}_Y \ , -\frac{\partial \overline{A}_L}{\partial t} - grad \varphi_Y \right)$

дуален тензору

$$-\left(\frac{\partial A_{Yk}}{\partial x^i} - \frac{\partial A_{Yi}}{\partial x^k} \right) = \left(\frac{\partial A_{Yi}}{\partial x^k} - \frac{\partial A_{Yk}}{\partial x^i} \right) = \left(\frac{\partial \overline{A}_L}{\partial t} + grad \varphi_Y \ , -c \cdot rot \overline{A}_Y \right).$$

$$F_{Yik} = -\sum_L \lambda_{YL} \cdot \left(\frac{\partial A_{Lk}}{\partial x^i} - \frac{\partial A_{Li}}{\partial x^k} \right) - \frac{1}{c} \cdot \left(-\frac{\partial A_{Yk}}{\partial x^i} + \frac{\partial A_{Yi}}{\partial x^k} \right)^* =$$

$$= \left(\sum_L \lambda_{YL} \cdot \left(\frac{\partial \overline{A}_L}{\partial t} + grad \varphi_L \right) + rot \overline{A}_Y , \frac{1}{c} \cdot \left(\frac{\partial \overline{A}_Y}{\partial t} + grad \varphi_Y \right) - c \cdot \sum_L \lambda_{YL} \cdot rot \overline{A}_L \right) =$$

$$= \left(\overline{Y}, -c \cdot \overline{\Phi}_Y \right).$$

$$\overline{Y} = \sum_L \lambda_{YL} \left(\frac{\partial \overline{A}_L}{\partial t} + grad\varphi_L \right) + rot\overline{A}_Y .$$

$$\overline{\Phi}_Y = \sum_L \lambda_{YL} \cdot \overline{L} = \left(-\frac{1}{c^2} \right) \left(\frac{\partial \overline{A}_Y}{\partial t} + grad\varphi_Y \right) + \sum_L \lambda_{YL} \cdot rot\overline{A}_L .$$

$$-c \cdot \overline{\Phi}_Y = \left(+\frac{1}{c} \right) \cdot \left(\frac{\partial \overline{A}_Y}{\partial t} + grad\varphi_Y \right) - c \cdot \sum_L \lambda_{YL} \cdot rot\overline{A}_L .$$

$$S_{mf} = \frac{1}{c} \cdot \sum_Y \int j_Y^i \cdot \left(\sum_L \lambda_{YL} \cdot A_{Li} \right) d\Omega \quad -$$

$$-\sum_Y \int (\overline{j}_Y \cdot rot \int \overline{A}_Y dt) d\Omega + \sum_Y \int \left(\int \overline{A}_Y dt \cdot rot\,\overline{j} \right) d\Omega \quad ,$$

$$d\Omega = dx \cdot dy \cdot dz \cdot c \cdot dt \quad .$$

Из вариационного принципа $\partial S = 0$ получим уравнения

$$\frac{1}{2} \cdot \sum_Y \chi_{YL} \cdot \frac{\partial T_Y{}^{ik}}{\partial x^k} \quad + \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{c} \cdot \sum_Y \xi_{YL} \cdot \frac{\partial T_L^{*ik}}{\partial x^k} = -\frac{1}{c} \cdot \sum_Y \lambda_{YL} \cdot j_Y^i .$$

$$\left(\sum_Y \chi_{YL} \cdot \frac{\partial T_Y{}^{ik}}{\partial x^k} + \frac{1}{c} \cdot \sum_Y \lambda_{YL} \cdot j_Y^i \right) \quad +$$

$$+ \left(-\frac{1}{c} \cdot \sum_Y \xi_{YL} \cdot \frac{\partial T_L^{*ik}}{\partial x^k} + \frac{1}{c} \cdot \sum_Y \lambda_{YL} \cdot j_Y^i \right) = 0 .$$

Откуда с необходимостью следует:

$$\sum_Y \chi_{YL} \cdot \frac{\partial T_Y{}^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{1}{c} \cdot \sum_Y \lambda_{YL} \cdot j_Y^i ,$$

$$\sum_Y \xi_{YL} \cdot \frac{\partial T_Y^{*ik}}{\partial x^k} = -\sum_Y \lambda_{YL} \cdot j_Y^i$$

или

$$\frac{\partial F_Y{}^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{1}{c} \cdot \sum_L \nu_{YL} \cdot j_L^i \quad , \qquad \frac{\partial F_Y^{*ik}}{\partial x^k} = \sum_L \mu_{YL} \cdot j_L^i \quad .$$

Уравнения поля:

$$\frac{\partial F_Y^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{1}{c}\cdot\sum_L \nu_{YL}\cdot j_L^i \quad\Rightarrow$$

$$\Rightarrow\begin{cases}\dfrac{1}{c}\cdot\dfrac{\partial\overline{Y}}{\partial t}+c\cdot rot\overline{\Phi}_Y = -\dfrac{1}{c}\cdot\sum\limits_L \nu_{YL}\cdot\overline{j}_L \quad , & i=1,2,3\\ -div\overline{Y} = -\dfrac{1}{c}\cdot\sum\limits_L \nu_{YL}\cdot c\cdot\rho_L \quad , & i=0\end{cases}$$

$$\frac{\partial F_Y^{*ik}}{\partial x^k} = \sum_L \mu_{YL}\cdot j_L^i \quad\Rightarrow$$

$$\Rightarrow\begin{cases}-\dfrac{\partial\overline{\Phi}_Y}{\partial t}+rot\overline{Y} = \sum\limits_L \mu_{YL}\cdot\overline{j}_L \quad , & i=1,2,3\\ c\cdot div\overline{\Phi}_Y = \sum\limits_L \mu_{YL}\cdot c\cdot\rho_L \quad , & i=0\end{cases}$$

Окончательно уравнения поля

$$div\overline{Y} = \sum_L \nu_{YL}\cdot\rho_L$$

$$rot\overline{Y} = \sum_L \mu_{YL}\cdot\overline{j}_L + \frac{\partial\overline{\Phi}_Y}{\partial t} \quad .$$

Сила, действующая на частицу

$$\overline{f} = \sum_Y \left(q_Y\cdot\overline{Y} \quad + \quad q_Y\cdot\left[\overline{v}\times\left(-\overline{\Phi}_Y\right)\right]\right) \quad .$$

Выводы: Получены уравнения поля и выражение для силы Лоренца. Экспериментальная проверка выражения для силы Лоренца определит, какой из рассмотренных вариантов I или II является основой для построения полной теории. Наиболее содержательным является способ II. Его и следует взять за основу при построении теории.

Напряженности полей в этом случае:

$$\overline{Y} = \sum_L \lambda_{YL} \cdot (\frac{\partial}{\partial t}\overline{A}_L + grad\varphi_L) + rot\overline{A}_Y \ .$$

§ 7 Тензор энергии-импульса поля.

Если действие для единого поля представить в виде

$$S_f = \int \Lambda\left(A_{Ll}, \frac{\partial A_{Ll}}{\partial x^i}\right) dV \cdot dt = \frac{1}{c} \cdot \int \Lambda d\Omega \quad , d\Omega = dx \cdot dy \cdot dz \cdot c \cdot dt,$$

то тензор энергии импульса поля:

$$P_i^k = \sum_L \sum_l \frac{\partial A_{Ll}}{\partial x^i} \cdot \frac{\partial \Lambda}{\partial\left(\frac{\partial A_{Ll}}{\partial x^k}\right)} - \delta_i^k \cdot \Lambda \ .$$

I. При способе 1 определения 4вектор-потенциала:

$$\overline{Y} = -\frac{\partial}{\partial t}\sum_L \lambda_{YL} \cdot \overline{A}_L - grad\sum_L \lambda_{YL} \cdot \varphi_L \ ,$$

действие для поля:

$$S_f = \frac{1}{4} \cdot \int \sum_Y F_{Yik} \cdot F_Y^{\ ik} \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot c \cdot dt \ ,$$

величина Λ: $\Lambda = \sum_Y const_Y \cdot F_{Yik} \cdot F_Y^{\ ik}$,

а тензор энергии-импульса поля:

$$P^{ik} = 4 \cdot \sum_Y const_Y \cdot \sum_L \sum_l \left(\frac{\partial A_L^{\ l}}{\partial x_i} - \frac{\partial A_L^{\ i}}{\partial x_l} \right) \cdot F_{Yl}^{\ k} \cdot \lambda_{YL} -$$

$$- g^{ik} \cdot \sum_Y const_Y \cdot F_{Ynm} \cdot F_Y^{\ nm} \quad .$$

II. При способе 2 определения 4вектор-потенциала:

$$\overline{Y} = \sum_L \lambda_{YL} \cdot (\frac{\partial}{\partial t}\overline{A}_L + grad\varphi_L) + rot\overline{A}_Y \quad ,$$

действие для поля:

$$S_f = \int \frac{1}{8} \cdot \sum_Y T_{Yik} \cdot T_Y^{\ ik} d\Omega \quad , \quad d\Omega = dx \cdot dy \cdot dz \cdot cdt \ ,$$

величина Λ: $$\Lambda = \sum_Y const_Y \cdot T_{Yik} \cdot T_Y^{\ ik} \ ,$$

а тензор энергии-импульса поля:

$$P^{ik} = 4 \cdot \sum_Y const_Y \cdot \sum_L \sum_l \left(-\frac{\partial A_L^{\ l}}{\partial x_i} + \frac{\partial A_L^{\ i}}{\partial x_l} \right) \cdot \Big(T_{Yl}^{\ \ k} \cdot \chi_{YL} +$$

$$+ \frac{1}{c} \cdot T_{Yl}^{*\,k} \cdot \xi_{YL} \Big) - g^{ik} \cdot \sum_Y const_Y \cdot T_{Ynm} \cdot T_Y^{\ nm} \quad .$$

§ 8 Поле вращающегося шара.

Рассчитаем поля, создаваемые вращающимся с угловой скоростью $\overline{\omega}$, равномерно заряженным шаром, имеющим радиус R и набор зарядов {q} :

I. $$\overline{Y} = \sum_L \frac{\nu_{YL} \cdot q_L}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{\overline{r}}{r^3} \ , \qquad -\overline{\Phi}_Y = \frac{-1}{4 \cdot \pi} \cdot \sum_L \mu_{YL} \cdot q_L \cdot \frac{\overline{r}}{r^3} \ ,$$

если считать, что 4вектор-потенциалы введены способом I:

$$\overline{Y} = -\frac{\partial}{\partial t} \sum_L \lambda_{YL} \cdot \overline{A}_L - grad \sum_L \lambda_{YL} \cdot \varphi_L \ .$$

При введении 4вектор-потенциалов способом I предсказывается то, что вращающийся шар с набором зарядом {q} имеет такие же поля, как и не вращающийся шар.

II. $$\overline{Y} = \sum_L \frac{\nu_{YL} \cdot q_L}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{\overline{r}}{r^3} - \sum_L \frac{\mu_{YL} \cdot q_L \cdot R^2}{20 \cdot \pi} \cdot rot \frac{\left(\overline{\omega} \times \overline{r}\right)}{r^3}$$

$$-\overline{\Phi}_Y = \frac{-1}{4 \cdot \pi} \cdot \sum_L \mu_{YL} \cdot q_L \cdot \frac{\overline{r}}{r^3} - \sum_L \frac{\nu_{YL} \cdot q_L \cdot R^2}{20 \cdot \pi \cdot c^2} \cdot rot \frac{\left(\overline{\omega} \times \overline{r}\right)}{r^3} \ ,$$

если считать, что 4вектор-потенциалы введены способом II :

$$\overline{Y} = \sum_L \lambda_{YL} \cdot \left(\frac{\partial}{\partial t} \overline{A}_L + grad \varphi_L\right) + rot \overline{A}_Y \ .$$

При введении 4вектор-потенциалов способом II предсказывается то, что вращающийся шар с набором зарядом {q} имеет такие же поля, как и поля, создаваемые соответствующими полосовыми магнитами, оси которых проходят через ось шара.

§ 9 Уравнения с двумя видами зарядов.

Рассмотрим уравнения с двумя видами зарядов:

$$div\overline{X} = \nu_{XX} \cdot \rho_X + \nu_{XY} \cdot \rho_Y$$

$$div\overline{Y} = \nu_{YX} \cdot \rho_X + \nu_{YY} \cdot \rho_Y$$

$$rot\,\overline{X} = \mu_{XX} \cdot \overline{j}_X + \mu_{XY} \cdot \overline{j}_Y + \lambda_{XX} \cdot \frac{\partial \overline{X}}{\partial t} + \lambda_{XY} \cdot \frac{\partial \overline{Y}}{\partial t}$$

$$rot\,\overline{Y} = \mu_{YX} \cdot \overline{j}_X + \mu_{YY} \cdot \overline{j}_Y + \lambda_{YX} \cdot \frac{\partial \overline{X}}{\partial t} + \lambda_{YY} \cdot \frac{\partial \overline{Y}}{\partial t} \quad .$$

Если, под полем $\overline{X}$ понимать электрическое поле $\overline{E}$, а под полем $\overline{Y}$ понимать некоторое поле $\overline{B}$ (которое дает вклад в электрическое магнитное поле), то эта система уравнений будет уравнениями электродинамики, несколько отличной от электродинамики Максвелла.

Если, под полем $\overline{X}$ понимать электрическое поле $\overline{E}$, а под полем $\overline{Y}$ понимать гравитационное поле $\overline{F}$, то эта система уравнений будет уравнениями электрогравидинамики, объединяющей только электрическое поле $\overline{E}$ и гравитационное поле $\overline{F}$.

I. Рассмотрим теорию с

$$\nu = \begin{pmatrix} \nu_{\mathbf{XX}} & 0 \\ 0 & \nu_{\mathbf{YY}} \end{pmatrix}, \ \mu = \begin{pmatrix} 0 & \mu_{XY} \\ \mu_{YX} & 0 \end{pmatrix}$$

$$(\lambda) = (\mu) \cdot (\nu)^{-1} = \begin{pmatrix} 0 & \lambda_{XY} \\ \lambda_{YX} & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \dfrac{\mu_{XY}}{\nu_{YY}} \\ \dfrac{\mu_{YX}}{\nu_{XX}} & 0 \end{pmatrix} \quad .$$

Тогда:

$$div\,\overline{X} = \nu_{XX} \cdot \rho_X$$
$$div\,\overline{Y} = \nu_{YY} \cdot \rho_Y$$
$$rot\,\overline{X} = \mu_{XY} \cdot \overline{j}_Y + \lambda_{XY} \cdot \frac{\partial \overline{Y}}{\partial t} = \mu_{XY} \cdot \overline{j}_Y - \frac{\partial\left(-\overline{\Phi}_X\right)}{\partial t}$$
$$rot\,\overline{Y} = \mu_{YX} \cdot \overline{j}_X + \lambda_{YX} \cdot \frac{\partial \overline{X}}{\partial t} = \mu_{YX} \cdot \overline{j}_X - \frac{\partial\left(-\overline{\Phi}_Y\right)}{\partial t}$$
$$\overline{\Phi}_X = \lambda_{XY} \cdot \overline{Y}$$
$$\overline{\Phi}_Y = \lambda_{YX} \cdot \overline{X} \quad .$$

$-\overline{\Phi}_X$ магнитное поле, соответствующее полю $\overline{X}$

$-\overline{\Phi}_Y$ магнитное поле, соответствующее полю $\overline{Y}$.

Причем матрицы (μ) $и$ (ν) удовлетворяют условиям:

$$\nu_{XY} = \nu_{YX}$$
$$\mu_{XY} = \mu_{YX} \quad .$$

II. Рассмотрим теорию с

$$\nu = \begin{pmatrix} \nu_0 & 0 \\ 0 & -\mu_0 \end{pmatrix}, \quad \mu = \begin{pmatrix} 0 & \mu_0 \\ \mu_0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ \frac{1}{c^2} & 0 \end{pmatrix},$$

$$\overline{\Phi}_X = \lambda_{XY} \cdot \overline{Y} = -\overline{Y}$$
$$div\,\overline{X} = \nu_0 \cdot \rho_X$$
$$div\,\overline{Y} = \mu_o \cdot \rho_Y$$
$$rot\,\overline{X} = \mu_0 \cdot \overline{j}_Y - \frac{\partial \overline{Y}}{\partial t} = \mu_0 \cdot \overline{j}_Y - \frac{\partial\left(-\overline{\Phi}_X\right)}{\partial t}$$
$$rot\,\overline{Y} = \mu_0 \cdot \overline{j}_X + \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial \overline{X}}{\partial t} \quad .$$

Это уравнения Максвелла с электрическим полем $\overline{X}$ и магнитным полем $-\overline{\Phi}_X$. Если под термином “магнитное” понимать релятивистский эффект и учитывая приведенные рассуждения, понимаем, что неверно говорить о магнитном заряде. Заряда у магнитного поля $-\overline{\Phi}_X$ нет. Есть заряд q_Y и соответствующее ему поле $\overline{Y}$, которое совпадает с магнитным полем $\left(-\overline{\Phi}_E\right)$ соответствующему электрическому заряду и электрическому полю $\overline{E}$.

III. Рассмотрим теорию с

$$\nu = \begin{pmatrix} -G & 0 \\ 0 & \dfrac{G}{c^2} \end{pmatrix}, \quad \mu = \begin{pmatrix} 0 & -\dfrac{G}{c^2} \\ -\dfrac{G}{c^2} & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ \dfrac{1}{c^2} & 0 \end{pmatrix},$$

$\overline{\Phi}_X = \lambda_{XY} \cdot \overline{Y} = -\overline{Y}$.

G – гравитационная постоянная.

$$div\,\overline{X} = -G \cdot \rho_X$$
$$div\,\overline{Y} = \frac{G}{c^2} \cdot \rho_Y$$
$$rot\,\overline{X} = -\frac{G}{c^2} \cdot \overline{j}_Y - \frac{\partial \overline{Y}}{\partial t} = \frac{G}{c^2} \cdot \overline{j}_Y - \frac{\partial\left(-\overline{\Phi}_X\right)}{\partial t}$$
$$rot\,\overline{Y} = -\frac{G}{c^2} \cdot \overline{j}_X + \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial \overline{X}}{\partial t}.$$

Это уравнения Максвелла с двумя видами зарядов. В уравнения входит гравитационное поле $\overline{X}$ и некоторое поле $\overline{Y}$, которое по аналогии с теорией Карстуа назовем “гравитационным вихрем “. Поле $\overline{Y}$ совпадает с гравитационным магнитным полем $\left(-\overline{\Phi}_X\right)$.

IV. Рассмотрим вариант электрогравидинамики - уравнений включающих в себя электрическое поле $\overline{E}$ и гравитационное поле $\overline{F}$. Это теория с

$$\nu = \begin{pmatrix} \nu_0 & 0 \\ 0 & -G \end{pmatrix}, \quad \mu = \begin{pmatrix} 0 & G \\ G & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ \dfrac{G}{\nu_0} & 0 \end{pmatrix}.$$

Не выполняется условие : $(\lambda)\cdot(\lambda) = -\dfrac{1}{c^2}\cdot\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$.

Следовательно, нельзя построить такую простую теорию, объединяющую электрическое и гравитационное поля, в отличии от варианта изложенного в начале этого параграфа.

§ 10 Единая теория гравитации и электричества.

Объединяя идеи Дирака, Хевисайда, Бриджмена, Карстуа применим рассмотренную теорию для построения единой теории поля гравитации и электричества.

$\overline{E}$ – *напряженность электрического поля,*

$\overline{B}$ – *напряженность поля, которое, назовем "электрическим вихрем",*

$\overline{F}$ – *напряженность гравитационного поля,*

$\overline{\Omega}$ – *напряженность поля, которое назовем "гравитационным вихрем",*

$\rho_E, \rho_B, \rho_F, \rho_\Omega$ – *плотности зарядов соответствующих полей,*

$\overline{j}_E, \overline{j}_B, \overline{j}_F, \overline{j}_\Omega$ – *плотности токов зарядов соответствующих полей.*

Названия “электрический вихрь” и “гравитационный вихрь” введены по аналогии с теорией Карстуа, которая описывает гравитационное поле уравнениями, совпадающими по виду с уравнениями Максвелла для электрического поля. В соответствующих теориях с двумя видами зарядов "электрический вихрь" совпадает с магнитным полем, а "гравитационный вихрь" есть магнитное поле для гравитации.

Каждому полю $\overline{E}$, $\overline{B}$, $\overline{F}$, $\overline{\Omega}$ соответствует свое магнитное поле $-\overline{\Phi}_E$, $-\overline{\Phi}_B$, $-\overline{\Phi}_F$, $-\overline{\Phi}_\Omega$. При этом магнетизм понимается, как релятивистский эффект.

$$div\begin{pmatrix}\overline{E}\\ \overline{B}\\ \overline{F}\\ \overline{\Omega}\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\nu_{EE} & \nu_{EB} & \nu_{EF} & \nu_{E\Omega}\\ \nu_{BE} & \nu_{BB} & \nu_{BF} & \nu_{B\Omega}\\ \nu_{FE} & \nu_{FB} & \nu_{FF} & \nu_{F\Omega}\\ \nu_{\Omega E} & \nu_{\Omega B} & \nu_{\Omega F} & \nu_{\Omega\Omega}\end{pmatrix}\cdot\begin{pmatrix}\rho_E\\ \rho_B\\ \rho_F\\ \rho_\Omega\end{pmatrix}$$

$$rot\begin{pmatrix}\overline{E}\\ \overline{B}\\ \overline{F}\\ \overline{\Omega}\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\mu_{EE} & \mu_{EB} & \mu_{EF} & \mu_{E\Omega}\\ \mu_{BE} & \mu_{BB} & \mu_{BF} & \mu_{B\Omega}\\ \mu_{FE} & \mu_{FB} & \mu_{FF} & \mu_{F\Omega}\\ \mu_{\Omega E} & \mu_{\Omega B} & \mu_{\Omega F} & \mu_{\Omega\Omega}\end{pmatrix}\cdot\begin{pmatrix}\overline{j}_E\\ \overline{j}_B\\ \overline{j}_F\\ \overline{j}_\Omega\end{pmatrix}+$$

$$+\begin{pmatrix}\lambda_{EE} & \lambda_{EB} & \lambda_{EF} & \lambda_{E\Omega}\\ \lambda_{BE} & \lambda_{BB} & \lambda_{BF} & \lambda_{B\Omega}\\ \lambda_{FE} & \lambda_{FB} & \lambda_{FF} & \lambda_{F\Omega}\\ \lambda_{\Omega E} & \lambda_{\Omega B} & \lambda_{\Omega F} & \lambda_{\Omega\Omega}\end{pmatrix}\cdot\frac{\partial}{\partial t}\begin{pmatrix}\overline{E}\\ \overline{B}\\ \overline{F}\\ \overline{\Omega}\end{pmatrix} \quad .$$

Так как на сегодняшний день почти все элементы матриц (ν) , (μ) , (λ) неизвестны, то говорить можно только лишь о качественных предсказаниях теории.

1. Если считать, что

$$\overline{Y} = -\frac{\partial}{\partial t}\sum_L \lambda_{YL}\cdot\overline{A}_L - grad\sum_L \lambda_{YL}\cdot\varphi_L \quad ,$$

то предсказанием такой теории будет то, что вращающийсяс угловой скоростью ω шар(планета) с массой M и радиусом R , будет порождать центрально-симметричные электрические и магнитные поля :

$$\overline{E} = \frac{1}{4\cdot\pi}\cdot\nu_{EF}\cdot M\cdot\frac{\overline{r}}{r^3}$$

$$-\overline{\Phi}_E = \frac{-1}{4\cdot\pi}\cdot\mu_{EF}\cdot M\cdot\frac{\overline{r}}{r^3} \quad .$$

2. Если считать, что

$$\overline{Y} = \sum_L \lambda_{YL}\cdot\left(\frac{\partial}{\partial t}\overline{A}_L + grad\varphi_L\right) + rot\,\overline{A}_Y \qquad ,$$

то предсказанием такой теории будет то, что вращающийся с угловой скоростью ω шар(планета) с массой M и радиусом R , будет порождать электрические и магнитные поля, эквивалентные полям соответствующих полосовых магнитов, оси которых проходят через ось шара(планеты).
Вычисления дают:

$$\overline{E} = \frac{1}{4\cdot\pi}\cdot\nu_{EF}\cdot M\cdot\frac{\overline{r}}{r^3} + \frac{\mu_{EF}\cdot M\cdot R^2}{20\cdot\pi}\cdot rot\,\frac{\left(\overline{\omega}\times\overline{r}\right)}{r^3}$$

$$-\overline{\Phi}_E = \frac{-1}{4\cdot\pi}\cdot\mu_{EF}\cdot M\cdot\frac{\overline{r}}{r^3} + \frac{\nu_{EF}\cdot M\cdot R^2}{20\cdot\pi\cdot c^2}\cdot rot\,\frac{\left(\overline{\omega}\times\overline{r}\right)}{r^3} \quad .$$

На оси вращения шара(планеты) напряженности равны :

$$\overline{E} = \frac{1}{4\cdot\pi}\cdot\nu_{EF}\cdot M\cdot\frac{\overline{r}}{r^3} + \frac{\mu_{EF}\cdot M\cdot R^2}{10\cdot\pi}\cdot\frac{\overline{\omega}}{r^3}$$

$$-\overline{\Phi}_E = \frac{-1}{4\cdot\pi}\cdot\mu_{EF}\cdot M\cdot\frac{\overline{r}}{r^3} + \frac{\nu_{EF}\cdot M\cdot R^2}{10\cdot\pi\cdot c^2}\cdot\frac{\overline{\omega}}{r^3} \quad .$$

На северном географическом полюсе:

$$E = \left|\frac{1}{4\cdot\pi}\cdot\nu_{EF}\cdot M\cdot\frac{1}{R^2} + \frac{\mu_{EF}\cdot M}{10\cdot\pi}\cdot\frac{\omega}{R}\right| \tag{11}$$

$$\left|-\overline{\Phi}_E\right| = \left|\frac{-1}{4\cdot\pi}\cdot\mu_{EF}\cdot M\cdot\frac{1}{R^2} + \frac{\nu_{EF}\cdot M}{10\cdot\pi\cdot c^2}\cdot\frac{\omega}{R}\right| \quad .$$

На южном географическом полюсе:

$$E = \left| -\frac{1}{4\cdot\pi}\cdot\nu_{EF}\cdot M\cdot\frac{1}{R^2} + \frac{\mu_{EF}\cdot M}{10\cdot\pi}\cdot\frac{\omega}{R} \right| \qquad (12)$$

$$\left| -\overline{\Phi}_E \right| = \left| \frac{1}{4\cdot\pi}\cdot\mu_{EF}\cdot M\cdot\frac{1}{R^2} + \frac{\nu_{EF}\cdot M}{10\cdot\pi\cdot c^2}\cdot\frac{\omega}{R} \right| .$$

Напомним, что $-\overline{\Phi}_E$ - электрическое магнитное поле, которое традиционно называют магнитным полем.

Если ν_{EF} и μ_{EF} величины одного знака (скорее всего $\nu_{EF} < 0$ и $\mu_{EF} < 0$), то напряженность электрического магнитного поля $\left| -\overline{\Phi}_E \right|$ будет больше на южном географическом полюсе, чем на северном, что и наблюдается в действительности для нашей планеты “Земля”.

Наиболее содержательным и интересным по следствиям является второй способ введения в теорию 4-вектор потенциала:

$$\overline{Y} = \sum_L \lambda_{YL}\cdot\left(\frac{\partial}{\partial t}\overline{A}_L + grad\varphi_L\right) + rot\,\overline{A}_Y \quad .$$

Следствия из этого способа и следует проверять экспериментально. Если допустить то, что планеты и Солнце имеют наряду с гравитационными зарядами еще и другие заряды, то движение планет вокруг Солнца не будет плоским. Траектория движения планет вокруг Солнца в этом случае определяется уравнениями (6). Из того факта, что движение планет вокруг Солнца является плоским, следует то, что Солнце и планеты имеют только гравитационные заряды и, кроме того, справедливо соотношение

$$\mu_{FF} = 0 \quad \text{или} \quad \mu_{FF} \approx 0 .$$

§ 11 Гипотеза о инертной массе частицы.

Согласно современным взглядам, взаимодействие между заряженными частицами обусловлено обменом квантами поля. Представим себе такую частицу, которая не имеет зарядов. Тогда такая частица не будет взаимодействовать с другими частицами, на нее не будут действовать силы. А раз на частицу не действуют силы, то не имеет смысла говорить о том, что такая частица имеет массу. Выскажем предположение о том, что инертная масса частицы определяется набором зарядов $\{q\}$, имеющимся у данной частицы:

$$m = \sum_L k_L \cdot q_L \ ,$$

где коэффициенты k_L при переходе от одной ИСО к другой преобразуются по закону:

$$k'_L = \frac{k_L}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \ .$$

Предложим следующую модель элементарной частицы: Точечная частица с набором зарядов $\{q\}$ расположена внутри пространства, окруженного сферой радиуса a , вне которой находится физический вакуум с набором зарядов $\{q^0\}$. Энергия связи взаимодействия частицы с вакуумом

$$W = \frac{\sum_Y \sum_L \nu_{YL} \cdot q_Y \cdot q^0{}_L}{a} \ .$$

Массу, соответствующую этой энергии связи,

$$m = \frac{\sum_Y \sum_L \nu_{YL} \cdot q_Y \cdot q^0{}_L}{a \cdot c^2}$$

отождествим с инертной массой частицы. При этом

$$k_Y = \frac{\sum_L \nu_{YL} \cdot q^0{}_L}{a \cdot c^2} \ .$$

§ 12 Обобщение уравнений Максвелла на случай заряженных полей.

До сих пор мы рассматривали незаряженные векторные поля, то есть поля кванты которых не имеют зарядов. Пусть каждое из полей $\overline{X}_1, \ \overline{X}_2, \ \cdots\cdots, \overline{X}_n$ имеет свой набор зарядов

$\{q_{X_i}\}$. Каждое поле $\overline{X}$ характеризуется плотностью энергии поля ω_X и вектором плотности потока энергии поля $\overline{S}_X$.
Поле $\overline{X}$ само порождает заряды и токи:

$$P_L = \sum_X \sigma_{LX} \cdot \omega_X$$

$$\overline{J}_L = \sum_X \sigma_{LX} \cdot \overline{S}_X \quad ,$$

где σ_{LX} - коэффициенты пропорциональности. Тогда уравнения единой теории заряженных полей запишутся в виде.

$$div\overline{Y} = \sum_L \nu_{YL} \cdot \rho_L \quad + \quad \sum_L \nu_{YL} \cdot \sum_X \sigma_{LX} \cdot \omega_X$$

$$rot\overline{Y} = \sum_L \mu_{YL} \cdot \overline{j}_L + \sum_L \mu_{YL} \cdot \sum_X \sigma_{LX} \cdot \overline{S}_X + \sum_L \lambda_{YL} \cdot \frac{\partial \overline{L}}{\partial t} \quad .$$

В отсутствии заряженных частиц имеем :

$$div\overline{Y} = \sum_L \sum_X \nu_{YL} \cdot \sigma_{LX} \cdot \omega_X$$

$$rot\overline{Y} = \sum_L \sum_X \mu_{YL} \cdot \sigma_{LX} \cdot \overline{S}_X + \sum_L \lambda_{YL} \cdot \frac{\partial \overline{L}}{\partial t} \quad .$$

Для каждого поля $\overline{Y}$ имеет место закон сохранения энергии единого заряженного поля

$$div\left(\overline{Y} \times \left(-\overline{\Phi}_Y\right)\right) + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial}{\partial t}\left(\overline{\Phi}_Y \cdot \overline{\Phi}_Y + \frac{1}{c^2}\overline{Y} \cdot \overline{Y}\right) +$$

$$+ \sum_L \left(\overline{\Phi}_Y \cdot \mu_{YL} + \frac{1}{c^2} \cdot \overline{Y} \cdot \nu_{YL}\right) \cdot \sum_X \sigma_{LX} \cdot \overline{S}_X = 0 \quad ,$$

или $$div\,\overline{S}_Y + \frac{\partial \omega_Y}{\partial t} + A_Y = 0 \quad ,$$

где:

$$\overline{S}_Y = \overline{Y} \times \left(-\overline{\Phi}_Y\right),$$

$$\omega_Y = \frac{1}{2}\cdot\left(\overline{\Phi}_Y \cdot \overline{\Phi}_Y + \frac{1}{c^2}\overline{Y}\cdot\overline{Y}\right) ,$$

$$A_Y = \sum_L \left(\overline{\Phi}_Y \cdot \mu_{YL} + \frac{1}{c^2}\cdot\overline{Y}\cdot\nu_{YL}\right)\cdot\sum_X \sigma_{LX}\cdot\overline{S}_X =$$

$$= \sum_L \left(\overline{\Phi}_Y \cdot \mu_{YL} + \frac{1}{c^2}\cdot\overline{Y}\cdot\nu_{YL}\right)\cdot\overline{J}_L \quad ,$$

$\overline{S}_Y$ – *вектор Пойтинга поля* $\overline{Y}$,

ω_Y – *плотность энергии поля* $\overline{Y}$,

A_Y – *плотность в единицу времени энергии взаимодействия поля* $\overline{Y}$ *и единого векторного заряженного поля.*

Из требования, выполнения закона сохранения заряда каждого вида:

$$div\,\overline{J}_Y + \frac{\partial}{\partial t}P_Y = 0 ,$$

получаем условие

$$\sum_X \sigma_{YX}\cdot\left(div\,\overline{S}_X + \frac{\partial\omega_X}{\partial t}\right) = 0 .$$

Сравнивая его с условием

$$div\,\overline{S}_Y + \frac{\partial\omega_Y}{\partial t} + A_Y = 0 ,$$

делаем вывод, что

$$\sum_X \sigma_{YX}\cdot A_X = 0 .$$

В § 11 приведены доводы в пользу того, что инертную массу могут иметь только заряженные частицы с набором зарядов $\{q\}$ и наоборот частицы с набором зарядов $\{0\}$, то есть беззарядовые, не имеют инертную массу. Подобные рассуждения распространим и на заряженные поля. Таким образом, нейтральные беззарядовые поля являются безмассовыми, а заряженные поля могут иметь инертную массу.

Учитывая что

$$\omega_X = \frac{1}{2}\left(\overline{\Phi}_X \cdot \overline{\Phi}_X + \frac{1}{c^2}\overline{X} \cdot \overline{X}\right) \quad \text{и} \quad \overline{S}_X = \overline{X} \times \left(-\overline{\Phi}_X\right),$$

запишем уравнения единой теории заряженных полей в виде:

$$div\overline{Y} = \sum_L \nu_{YL} \cdot \rho_L + \sum_L \sum_X \nu_{YL} \cdot \sigma_{LX} \cdot \frac{1}{2} \cdot \left(\overline{\Phi}_X \cdot \overline{\Phi}_X + \frac{1}{c^2}\overline{X} \cdot \overline{X}\right)$$

$$rot\overline{Y} = \sum_L \mu_{YL} \cdot \overline{j}_L + \sum_L \sum_X \mu_{YL} \cdot \sigma_{LX} \cdot \left[\overline{X} \times \left(-\overline{\Phi}_X\right)\right] + \sum_L \lambda_{YL} \cdot \frac{\partial \overline{L}}{\partial t}.$$

§ 13 Выводы и прогнозы.

В работе дана схема построения единой теории поля n векторных полей на основе, обобщения уравнений Максвелла электромагнитного поля. Включая в состав единого набора полей различные векторные поля, можно строить конкретные варианты единой теории поля. Роль магнитного поля в такой теории играет линейная комбинация полей, подлежащих объединению. Такая трактовка магнитного поля требует уточнить уравнения Максвелла - Дирака. У магнитного электрического поля не может быть каких-то особых магнитных зарядов. Но заряды могут быть у поля, которое вносит существенный вклад в магнитное электрическое поле. Введена функция Лагранжа, из которой выводится выражение для силы Лоренца. Написано выражение для действия, из которого получены уравнения поля. В качестве примера, применения такой схемы, рассматривается единая теория гравитации и электричества, которая предсказывает следующее. Вращающаяся планета создает электрическое и магнитное поля. В зависимости от способа введения 4-потенциалов $A_{Yi} = \left(\varphi_Y, c \cdot \overline{A}_Y\right)$, теория предсказывает поля центрально симметричные, либо поля, эквивалентные полям соответствующих полосовых магнитов, оси которых проходят через ось шара (планеты).

В последнем случае электрический диполь и магнитная стрелка будут стремиться ориентироваться по направлению географических полюсов планеты. Причем напряженности полей на северном и южном географических полюсах различны.

Анализ результатов измерений напряженностей электрических и магнитных полей на планетах Солнечной системы поможет выбрать способ введения в теорию 4вектор-потенциалов. Измеряя напряженности электрических и магнитных полей на полюсах различных планет и анализируя их разность на северном и южном географических полюсах, можно проверить теорию, определяя коэффициенты

ν_{EF} ,ν_{BF} , μ_{EF} ,μ_{BF} .

Независимо от результатов экспериментальной проверки предлагаемой теории, она позволяет по-новому взглянуть на уравнения Максвелла. Разумеется, то, что разработанный в данной работе подход к объединению полей может быть применен к объединению не только электрических и гравитационных полей, но и других полей, которые на сегодняшний день может быть еще и неизвестны.

Применений у предлагаемой к рассмотрению теории обнаруживается довольно много. Можно надеяться, что она привлечет внимание специалистов и любителей физики.