

# Расчет напряженности электрического поля на малых расстояниях между зарядом и источником электрического поля на основании макроскопической математической модели.

Вадим Хоруженко

23 августа 2024 г.

## Аннотация

Моя работа представляет собой макроскопическое обобщение теорий Калуцы-Клейна для квантовых систем, касающееся существования дополнительного пятого измерения в нашем пространстве. Это позволило Калуце объединить описание гравитации и электромагнетизма в рамках единой математической структуры. Позже Оскар Клейн добавил важный элемент к теории Калуцы, предложив, что пятое измерение компактно свернуто в очень маленький круг с радиусом порядка планковской длины. Из-за своей малости это измерение остается невидимым на обычных масштабах. Кроме того, я опирался на идеи, предложенные Фейнманом, который предложил использовать понятие плотности энергии в пространстве для описания электромагнитных взаимодействий на квантовом уровне в рамках Квантовой Электродинамики (КЭД). Эта теория помогает объяснить, как на коротких расстояниях происходит экранирование и ренормализации заряда из-за взаимодействий с виртуальными частицами в вакууме.

## I. Расчет электрического поля на основе макроскопической модели плотности пространства для расстояний между зарядами, соразмерных с размером самих зарядов. Ренормализация и экранирование зарядов

Для подтверждения эффективности применения предлагаемого мной метода расчета электрического поля, я продемонстрирую, что, используя представления, представленные в этой теории о возмущении дополнительного измерения нашего пространства, которое можно интерпретировать как плотность пространства, я покажу, как легко с помощью этой теории предсказываются такие известные в рамках КЭД эффекты, как ренормализация и эффект экранирования электрических зарядов на малых расстояниях.

Напомню, Ричард Фейнман в рамках проводимого им исследования о взаимодействии элементарных зарядов на квантовом уровне изучал явление отклонения взаимодействия электронов на малых расстояниях, соизмеримых с размерами классического электрона, от того, что предсказывает закон Кулона:

1. В одной из статей Фейнмана описывается, как ренормализация заряда и массы устраняет расходимости, возникающие в КЭД при более высоких порядках радиационных поправок в  $S$ -матрице. Эти процессы особенно важны для того, чтобы сделать теорию предсказуемой и устойчивой. Фейнман указывает, что, несмотря на устранение расходимостей, взаимодействие между электронами на очень малых расстояниях усиливается по сравнению с тем, что предсказывается классической теорией. Эта разница вызвана вакуумной поляризацией, которая приводит к экранированию реального заряда на больших расстояниях, но к его усилению на малых дистанциях [1].

2. В своей работе по квантовой электродинамике Фейнман обсуждает, как ренормализация устраняет необходимость введения контр-членов для заряда и массы, которые обычно используются для устранения расходимостей. В этом контексте обсуждается, как на малых расстояниях эффект экранирования приводит к значительным изменениям в заряде и поведении поля, что значительно отличается от предсказаний классической электродинамики [2].
3. В одной из ключевых статей по квантовой электродинамике Фейнман описывает, как взаимодействие между электронами на малых расстояниях становится сильнее за счет ренормализации заряда, которая обусловлена поляризацией вакуума. Эффект экранирования, который возникает на больших расстояниях, здесь ослабевает, а взаимодействие становится более интенсивным. Фейнман подчеркивает, что это усиление взаимодействия на малых расстояниях подтверждается расчетами  $S$ -матрицы и является критически важным для точного описания электромагнитного взаимодействия на малых масштабах [3].

В предыдущей своей статье [4] я установил и на мой взгляд доказал, что напряженность электрического поля, создаваемого второй сферой на распределение плотности пространства, создаваемого первой сферой в системе координат, связанной с центром первой сферы, определяется по формуле:

$$\Delta W_{r'_1}(D) = -2 \frac{R'_2 \rho_2 V(R'_2)}{(R'_1 - D)^2}$$

При этом, согласно нашим предположениям, распределение плотности пространства, создаваемое второй сферой, действует не непосредственно на первую сферу, а через изменение распределения плотности пространства, создаваемого первой сферой, по сравнению со вторым состоянием «гипотетической» вселенной, когда первая сфера была одна и создаваемое ею распределение плотности пространства было сферически симметрично относительно центра этой сферы. То есть количество взаимодействия на первую сферу определяется действием распределения плотности пространства, создаваемого первой сферой, в результате искривления сферической симметрии этого распределения за счет влияния распределения плотности пространства, создаваемого второй сферой, в третьем состоянии «гипотетической» вселенной.

Как видно из представленной формулы, при  $D \approx R'_1$ , значение поля уже будет отличаться от значения, предсказанного законом Кулона, поскольку наша модель уже учитывает, что наши сферы не точечные заряды, а имеют конечный размер, равный  $R'_1$ , который учитывается при расчетах изменения распределения плотности пространства, возникающего за пределами оболочки сфер.

Для простоты изложения, с учетом того, что взаимодействие наших сфер полностью повторяет закон Кулона, который описывает взаимодействие электрических зарядов, давайте будем называть наши сферы зарядами: соответственно первый заряд — это первая сфера, второй заряд — это вторая сфера.

Давайте теперь рассчитаем, как поле, создаваемое вторым зарядом, будет действовать непосредственно на первый заряд. Мы уже выяснили, что количество взаимодействия равно интегралу от градиента. Давайте найдем градиент распределения плотности пространства, создаваемого вторым зарядом, по поверхности первой сферы и возьмем от полученного выражения интеграл по поверхности этой первой сферы в системе координат первой сферы. Таким образом, получим формулу для того классического взаимодействия, когда, как полагают, поле второго заряда воздействует непосредственно на первый заряд, без учета искривления распределения плотности пространства (поля) первого заряда полем второго заряда.

У нас есть распределение плотности, найденное нами в предыдущих разделах этой статьи и заданное формулой:

$$\Delta\rho_{\text{decrease}}(r) = \frac{Q_2 \cdot R'_2}{4\pi r^4}$$

где  $r$  — расстояние от источника до произвольной точки,  $Q_2$  и  $R'_2$  — постоянные величины.

Нам нужно найти разницу плотности  $\Delta\rho$  на поверхности сферы.

### 1.1 Разность плотности внутри и на поверхности сферы

Разность плотности на поверхности сферы радиусом  $R'_1$  и внутри неё, как мы определили при постановке задачи, задаётся формулой:

$$\Delta\rho = \rho_{\text{outside}}(r) - \rho_{\text{inside}} = \Delta\rho_{\text{decrease}}(r) - \rho_1$$

Где  $\rho_{\text{outside}}(r) = \Delta\rho_{\text{decrease}}(r)$ .

### 1.2 Формула для распределения плотности пространства второго заряда по поверхности первого заряда

Для вычисления градиента плотности на поверхности первой сферы (первого заряда), мы сначала найдём зависимость плотности от угла  $\theta$ , используя формулу для расстояния на сфере, расположенной на расстоянии  $D$  от источника поля. Формула для расстояния от точки до источника, полученная с использованием закона косинусов, является общепринятой в геометрии и не нуждается в дополнительном доказательстве:

$$r(\theta) = \sqrt{R_1'^2 + D^2 - 2R_1'D \cos \theta}$$

Теперь подставляем это выражение для  $r(\theta)$  в формулу для плотности  $\Delta\rho_{\text{decrease}}(r)$ :

$$\rho(\theta) = \frac{Q_2 \cdot R'_2}{4\pi (R_1'^2 + D^2 - 2R_1'D \cos \theta)^2}$$

### 1.3 Вычисление градиента плотности по поверхности первого заряда, создаваемого вторым зарядом

Градиент плотности по поверхности сферы определяется как производная по углу  $\theta$ :

$$\nabla_{\theta}\rho(\theta) = \frac{d\rho(\theta)}{d\theta}$$

Для вычисления градиента плотности по углу  $\theta$ , начнём с выражения для плотности:

$$\rho(\theta) = \frac{Q_2 \cdot R'_2}{4\pi (R_1'^2 + D^2 - 2R'_1 D \cos \theta)^2}$$

Градиент плотности по углу  $\theta$  будет равен производной этой функции по  $\theta$ :

$$\nabla_{\theta}\rho(\theta) = \frac{d\rho(\theta)}{d\theta}$$

#### Производная плотности по углу:

Для начала запишем производную по  $\theta$  от выражения  $\rho(\theta)$ . Мы имеем сложную функцию вида  $f(g(\theta))$ , где  $g(\theta) = R_1'^2 + D^2 - 2R'_1 D \cos \theta$ .

Применяя правило цепочки, производная от функции  $\rho(\theta)$  будет:

$$\frac{d\rho(\theta)}{d\theta} = \frac{d}{d\theta} \left( \frac{Q_2 \cdot R'_2}{4\pi (g(\theta))^2} \right) = \frac{Q_2 \cdot R'_2}{4\pi} \cdot \frac{d}{d\theta} \left( \frac{1}{(g(\theta))^2} \right)$$

Производная от  $\frac{1}{(g(\theta))^2}$  по  $g(\theta)$  будет:

$$\frac{d}{dg(\theta)} \left( \frac{1}{(g(\theta))^2} \right) = -\frac{2}{(g(\theta))^3}$$

Теперь производная  $g(\theta)$  по  $\theta$ :

$$\frac{dg(\theta)}{d\theta} = \frac{d}{d\theta} (R_1'^2 + D^2 - 2R'_1 D \cos \theta) = 2R'_1 D \sin \theta$$

Подставляем всё в полное выражение:

$$\nabla_{\theta}\rho(\theta) = \frac{Q_2 \cdot R'_2}{4\pi} \cdot \left( -\frac{2}{(g(\theta))^3} \right) \cdot 2R'_1 D \sin \theta$$

Упрощая, получаем окончательное выражение для градиента распределения плотности пространства, создаваемого вторым зарядом по поверхности первого заряда:

$$\nabla_{\theta}\rho(\theta) = -\frac{2Q_2 \cdot R'_2 \cdot R'_1 D \cdot \sin \theta}{\pi (R_1'^2 + D^2 - 2R'_1 D \cos \theta)^3}$$

#### 1.4 Вычисление интеграла от градиента плотности $\nabla_{\theta}\rho(\theta)$ по всей сферической поверхности радиуса $R'_1$

Для полученного выражения для градиента плотности:

$$\nabla_{\theta}\rho(\theta) = -\frac{2Q_2 \cdot R'_2 \cdot R'_1 D \cdot \sin \theta}{\pi (R_1'^2 + D^2 - 2R'_1 D \cos \theta)^3}$$

Нужно найти интеграл от этой функции по угловым координатам  $\theta$  и  $\phi$  на поверхности сферы радиуса  $R'_1$ :

$$\int_{S(R'_1)} \nabla_{\theta}\rho(\theta) dS$$

Поверхностный элемент в сферической системе координат равен:

$$dS = R_1'^2 \sin \theta d\theta d\phi$$

Так как градиент плотности  $\nabla_{\theta}\rho(\theta)$  зависит только от угла  $\theta$ , интеграл по углу  $\phi$  можно вынести отдельно. Интеграл по  $\phi$  по всей окружности от 0 до  $2\pi$  просто даст множитель  $2\pi$ :

$$\int_0^{2\pi} d\phi = 2\pi$$

Поэтому интеграл сводится к интегралу по углу  $\theta$  от 0 до  $\pi$ :

$$\int_{S(R'_1)} \nabla_{\theta}\rho(\theta) dS = 2\pi R_1'^2 \int_0^{\pi} \left( -\frac{2Q_2 \cdot R'_2 \cdot R'_1 D \cdot \sin \theta}{\pi (R_1'^2 + D^2 - 2R'_1 D \cos \theta)^3} \right) \sin \theta d\theta$$

Упростим выражение:

$$\int_{S(R'_1)} \nabla_{\theta}\rho(\theta) dS = -4Q_2 \cdot R'_2 \cdot R_1'^3 D \int_0^{\pi} \frac{\sin^2 \theta d\theta}{(R_1'^2 + D^2 - 2R'_1 D \cos \theta)^3}$$

Таким образом, интеграл по всей сферической поверхности  $S(R'_1)$  для градиента плотности  $\nabla_{\theta}\rho(\theta)$  можно выразить в виде:

$$\int_{S(R'_1)} \nabla_{\theta}\rho(\theta) dS = -4Q_2 \cdot R'_2 \cdot R_1'^3 D \int_0^{\pi} \frac{\sin^2 \theta d\theta}{(R_1'^2 + D^2 - 2R'_1 D \cos \theta)^3}$$

Интеграл, который мы должны вычислить, имеет вид:

$$I = \int_0^{\pi} \frac{\sin^2 \theta d\theta}{(R_1'^2 + D^2 - 2R'_1 D \cos \theta)^3}$$

## 1.5 Упрощение и решение интеграла

Для упрощения и решения этого интеграла применим стандартные методы интегрирования.

Для вычисления интеграла выполним замену переменной:

$$u = \cos \theta$$
$$du = -\sin \theta d\theta$$

Тогда пределы интегрирования изменяются следующим образом: - При  $\theta = 0$ ,  $u = 1$ . - При  $\theta = \pi$ ,  $u = -1$ .

Интеграл перепишем в терминах новой переменной  $u$ :

$$I = \int_1^{-1} \frac{(1 - u^2)(-du)}{(R_1'^2 + D^2 - 2R_1'Du)^3}$$

Меняем пределы интегрирования и избавляемся от знака минуса:

$$I = \int_{-1}^1 \frac{1 - u^2}{(R_1'^2 + D^2 - 2R_1'Du)^3} du$$

Теперь наш интеграл можно разложить на два отдельных интеграла:

$$I = \int_{-1}^1 \frac{du}{(R_1'^2 + D^2 - 2R_1'Du)^3} - \int_{-1}^1 \frac{u^2 du}{(R_1'^2 + D^2 - 2R_1'Du)^3}$$

## 1.6 Рассмотрим каждый интеграл по отдельности

### 1.6.1 Решение первого интеграла

Рассмотрим первый интеграл:

$$I_1 = \int_{-1}^1 \frac{du}{(R_1'^2 + D^2 - 2R_1'Du)^3}$$

Для его решения используем подстановку:

$$v = R_1'^2 + D^2 - 2R_1'Du, \quad dv = -2R_1'D du$$

Пределы интегрирования при этом изменятся: - При  $u = -1$ ,  $v = (R_1' - D)^2$ .  
- При  $u = 1$ ,  $v = (R_1' + D)^2$ .

Таким образом, интеграл  $I_1$  перепишется как:

$$I_1 = \frac{1}{2R_1'D} \int_{(R_1'+D)^2}^{(R_1'-D)^2} \frac{dv}{v^3}$$

Этот интеграл можно вычислить:

$$I_1 = \frac{1}{2R'_1 D} \left[ -\frac{1}{2v^2} \right]_{(R'_1+D)^2}^{(R'_1-D)^2}$$

Подставим пределы интегрирования:

$$I_1 = \frac{1}{4R'_1 D} \left[ \frac{1}{(R'_1 - D)^4} - \frac{1}{(R'_1 + D)^4} \right]$$

### 1.6.2 Решение второго интеграла

Рассмотрим второй интеграл:

$$I_2 = \int_{-1}^1 \frac{u^2 du}{(R_1'^2 + D^2 - 2R'_1 D u)^3}$$

Для этого сначала сделаем замену переменной, чтобы упростить интеграл. Используем подстановку:

$$v = R_1'^2 + D^2 - 2R'_1 D u$$

Тогда:

$$du = -\frac{dv}{2R'_1 D}$$

Теперь выразим  $u$  через  $v$ :

$$u = \frac{R_1'^2 + D^2 - v}{2R'_1 D}$$

#### Изменение пределов интегрирования

При  $u = -1$ :

$$v = R_1'^2 + D^2 + 2R'_1 D = (R'_1 + D)^2$$

При  $u = 1$ :

$$v = R_1'^2 + D^2 - 2R'_1 D = (R'_1 - D)^2$$

Таким образом, пределы интегрирования меняются следующим образом: от  $v = (R'_1 + D)^2$  до  $v = (R'_1 - D)^2$ .

Выразим интеграл через новую переменную и подставим всё в интеграл:

$$I_2 = \int_{(R'_1+D)^2}^{(R'_1-D)^2} \frac{\left( \frac{R_1'^2 + D^2 - v}{2R'_1 D} \right)^2 \cdot \left( -\frac{dv}{2R'_1 D} \right)}{v^3}$$

Вынесем постоянные множители за знак интеграла:

$$I_2 = -\frac{1}{8R_1'^3 D^3} \int_{(R_1'+D)^2}^{(R_1'-D)^2} \frac{(R_1'^2 + D^2 - v)^2}{v^3} dv$$

Теперь раскроем квадрат в числителе:

$$I_2 = -\frac{1}{8R_1'^3 D^3} \int_{(R_1'+D)^2}^{(R_1'-D)^2} \frac{R_1'^4 + 2R_1'^2 D^2 + D^4 - 2(R_1'^2 + D^2)v + v^2}{v^3} dv$$

### 1.6.3 Разложение на три интеграла

Разделим данный интеграл на три отдельных интеграла:

$$I_2 = -\frac{1}{8R_1'^3 D^3} \left[ \int_{(R_1'+D)^2}^{(R_1'-D)^2} \frac{R_1'^4 + 2R_1'^2 D^2 + D^4}{v^3} dv - \right. \\ \left. - 2 \int_{(R_1'+D)^2}^{(R_1'-D)^2} \frac{R_1'^2 + D^2}{v^2} dv + \int_{(R_1'+D)^2}^{(R_1'-D)^2} \frac{dv}{v} \right]$$

Теперь решим каждый из этих интегралов по отдельности.

**A. Первый интеграл:**

$$I_{21} = \int_{(R_1'+D)^2}^{(R_1'-D)^2} \frac{R_1'^4 + 2R_1'^2 D^2 + D^4}{v^3} dv$$

Выносим константы из интеграла:

$$I_{21} = (R_1'^4 + 2R_1'^2 D^2 + D^4) \int_{(R_1'+D)^2}^{(R_1'-D)^2} v^{-3} dv$$

Решаем интеграл:

$$I_{21} = (R_1'^4 + 2R_1'^2 D^2 + D^4) \left[ -\frac{1}{2v^2} \right]_{(R_1'+D)^2}^{(R_1'-D)^2}$$

Подставляем пределы:

$$I_{21} = -\frac{R_1'^4 + 2R_1'^2 D^2 + D^4}{2} \left[ \frac{1}{(R_1' - D)^4} - \frac{1}{(R_1' + D)^4} \right]$$

**B. Второй интеграл:**

$$I_{22} = \int_{(R_1'+D)^2}^{(R_1'-D)^2} \frac{R_1'^2 + D^2}{v^2} dv$$

Выносим константы из интеграла:



$$I_{22} = (R_1'^2 + D^2) \int_{(R_1'+D)^2}^{(R_1'-D)^2} v^{-2} dv$$

Решаем интеграл:

$$I_{22} = (R_1'^2 + D^2) \left[ -\frac{1}{v} \right]_{(R_1'+D)^2}^{(R_1'-D)^2}$$

Подставляем пределы:

$$I_{22} = -(R_1'^2 + D^2) \left[ \frac{1}{(R_1' - D)^2} - \frac{1}{(R_1' + D)^2} \right]$$

**С. Третий интеграл:**

$$I_{23} = \int_{(R_1'+D)^2}^{(R_1'-D)^2} \frac{dv}{v}$$

Решаем интеграл:

$$I_{23} = \ln \left[ \frac{(R_1' - D)^2}{(R_1' + D)^2} \right] = 2 \ln \left[ \frac{R_1' - D}{R_1' + D} \right]$$

Подставляем все три интеграла в выражение и получаем итоговое выражение для  $I_2$ :

$$I_2 = -\frac{1}{8R_1'^3 D^3} \left\{ -\frac{R_1'^4 + 2R_1'^2 D^2 + D^4}{2} \left[ \frac{1}{(R_1' - D)^4} - \frac{1}{(R_1' + D)^4} \right] - \right. \\ \left. - 2(R_1'^2 + D^2) \left[ \frac{1}{(R_1' - D)^2} - \frac{1}{(R_1' + D)^2} \right] + 2 \ln \left[ \frac{R_1' - D}{R_1' + D} \right] \right\}$$

Теперь давайте упростим наше выражение для интеграла  $I_2$ , который имеет вид:

$$I_2 = \frac{1}{2R_1'^2 D^2} \cdot \frac{(R_1'^2 + D^2)^2}{(R_1'^2 - D^2)^4} - \frac{1}{R_1'^2 D^2} \cdot \frac{(R_1'^2 + D^2)}{(R_1'^2 - D^2)^3} + \frac{1}{4R_1'^3 D^3} \ln \left( \frac{R_1' + D}{R_1' - D} \right)$$

После упрощения получили окончательное выражение для интеграла от градиента распределения плотности пространства, создаваемого вторым зарядом, по поверхности сферы первого заряда:

$$\int_{S(R_1')} \nabla_{\theta} \rho(\theta) dS = -4Q_2 \cdot R_2' \cdot R_1'^3 D \int_0^{\pi} \frac{\sin^2 \theta d\theta}{(R_1'^2 + D^2 - 2R_1' D \cos \theta)^3} = I_1 - I_2,$$

Решением первого интеграла мы получили формулу для  $I_1$ :

$$I_1 = \frac{1}{4R_1' D} \left[ \frac{1}{(R_1' - D)^4} - \frac{1}{(R_1' + D)^4} \right]$$

Решением второго интеграла мы получили формулу для  $I_2$ :

$$I_2 = \frac{1}{2R_1'^2 D^2} \cdot \frac{(R_1'^2 + D^2)^2}{(R_1'^2 - D^2)^4} - \frac{1}{R_1'^2 D^2} \cdot \frac{(R_1'^2 + D^2)}{(R_1'^2 - D^2)^3} + \frac{1}{4R_1'^3 D^3} \ln \left( \frac{R_1' + D}{R_1' - D} \right)$$

Если не выносить степень за знак натурального логарифма, то получим следующее выражение:

$$\frac{1}{8R_1'^3 D^3} \left[ \frac{4R_1' D ((R_1'^2 + D^2)^2 - 2(R_1'^2 + D^2) \cdot (R_1'^2 - D^2)^2)}{(R_1'^2 - D^2)^4} + \ln \left( \frac{(R_1' + D)^2}{(R_1' - D)^2} \right) \right]$$

Мы будем исследовать полученное выражение интеграла численно, поэтому, чтобы значения интеграла не уходили в мнимую часть, оставим выражение для числителя и знаменателя выражения в логарифме в квадрате. То, что при значениях  $D < R_1'$  значения логарифма уходят в мнимую часть, наводит на размышления, что взаимодействие в этой области происходило в скрытом от нас ещё одном измерении.

Вот какой интересный результат мы получили, который, на мой взгляд, полностью соответствует тому, что было получено на квантовом уровне для двух зарядов на малых расстояниях в рамках квантовой электродинамики:

Для сравнения вот как бы выглядели графики напряженности электрического поля если взять классический закон Кулона без поправки для точечных зарядов не учитывающий из размер и геометрическую форму:

Мы видим, что по мере приближения первого заряда к источнику поля, напряжённость поля начинает уменьшаться, а значение интеграла по градиенту распределения плотности пространства по поверхности сферы первого заряда начинает расти при расстояниях порядка 5 размеров первой сферы. При приближении источника поля к поверхности первой сферы полученное нами выражение для интеграла от градиента по поверхности первого заряда начинает резко уменьшаться, и это значение очень быстро уходит в область отрицательных значений. При совсем относительно малых расстояниях источника поля от поверхности сферы значение интеграла от градиента по поверхности сферы становится больше по модулю значения для количества возмущения, создаваемого вторым зарядом на поле первого, то есть на малых расстояниях поле начинает резко возрастать, как и предсказывает квантовая электродинамика (КЭД) и подтверждают проведённые опыты.

Таким образом, я наглядно показал, что у представленной теории очень широкий диапазон применения: с её помощью можно корректно описывать поведение

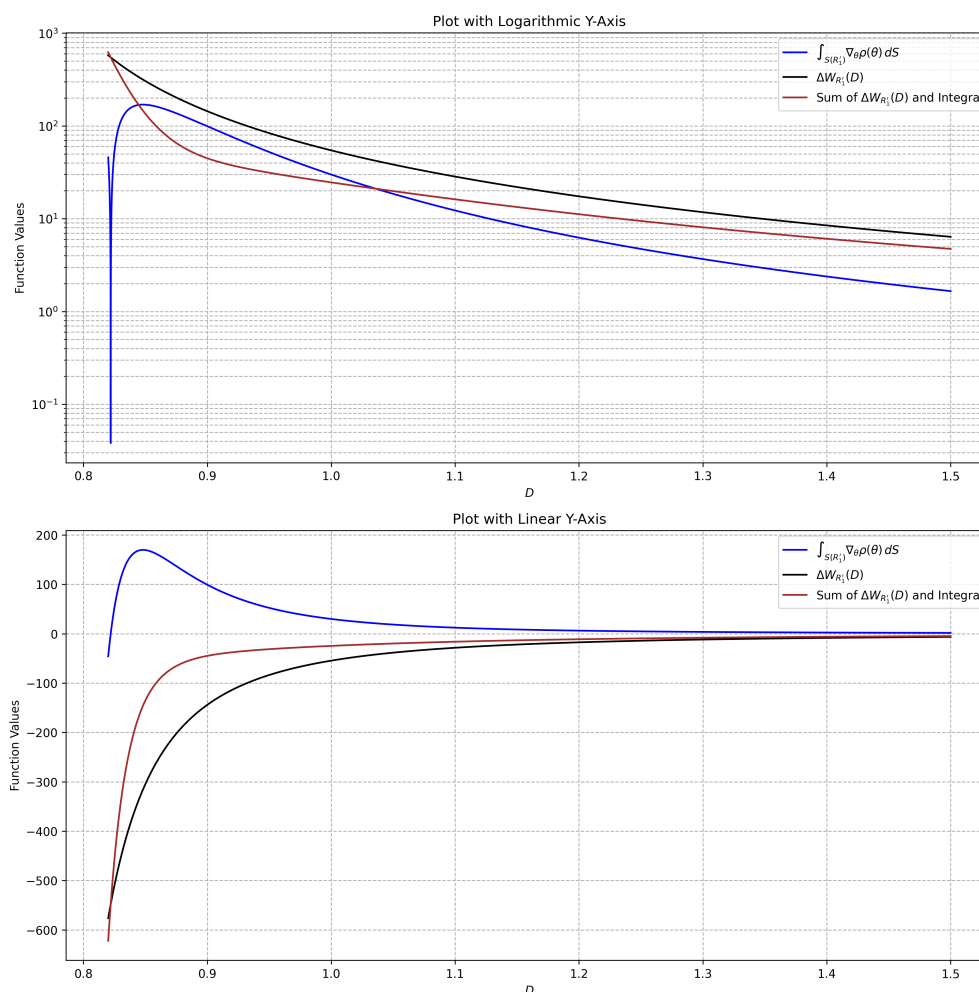


Рис. 1: Графики количества взаимодействия через искривление сферической симметрии поля и через непосредственное взаимодействие заряда с полем второго заряда по поверхности сферы первого

электромагнитного поля на расстояниях, соизмеримых с размером классического электрона. Также данная теория корректно описывает взаимодействие зарядов, описанное законом Кулона на больших расстояниях.

Используя полученную нами формулу для количества энергии, необходимой для сжатия сферы — создания электрического заряда, которую мы интерпретировали как массу заряда, можно получить уравнения для распределения коэффициента искривления метрики пространства и таким образом получить гравитационные уравнения.

На мой взгляд, предложенная мной теория и использованный в ней подход являются тем самым недостающим звеном, который позволит связать процессы, как гравитационные, так и электромагнитные, происходящие на квантовом уровне, с процессами, происходящими на макроскопическом уровне. Можно сказать, что предлагаемая теория является статистическим усреднением квантовой механики на макроскопическом уровне, поскольку корректно учитывает эффекты поля, связанные с размерами зарядов, создающих это поле, распределение этого поля и взаимодействие зарядов как через прямое взаимодействие с полем, так и путём искривления распределения поля, создаваемого каждым

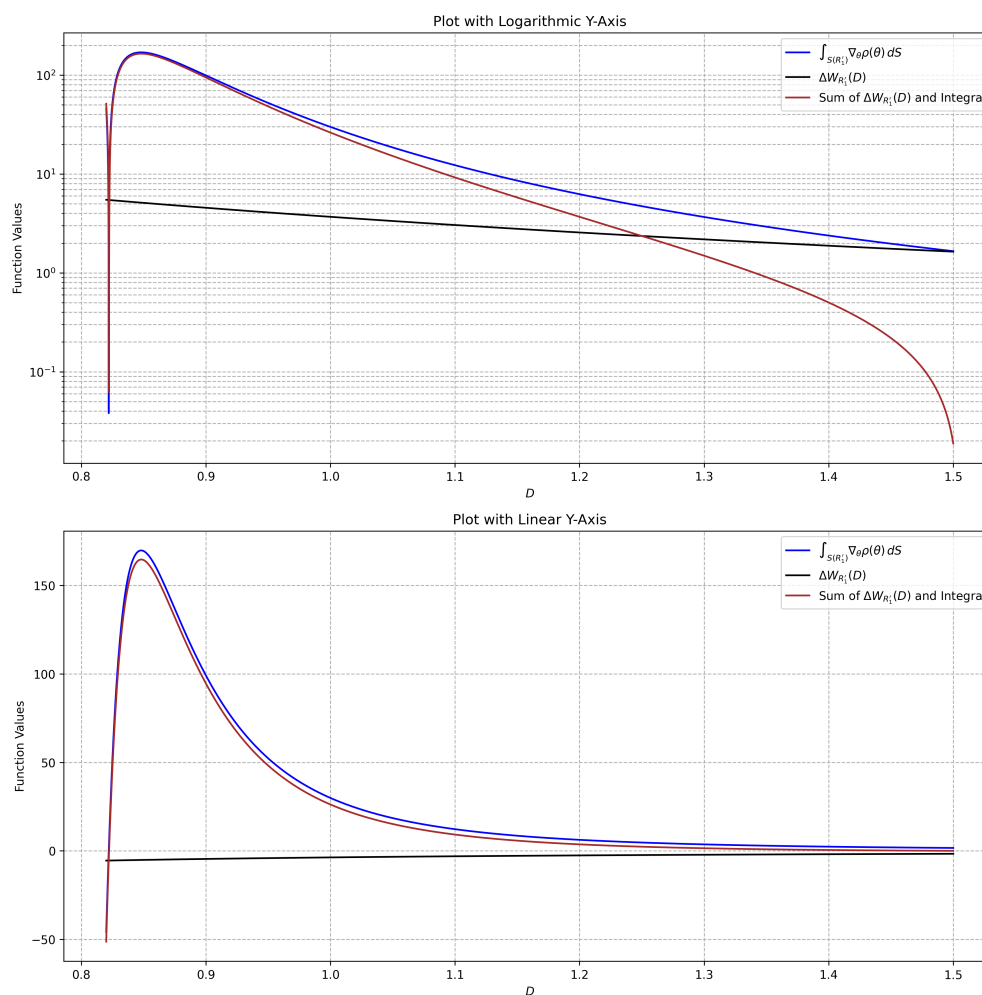


Рис. 2: Графики количества взаимодействия через закон Кулона, с учетом поправки взаимодействие площади сферы первого заряда с полем второго

зарядом.

## Список литературы

- [1] R. P. Feynman, "The S Matrix in Quantum Electrodynamics," *Physical Review*, vol. 75, no. 11, pp. 1736–1753, 1949. DOI: 10.1103/PHYSREV.75.1736.
- [2] R. P. Feynman, *The Feynman Lectures on Physics*, Addison-Wesley, 1965.
- [3] R. P. Feynman, "The S Matrix in Quantum Electrodynamics," *Physical Review*, vol. 75, no. 11, pp. 1736–1753, 1949. DOI: 10.1103/PHYSREV.75.1736.
- [4] В. А. Хоруженко "Теоретическое обоснование между зарядом и массой. Вывод уравнения внутренней энергии заряда." 2024 <https://preprints.ru/article/1407>