

# Гипераналитичность пространства-времени

Александр Рыбников

16 июля 2018 г.

## Аннотация

Введён новый математический объект - гипераналитическая функция. Сходимость гипераналитических функций существенно выше сходимости аналитических функций. Конкретным примером гипераналитической функции является решётчатая функция (РФ). Эта функция описывает решётчатое пространство-время. РФ не может быть разложена в ряд Фурье и, поэтому, РФ не обеспечивает сохранения чётности в отличие от аналитических функций. Благодаря этому РФ может быть разложена в бесконечный ряд из двух примитивных гипераналитических функций посредством последовательных попыток разложения на чётную и нечётную функцию. Уникальным параметром таких рядов является постоянная тонкой структуры  $\alpha$ . Это позволяет объединить все фундаментальные взаимодействия в естественно-единую квантовую теорию взаимодействий. Ценой такого квантового объединения является решётчатое пространство-время.

Ключевые слова: постоянная тонкой структуры  $\alpha$ , теория всего, несохранение чётности.

## Содержание

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Разложение РФ</b>	<b>5</b>
2.1	Постоянный член разложения . . . . .	5
2.2	Аппроксимация первой разности . . . . .	5
2.3	Чётные разности . . . . .	6
2.4	Нечётные разности . . . . .	6
2.5	Трёхмерная РФ . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Квантовая производная по времени</b>	<b>9</b>
<b>4</b>	<b>Единая теория взаимодействий</b>	<b>11</b>
4.1	Взаимодействие №1 . . . . .	12
4.2	Взаимодействие №2 . . . . .	12
4.3	Взаимодействие №3 . . . . .	12
4.4	Взаимодействие №4 . . . . .	12
4.5	Взаимодействие №5 . . . . .	13
4.6	Взаимодействие №6 . . . . .	14
4.7	Заключение . . . . .	14
<b>5</b>	<b>Приложение</b>	<b>17</b>

# 1 Введение

Известно<sup>[1]</sup>, что существует фундаментальная связь между аналитичностью функции и скоростью убывания её коэффициентов Фурье. Чем «лучше» функция, тем быстрее её коэффициенты стремятся к нулю, и наоборот. Степенное убывание коэффициентов Фурье присуще функциям класса  $C^k$ , а экспоненциальное — аналитическим функциям. Отсюда следует возможность существования гипераналитических функций, для которых убывание коэффициентов Фурье соответствует тетрации<sup>[2]</sup>.

Примеры таких функций были впервые получены на основе расчётов с обычной арифметикой<sup>[3]</sup>. Поэтому для данной статьи расчёты были выполнены с помощью программы, обеспечивающей необходимую в каждом случае точность расчётов<sup>1</sup>.

Естественная гипераналитическая функция возникает при рассмотрении решётки с шагом  $L$ , в узлах которой расположены не определённые пока объекты. Распределение центров объектов можно описать с помощью решётчатой функции (РФ). Определение одномерной РФ основано на следующем тождестве<sup>2</sup>

$$\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{\sigma}\right)^2} dx = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-nL}{\sigma}\right)^2} dx = 1. \quad (1)$$

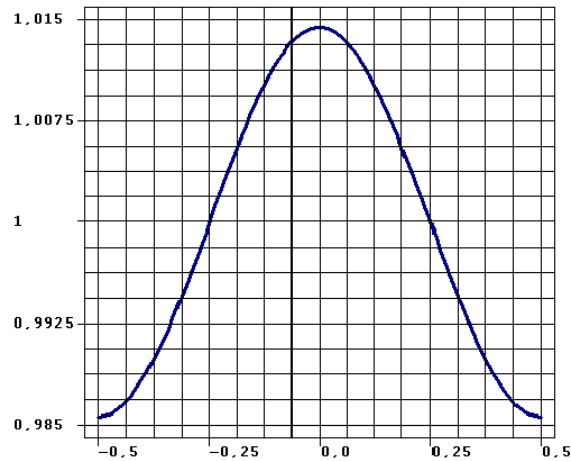
Отсюда РФ<sup>3</sup> есть

$$\mathbb{R}(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-nL}{\sigma}\right)^2}. \quad (2)$$

<sup>1</sup>Приведённые в приложении программы длинной арифметики были настроена на расчёты с использованием более 100 значащих цифр.

<sup>2</sup>Впервые значение этого одномерного интеграла было вычислено в 1729 году Леонардом Эйлером во время его работы в Петербургской Академии наук. Карл Фридрих Гаусс, чьим именем названа подинтегральная функция первого интеграла, родился 30 апреля 1777 года.

<sup>3</sup>Для выделения всех гипераналитических функций и образованных от них констант используется шрифт MATHEMATICAL DOUBLE-STRUCK CAPITAL.

Рис. 1. График<sup>4</sup>  $\mathbb{R}(x)$ .

Очевидно, что РФ не может быть разложена в ряд Фурье, так как она не интегрируется в элементарных функциях. В силу этого РФ не может быть разложена на чётную и нечётную функцию<sup>5</sup>, в то время как произвольная аналитическая функция  $f$  может быть единственным образом представлена в виде суммы нечётной и чётной функций в интервале  $[a, b]$ :

$$f(x) = g(x) + h(x),$$

где

$$g(x) = \frac{f(x-a) - f(b-x)}{2},$$

$$h(x) = \frac{f(x-a) + f(b-x)}{2}.$$

Благодаря этому РФ может быть разложена в бесконечный ряд по двум примитивным гипераналитическим функциям путём последовательных попыток разложения на чётную и нечётную функцию. Таким образом, РФ может быть разложена в ряд самым простым способом, но в отличие от ортонормированного ряда Фурье полученный ряд таковым не является.

<sup>4</sup>Все расчёты проводились при значениях  $L = 1$  и  $\sigma = 0.4992619105929628$

<sup>5</sup>Отсутствие определённой чётности это несохранение чётности.

## 2 Разложение РФ

### 2.1 Постоянный член разложения

Из уравнения (1) следует, что среднее значение РФ равно 1. Однако, как будет видно из дальнейшего, целесообразно выбрать большее значение постоянного члена разложения. Введём следующие определения:

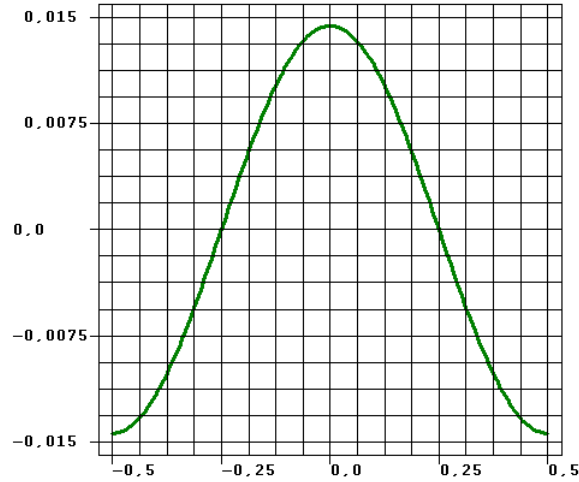
$$\mathbb{R}(0) = \mathbb{R}_{max} = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{-n}{\sigma}\right)^2},$$

$$\mathbb{R}(1/2) = \mathbb{R}_{min} = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{1/2-n}{\sigma}\right)^2}.$$

Тогда  $A_0$  есть постоянный член разложения РФ:

$$A_0 = \frac{\mathbb{R}_{max} + \mathbb{R}_{min}}{2}.$$

Рис. 2. Первая разность  $\mathbb{R}(x) - A_0$



### 2.2 Аппроксимация первой разности

Первую разность можно аппроксимировать следующим образом:

$$A_1(x) = \frac{\mathbb{R}_{max} - \mathbb{R}_{min}}{2} \cos(2\pi x).$$

Введём параметр тонкой структуры  $\alpha$  как функцию от  $\sigma$ :

$$\alpha(\sigma) = \frac{1}{2} \frac{\mathbb{R}_{max} - \mathbb{R}_{min}}{\mathbb{R}_{max} + \mathbb{R}_{min}} \quad (3)$$

и перепишем  $A_1(x)$  в виде:

$$A_1(x) = \frac{\mathbb{R}_{max} + \mathbb{R}_{min}}{2} (2\alpha(\sigma) \cos(2\pi x)).$$

Выбор названия и обозначения этого параметра обусловлен тем, что

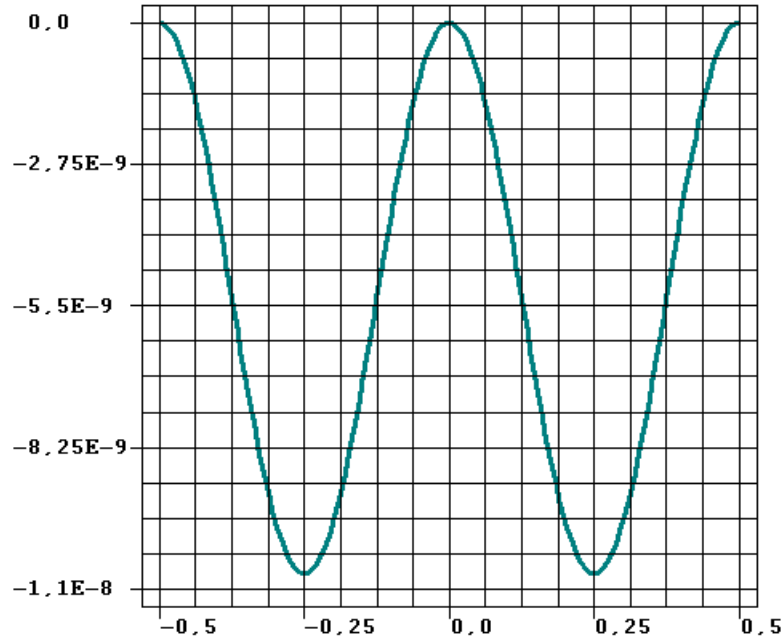
$$\alpha(0.4992619105929628) = \alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$$

- величина известная в физике как постоянная тонкой структуры<sup>[4]</sup>.

### 2.3 Чётные разности

Чётные разности являются примитивной гипераналитической функцией  $\bar{\mathbb{V}}(2i \times 2\pi x)$ , которая квазисимметрична относительно точки  $x=0.25$ .

Рис. 3. Вторая разность  $\mathbb{R}(x) - A_0 - A_1(x) = \bar{\mathbb{V}}(2 \times 2\pi x)$



Её симметричная часть аппроксимируется следующим образом:

$$A_{2i}(x) = c_{2i} (\cos(2i \times 2\pi x) - 1).$$

Используя значение

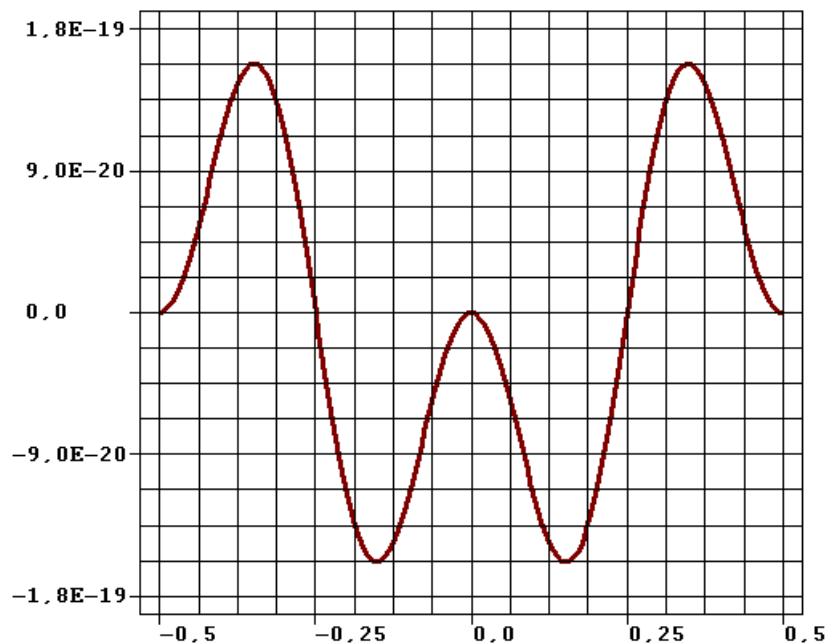
$$\mathbb{R}(1/4) = \mathbb{R}_{1/4} = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{1/4-n}{\sigma}\right)^2}$$

определим амплитуду для  $c_2$ :  $\frac{1}{2} \left( \frac{\mathbb{R}_{max} + \mathbb{R}_{min}}{2} - \mathbb{R}_{1/4} \right) = 2\alpha^4$ . Это определение позволяет выбрать сумму аппроксимаций  $A(x)$  в виде:

$$A(x) = \frac{\mathbb{R}_{max} + \mathbb{R}_{min}}{2} (1 + 2\alpha(\sigma) \cos(2\pi x)) + 2\alpha^4 (\cos(2 \times 2\pi x) - 1).$$

### 2.4 Нечётные разности

Нечётные разности являются примитивной гипераналитической функцией  $\mathbb{W}((2i - 1) \times 2\pi x)$ , которая квазиантисимметрична относительно точки  $x=0.25$ .

Рис. 4. Третья разность  $\mathbb{R}(x) - A(x) = \mathbb{W}(2\pi x)$ 

Квазиантисимметричность  $\mathbb{W}(2\pi x)$  следует из того обстоятельства, что интеграл от  $A(x)$  отличается от 1:

$$\int_{-1/2}^{1/2} A(x) dx - 1 = \frac{1}{4} (\mathbb{R}_{max} + \mathbb{R}_{min}) + \frac{1}{2} \mathbb{R}_{1/4} - 1 \simeq 1.02E - 34.$$

Таким образом, функция  $\mathbb{W}((2i - 1) \times 2\pi x)$  должна быть разложена на чётную и нечётную функцию. Её чётная часть равна:

$$\mathbb{W}^{qs}((2i - 1) \times 2\pi x) = \frac{\mathbb{W}((2i - 1) \times 2\pi x) + \mathbb{W}((2i - 1) \times 2\pi (0.5 - x))}{2} = \overline{\mathbb{V}}(2(i+1) \times 2\pi x),$$

что видно из следующего графика. Однако, как было показано выше,  $\overline{\mathbb{V}}(2i \times 2\pi x)$  не является чётной функцией.

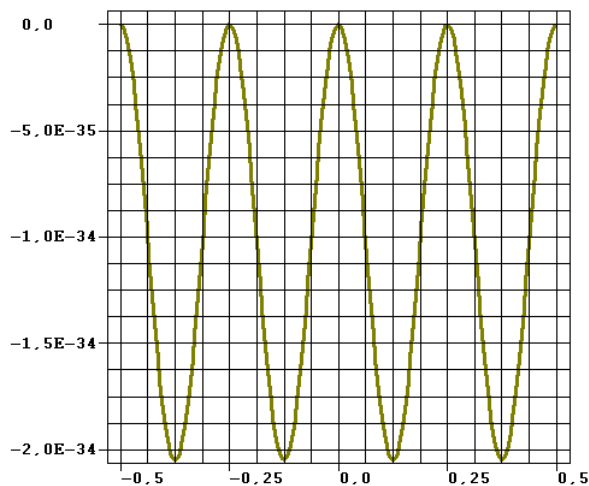
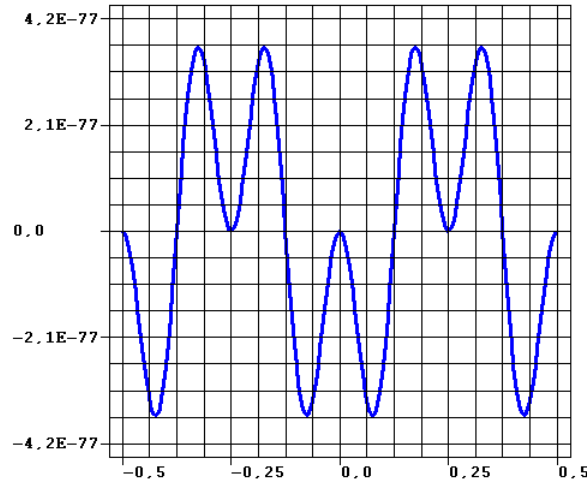
Рис. 5. График  $\overline{\mathbb{V}}(4 \times 2\pi x)$ 

Рис. 6. График  $\mathbb{W}(3 \times 2\pi x)$ 

Нечётная часть  $\mathbb{W}((2i - 1) \times 2\pi x)$  уже не является гипераналитической функцией и равна:

$$\mathbb{W}^{\text{qa}}((2i - 1) \times 2\pi x) = \frac{\mathbb{W}((2i - 1) \times 2\pi x) - \mathbb{W}((2i - 1) \times 2\pi(0.5 - x))}{2}.$$

Она может быть аппроксимирована с любой степенью точности следующим образом:

$$A(\mathbb{W}^{\text{qa}}((2i - 1) \times 2\pi x)) = \beta(\cos(3(2i - 1) \times 2\pi x) - \cos((2i - 1) \times 2\pi x)),$$

где  $\beta$  - нормировочный множитель.

Теперь аппроксимация<sup>6</sup>  $\mathbb{R}(x)$  будет иметь вид:

$$\begin{aligned} A(x) = & \frac{\mathbb{R}_{\max} + \mathbb{R}_{\min}}{2}(1 + 2\alpha \cos(2\pi x)) \\ & + 2 \sum_{i=1}^{\infty} \alpha^{4^i} (\cos(2i \times 2\pi x) - 1) \\ & + \frac{2}{\mathbb{W}_{\max}} \sum_{i=1}^{\infty} \alpha^{9i^2} (\cos(3 \times (2i - 1) \times 2\pi x) - \cos((2i - 1) \times 2\pi x)), \quad (4) \end{aligned}$$

где  $\mathbb{W}_{\max}$  - нормировочный множитель.

## 2.5 Трёхмерная РФ

Трёхмерную РФ  $\mathbb{R}(x, y, z)$  можно получить из определения (1.2):

$$\mathbb{R}(x, y, z) = \mathbb{R}_{\max}^2 \mathbb{R}(x).$$

Таким образом, аппроксимация трёхмерной РФ также является рядом от постоянной тонкой структуры  $\alpha$  вдоль любой оси дискретного трёхмерного пространства, а сама постоянная является функцией безразмерного параметра  $\sigma$ , равного отношению «диаметра» некоторого физического объекта, расположенного в каждой ячейке, к шагу решётки  $L$ .

<sup>6</sup>В квантовой электродинамике физические результаты представляются в виде ряда по степеням  $\alpha$  благодаря использованию теории возмущений, т.е. искусственно.

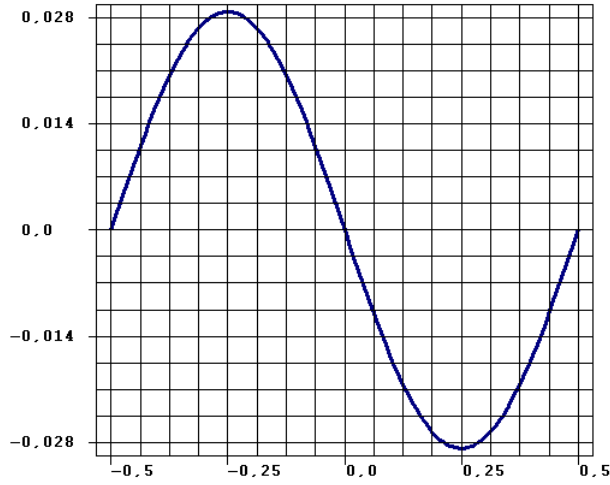


### 3 Квантовая производная по времени

Для квантования времени прямое использование идеи решётки является слишком формальным. Поэтому целесообразно использовать определение производной по времени, но без перехода к пределу. Пусть  $\mathbb{R}(t)$  есть РФ на единичном интервале  $[-T/2, T/2]$  при  $\tau = \sigma$  и  $T = 1$ :

$$\mathbb{R}(t) = \frac{1}{\tau\sqrt{2\pi}} \sum_{i=-\infty}^{\infty} \left[ \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{t + T/4 - i}{\tau}\right)^2\right) - \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{t - T/4 - i}{\tau}\right)^2\right) \right]. \quad (5)$$

Рис. 7. График  $\mathbb{R}(t)$



Последовательно вычитая синусы, можно показать, что аппроксимация  $\mathbb{R}(t)$  имеет следующий вид:

$$A(t) = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^{k+1} a_k \sin(2\pi(2k+1)t). \quad (6)$$

Для определения значений коэффициентов  $a_k$  используем  $k+1$  уравнений с различными значениями  $l$ :

$$\sum_{i=0}^k (-1)^i a_i \sin\left(\frac{2i+1}{2l+1} 2\pi\right) = \mathbb{R}\left(\frac{1}{4(2l+1)}\right).$$

Учитывая, что  $A(1/4)$  численно равно  $2(\mathbb{R}_{max}(\tau) + \mathbb{R}_{min}(\tau))\alpha(\tau)$ , уравнение (6) можно записать в следующем виде:

$$\alpha_{eff}(t, \tau) = \frac{1}{2(\mathbb{R}_{max}(\tau) + \mathbb{R}_{min}(\tau))} \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^{k+1} a_k \sin(2\pi(2k+1)t).$$

$\mathbb{R}(t)$  также является гипераналитической функцией, поскольку имеет место следующая аппроксимация:

$$\alpha_{eff}(t, \tau) = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^{k+1} \alpha^{(2k+1)^2} \sin(2\pi(2k+1)t). \quad (7)$$

Рис. 8. Вторая гармоника.

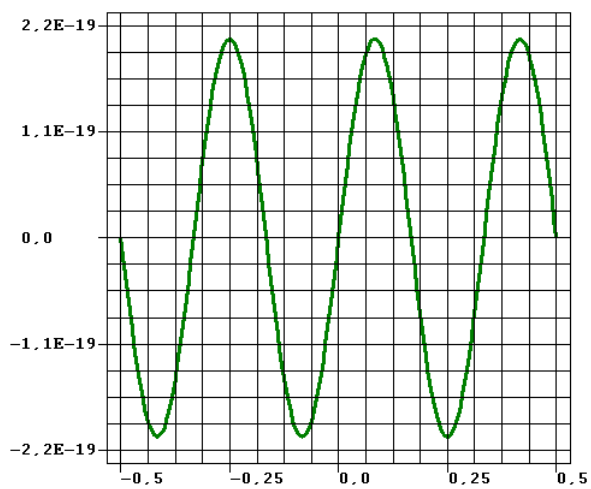
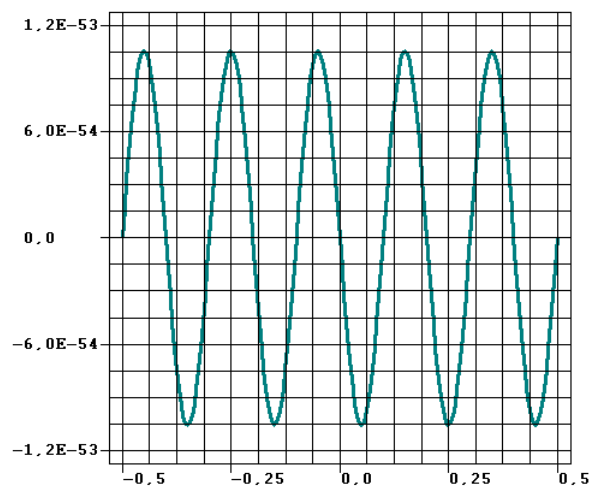


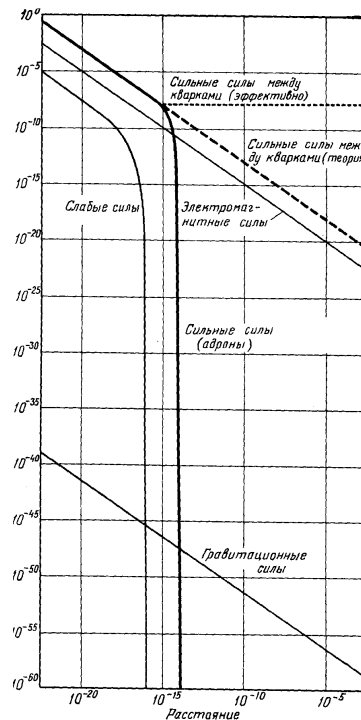
Рис. 9. Третья гармоника.



## 4 Единая теория взаимодействий

Полученные разложения гипераналитических функций по степеням  $\alpha$  позволяют утверждать, что естественно-единая теория взаимодействий существует, так как из функции  $e^{-\frac{1}{2}(\frac{x}{\sigma})^2}$  (более точно из формул (1) и (5)) может быть извлечена информация по меньшей мере эквивалентная той, что содержится в нижеприведённом рисунке.

Рис. 10. Зависимость сил от расстояния<sup>[5]</sup>



Ключом к раскодированию этой информации является решётчатая модель пространства-времени. Поэтому принципиально важным является независимость полученных результатов от размеров решёток<sup>7</sup> L и T. Это означает, что при рассмотрении каждого взаимодействия имеется ввиду решётка со специфическими значениями параметров<sup>8</sup>.

Решётчатая модель пространства-времени позволяет выделить четыре взаимодействия из разложения РФ:

- сильное магнитное взаимодействие (№1),
- электромагнитное взаимодействие (№2),
- интерференционное «электрослабое» взаимодействие (№3),
- слабое взаимодействие (№4)

<sup>7</sup>Это связано с тем, что нормальное распределение является бесконечно делимым распределением.

<sup>8</sup>Экспериментальное подтверждение этого продемонстрировал результат работы<sup>[6]</sup>, заключающийся в том, что оптическая прозрачность одноатомного 2М-слоя графена зависит только от безразмерных величин: постоянной тонкой структуры  $\alpha$  и числа  $\pi$ .

и три взаимодействия из разложения дискретной производной РФ:

- электромагнитное взаимодействие (№2),
- гравитационное взаимодействие (№5),
- неизвестное взаимодействие (№6).

#### 4.1 Взаимодействие №1

Постоянный член разложения РФ в конечном виде равен 1. Поэтому целесообразно рассмотреть его значение относительно коэффициента второго члена. В этом случае постоянный член разложения будет иметь известное физическое значение<sup>[7]</sup>:

$$\frac{q_S}{q_e} = \frac{q_N}{q_p} = \frac{1}{2\alpha},$$

где  $q_S$  и  $q_N$  - заряды магнитного монополя Дирака,  $q_e$  - заряд электрона и  $q_p$  - заряд позитрона. Из этого следует, что пространственная решётка образована монополями Дирака. Модель такого рода описана в статье<sup>[3]</sup>.

#### 4.2 Взаимодействие №2

Коэффициент при  $\cos(2\pi x)$  равен  $2\alpha$ . Предполагая, что двойка отражает существование двух состояний фотона, её можно не учитывать при оценки интенсивности. Таким образом, как и следовало ожидать интенсивность электромагнитного взаимодействия имеет значение  $\alpha$ .

#### 4.3 Взаимодействие №3

Как видно из рис. 10 зависимость величины слабых сил от расстояния имеет существенно отличающиеся участки. На начальном участке эта зависимость параллельна зависимости электромагнитных сил. Чётные разности содержат  $\cos(2i \times 2\pi x)$  с удвоенным аргументом, который соответствует описанию интерференционного взаимодействия фотонов и нейтрино. Коэффициент при  $\cos(2 \times 2\pi x)$  равен  $2\alpha^4$ . Предполагая, что двойка отражает существование двух состояний фотона и нейтрино, её можно не учитывать при оценки интенсивности. Ввиду увеличения частоты (по сравнению с предыдущим косинусом) значение интенсивности интерференционного электрослабого взаимодействия имеет значение  $\sqrt{2}\alpha^4 = 4.01 \times 10^{-9}$ . Это значение соответствует окончанию прямолинейного участка. Чётные разности с другими значениями коэффициентов и другими частотами повторяются регулярно для последующих поколений лептонов.

Важное значение для идентификации указанного взаимодействия имеет уникальное свойство примитивной гипераналитической функции  $\overline{\nabla}(2i \times 2\pi x)$  - несохранение чётности.

#### 4.4 Взаимодействие №4

Собственно слабому взаимодействию соответствуют  $\cos(3 \times 2\pi x)$  и  $\cos(2\pi x)$  с коэффициентом  $2\alpha^9$ . Предполагая, что двойка отражает существование двух состо-

яний нейтрино, её можно не учитывать при оценки интенсивности. Ввиду увеличения частоты в три раза значение интенсивности интерференционного электро-слабого взаимодействия должно быть умножено на  $\sqrt{3}$ . Ввиду ненормированности  $\mathbb{W}((2i-1) \times 2\pi x)$  коэффициент при ней должен быть поделен на её максимальное значение  $\mathbb{W}_{max}$  равное  $\cong 1.5396$ . В результате получаем значение  $\sqrt{3}\alpha^9/\mathbb{W}_{max} = 6.60 \times 10^{-20}$ . Это значение соответствует окончанию криволинейного участка. Нечётные разности с другими значениями коэффициентов и другими частотами повторяются регулярно для последующих поколений лептонов, перекрывая весь диапазон совместно с взаимодействием №3.

Важное значение для идентификации указанного взаимодействия имеет уникальное свойство примитивной гипераналитической функции  $\mathbb{W}((2i-1) \times 2\pi x)$  - несохранение чётности.

Взаимодействия №3 и №4 связаны друг с другом набором из двух неортогональных гипераналитических функций. Это означает, что взаимодействующие лептоны изначально описываются как смешанные состояния вне зависимости имеет нейтрино массу или нет. Таким образом, превращения нейтрино одного поколения в нейтрино другого поколения являются естественным квантовым феноменом.

Как видно из рис. 10 зависимость величины слабых сил от расстояния имеет участок, на котором скорость их уменьшения описывается именно коэффициентами разложения РФ. Значения нижних границ приведенные в нижеследующей таблице показывают, что лептоны четвёртого поколения не могут существовать поскольку ввиду различных скоростей уменьшения нижних границ каждого из взаимодействий №3 и №4, они в конечном счёте перекрывают друг друга в этом диапазоне.

Поколение	Взаимодействие №3	Взаимодействие №4
1	$\sqrt{2}\alpha^4$	$\sqrt{3}\alpha^9/\mathbb{W}_{max}$
2	$\sqrt{4}\alpha^{16}$	$\sqrt{6}\alpha^{36}/\mathbb{W}_{max}$
3	$\sqrt{8}\alpha^{64}$	$\sqrt{9}\alpha^{81}/\mathbb{W}_{max}$

## 4.5 Взаимодействие №5

Так как первый коэффициент разложения дискретной производной РФ уже идентифицирован в качестве интенсивности электромагнитного взаимодействия, можно ожидать, что второй коэффициент имеет отношение к единственному оставшемуся взаимодействию - гравитационному. Для получения интенсивности гравитационного взаимодействия<sup>[4]</sup> второй коэффициент  $\alpha^9$  достаточно возвести в квадрат и умножить на  $\sqrt{3}$  (для учёта другой частоты). Получаемое значение менее чем на процент превышает константу гравитационного взаимодействия:

$$G \frac{m_p^2}{\hbar c} = 5.906 \times 10^{-38}.$$

Это расхождение даёт верхнюю оценку квантовой поправки, которая может быть внесена в закон тяготения.

Сначала покажем как будет выглядеть константа  $G$  если вместо массы протона  $m_p$  ввести новую константу - присоединённую массу протона  $m_{pa}$ . В этом случае

значение  $G$  будет иметь следующий вид<sup>9</sup>:

$$G = \sqrt{3}\alpha^{18} \frac{\hbar c}{m_{pa}^2}.^{10} \quad (8)$$

На основе данных<sup>11</sup>, приведённых в нижеследующей таблице, получаем:

$$m_{pa} = 1.68082 \times 10^{-27}.$$

Таким образом, значение  $m_{pa}$  всего на 9 электронных масс превышает массу протона  $m_p$  и может считаться достоверным<sup>12</sup>.

Параметр	Значение
$\hbar$	$1.054\ 571\ 800(13) \times 10^{-34}$ Дж · с
$c$	299 792 458 м/с
$\alpha$	$7.297\ 352\ 566\ 4(17) \times 10^{-3}$
$G$	$6.674\ 08(31) \times 10^{-11}$ м <sup>3</sup> · с <sup>-2</sup> · кг <sup>-1</sup>

В качестве примера оценки  $m_{pa}$  можно считать, что эта величина включает массу протона  $m_p$  и массу электрона  $m_e$ . Кроме того необходимо включить массу нейтрона  $m_n$  с коэффициентом  $\delta$  - долей нейтронов на один протон, которая составляет десятые для звёзд и единицы для планет. Также надо вычесть энергию связи связанных нуклонов, которая различна для звёзд и планет. Наконец, надо добавить кинетическую энергию на нуклон и другие возможные вклады. В результате константа  $G$  превратится в константу  $G_{ik}$ , где, например,  $i$  и  $k$  - индексы Солнца и планет.

## 4.6 Взаимодействие №6

Оставшиеся члены разложения дискретной производной РФ могут быть интерпретированы только как взаимодействия существенно более слабые чем гравитационное.

## 4.7 Заключение

- Явное предпочтение взаимодействиям №3 и №4 по объёму представляемой информации может быть объяснено тем, что РФ может быть разложена в бесконечный ряд только по двух примитивным гипераналитическим функциям.

<sup>9</sup>Полученная формула раскрывает скрытый квантово-релятивистский статус самого закона тяготения. Дело в том, что произведение  $\hbar \times c$ , входящее в  $\alpha$  и  $G$ , сохраняется только при одновременном преобразовании  $c \rightarrow \infty$  и  $\hbar \rightarrow 0$  согласно принципу соответствия. Таким образом, говорить об одностороннем уточнении закона тяготения Ньютона оказывается в принципе неправильно.

<sup>10</sup>В 1922 году чикагский физик Артур Лунн предположил<sup>[8]</sup>, что постоянная тонкой структуры каким-то образом связана с ядерным дефектом массы, а также рассмотрел её возможную связь с гравитацией посредством соотношения

$$\frac{Gm_e^2}{e^2} = \frac{\alpha^{17}}{2048\pi^6},$$

где  $e$  и  $m_e$  - заряд и масса электрона.

<sup>11</sup>Данные взяты из Википедии 07.03.2018.

<sup>12</sup>Более правильно сказать, что в данный момент точность  $m_{pa}$  определяется точностью  $G$ , а не наоборот.

- Можно предположить, что достигнуть увеличения информации по взаимодействию №1 возможно, например, при рассмотрении исходной РФ на комплексной плоскости.
- Значительный интерес представляет обобщение полученных результатов для дискретного оператора Д'Аламбера.
- Успех естественно-единой теории взаимодействий позволяет требовать от альтернативных теорий всего формулирования их в терминах гипераналитических функций.

## Список литературы

- [1] Ряд Фурье — Википедия
- [2] Тетрация — Википедия
- [3] Александр Рыбников, Пространство и Время с точки зрения функции Гаусса, <http://www.gaussianfunction.com>
- [4] Константа взаимодействия — Википедия
- [5] 'т Хофт Г "Калибровочные теории сил между элементарными частицами" УФН 135 479–512 (1981)
- [6] R. R. Nair, P. Blake, A. N. Grigorenko, K. S. Novoselov, T. J. Booth, T. Stauber, N. M. R. Peres, A. K. Geim. Fine Structure Constant Defines Visual Transparency of Graphene. *Science* 320, 1308 (2008) DOI:10.1126/science.1156965
- [7] P.A.M. Dirac, *Quantized Singularities in the Electromagnetic Field*, Proceedings of the Royal Society, A133 (1931) pp 60–72.
- [8] A. C. Lunn. Atomic Constants and Dimensional Invariants // *Physical Review*. — 1922. — Vol. 20. — P. 1–14.



## 5 Приложение

Программа работает с числами, которые представлены строками (String) с фиксированной длиной (MLen). Для проведения представленных в статье вычислений достаточно чисел в диапазоне (-99,+999). Отрицательные числа начинаются с 9. Десятичная точка в числе отсутствует, но предполагается, что она могла бы быть между третьей и четвёртой позицией. Константы имеют следующие значения:

```
Const c4 As Integer = 4
Const c5 As Integer = 5
Const c6 As Integer = 6
Const c10 As Integer = 10
Const c47 As Integer = 47
Const c48 As Integer = 48
Const c49 As Integer = 49
Const c96 As Integer = c48 + c48
Const c95 As Integer = c96 - 1
Const Zs As String * MLen = "0...0"
```

Ниже показаны программы для четырёх арифметических операций и операции изменения знака.

```
Function AddSs(f As String, s As String) As String
  Dim i As Integer, j As Integer, k As Integer
  Dim t As String * MLen

  k = c96
  t = Zs
  For i = MLen To 1 Step -1
    j = Asc(Mid(f, i, 1)) + Asc(Mid(s, i, 1)) - k
    If j < 10 Then
      k = c96
    Else
      j = j - 10
      k = c95
    End If
    If j > 0 Then Mid(t, i, 1) = CStr(j)
  Next
  AddSs = t
End Function

Function SubSs(f As String, s As String) As String
  Dim i As Integer, j As Integer, k As Integer
  Dim t As String * MLen

  t = Zs
  For i = MLen To 1 Step -1
    j = Asc(Mid(f, i, 1)) - (Asc(Mid(s, i, 1)) + k)
    If j < 0 Then
      j = j + 10
      k = 1
    Else
      k = 0
    End If
    If j > 0 Then Mid(t, i, 1) = CStr(j)
  Next
  SubSs = t
End Function

Function CS(s As String) As String
  Dim i As Integer, j As Integer, k As Integer
  Dim t As String * MLen

  k = c48
  t = Zs
  For i = MLen To 1 Step -1
    j = k - Asc(Mid(s, i, 1))
    If j < 0 Then
      j = j + c10
      k = c47
    Else
      k = c48
    End If
    If j > 0 Then Mid(t, i, 1) = CStr(j)
  Next
  CS = t
End Function
```

```

Function MSs(f As String, s As String) As String
    Dim LongMem(9) As String * MLen, rf As String
    Dim i As Integer, j As Integer, ind As Integer, k As Integer, l As Integer
    Dim SignIndf As Integer, SignInds As Integer

    If Left(f, 1) = "9" Then fm = f: f = CS(f): SignIndf = 1: End If
    If Left(s, 1) = "9" Then sm = s: s = CS(s): SignInds = 1: End If
    LongMem(1) = s
    For i = 2 To 9
        LongMem(i) = AddSs(LongMem(i - 1), LongMem(1))
    Next
    k = c96
    rf = Zs + Zs
    For i = MLen To 1 Step -1
        ind = CInt(Mid(f, i, 1))
        If ind > 0 Then
            For l = MLen To 1 Step -1
                j = Asc(Mid(rf, i + 1, 1)) + Asc(Mid(LongMem(ind), 1, 1)) - k
                If j < 10 Then
                    k = c96
                Else
                    j = j - 10: k = c95
                End If
                Mid(rf, i + 1, 1) = CStr(j)
            Next
        End If
    Next
    MSs = Mid(rf, 4, MLen)
    If SignIndf > 0 Then f = fm
    If SignInds > 0 Then s = sm
    If SignIndf + SignInds = 1 Then MSs = CS(MSs)
End Function

Function DivSs(f As String, s As String) As String
    Dim i As Integer, j As Integer, ind As Integer, SignIndf As Integer, SignInds As Integer
    Dim LongMem(9) As String * MLen, lf As String * MLen, t As String * MLen
    Dim fm As String * MLen, sm As String * MLen

    If Left(f, 1) = "9" Then fm = f: f = CS(f): SignIndf = 1: End If
    If Left(s, 1) = "9" Then sm = s: s = CS(s): SignInds = 1: End If
    LongMem(1) = s
    For i = 2 To 9
        LongMem(i) = AddSs(LongMem(i - 1), LongMem(1))
    Next
    lf = f
    t = Zs
    For j = 3 To MLen
        If lf < LongMem(4) Then ' 0, 1, 2, 3
            If lf < LongMem(2) Then ' 0, 1
                If lf < LongMem(1) Then ind = 0 Else: ind = 1: End If
            Else ' 2, 3
                If lf < LongMem(3) Then ind = 2 Else: ind = 3: End If
            End If
        Else ' 4, 5, 6, 7, 8, 9
            If lf < LongMem(7) Then ' 4, 5, 6
                If lf < LongMem(5) Then ind = 4 Else
                    If lf < LongMem(6) Then ind = 5 Else: ind = 6: End If
                End If
            Else ' 7, 8, 9
                If lf < LongMem(8) Then ind = 7 Else
                    If lf < LongMem(9) Then ind = 8 Else: ind = 9: End If
                End If
            End If
        End If
        If ind > 0 Then
            Mid(t, j, 1) = CStr(ind): lf = SubSs(lf, LongMem(ind))
        End If
        lf = Mid(lf, 2) + "0"
    Next
    DivSs = Left(t, MLen)
    If SignIndf > 0 Then f = fm
    If SignInds > 0 Then s = sm
    If SignIndf + SignInds = 1 Then DivSs = CS(DivSs)
End Function

```