

А.П. Стахов, С.Х. Арансон, И.В. Хантон

ЗОЛОТАЯ ФИБОНАЧЧИЕВА ГОНИОМЕТРИЯ, РЕЗОНАНСНАЯ СТРУКТУРА ГЕНЕТИЧЕСКОГО КОДА ДНК, ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ФИБОНАЧЧИ-ЛОРЕНЦА И ДРУГИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

Часть III. Преобразования Фибоначчи-Лоренца и их связь с золотым универсальным генетическим кодом

Аннотация

Статья посвящена взаимосвязи между фибоначчиевой гониометрией, резонансной структурой генетического кода ДНК и преобразованиями Фибоначчи-Лоренца. Основой этой взаимосвязи является «золотая пропорция» (или «золотое сечение») - древнейшая научная парадигма о гармонии и красоте.

Рассматриваются также другие приложения чисел Фибоначчи, золотой пропорции и золотой фибоначчиевой гониометрии, в частности, новая геометрическая теория филлотаксиса Боднара, «золотые» геноматрицы Петухова и новая интерпретация периодической системы Менделеева.

Статья представлена в 4-х частях. Часть 3 посвящена изложению нового подхода к знаменитым *Преобразованиям Лоренца*, которые лежат в основе *специальной теории относительности Эйнштейна*. Исходя из *золотой фибоначчиевой гониометрии*, предложены *Преобразования Фибоначчи-Лоренца*. Рассмотрены некоторые новые космологические интерпретации.

5. Преобразования Лоренца

Преобразованиями Лоренца называются кинематические формулы преобразования координат и времени в специальной теории относительности (СТО), созданной Альбертом Эйнштейном в 1905 году.¹

Они были предложены в 1904 году нидерландским физиком и математиком Гендриком Антоном Лоренцом ещё до появления СТО как преобразования, относительно которых инвариантны уравнения электродинамики.

Преобразования Лоренца устанавливают связь между пространственными координатами (x_1, x_2, x_3) и моментом времени t события, наблюдаемого в инерциальной системе отсчёта $K = (x_0 = c t, x_1, x_2, x_3)$, и пространственными координатами (x'_1, x'_2, x'_3)

¹ Вопрос приоритета в создании СТО имеет дискуссионный характер: основные положения и полный математический аппарат теории, включая групповые свойства преобразований Лоренца, в абстрактной форме были впервые сформулированы французским математиком, физиком и астрономом А. Пуанкаре в статье «О динамике электрона» (лето 1905 года) на основе предшествующих результатов Г.А. Лоренца, а явный абстрактный вывод базиса теории- преобразований Лоренца, из минимума исходных постулатов был дан А. Эйнштейном в практически одновременной работе «К электродинамике движущихся сред» (1905 год). Однако только Эйнштейну удалось ясно на физическом языке сформулировать постулаты новой теории и, прежде всего, принцип относительности и принцип существования предельной скорости распространения сигнала. Только Эйнштейну удалось раскрыть физическое содержание теории относительности. Опора на достижения современной экспериментальной физики позволяет утверждать, что в пределах своей области применимости - при пренебрежении эффектами гравитационного взаимодействия тел, СТО является справедливой с очень высокой степенью точности (до 10^{-12} и выше). СТО перестаёт работать в масштабах всей Вселенной, а также в случаях сильных полей тяготения, где её заменяет более общая теория- общая теория относительности (ОТО). Специальная теория применима и в микромире, её синтезом с квантовой механикой является квантовая теория поля..

и моментом времени t' этого же события, наблюдаемого в инерциальной системе отсчёта $K' = (x'_0 = ct', x'_1, x'_2, x'_3)$.

Здесь c [м .сек⁻¹] – скорость света в пустоте, t [сек] – время, x_0, x_1, x_2, x_3 имеют размерность [м]. Для случая, когда система K' движется относительно системы K со скоростью v [м .сек⁻¹] вдоль оси x_1 , преобразования Лоренца имеют вид [16]:

$$\begin{pmatrix} x_0 \\ x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ch(\theta) & sh(\theta) & 0 & 0 \\ sh(\theta) & ch(\theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x'_0 \\ x'_1 \\ x'_2 \\ x'_3 \end{pmatrix}, \quad (3.1)$$

где θ ($-\infty < \theta < +\infty$) называется *углом гиперболического поворота*,

$$sh(\theta) = \frac{v/c}{\sqrt{1-(v/c)^2}}, \quad ch(\theta) = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}}. \quad (3.2)$$

Четырёхмерно пространство R^4 с координатной системой $K = (x_0 = ct, x_1, x_2, x_3)$, снабжённое знакопеременной метрикой

$$(ds)^2 = (dx_0)^2 - (dx_1)^2 - (dx_2)^2 - (dx_3)^2, \quad (3.3)$$

где ds – элемент дуги, называется *четырёхмерным пространством Минковского*, а метрика (3.3) – *метрикой Минковского*.

Это пространство предложено немецким математиком и физиком Германом Минковским в 1908 году в качестве геометрической интерпретации пространства-времени специальной теории относительности.

Метрика Минковского (3.3) обладает замечательным свойством *инвариантности* относительно преобразований Лоренца (3.1).

Из инвариантности метрики Минковского (3.3) относительно преобразований Лоренца (3.1) с учётом соотношений (3.2) вытекает целый ряд следствий. В частности, из них следует релятивистский эффект замедления времени и лоренцово сокращение длины, а также вывод об относительности одновременности.

В [16] рассмотрены также n -мерные пространства R^n ($n \geq 2$) с координатной системой $K = (x_0 = ct, x_1, \dots, x_{n-1})$, снабжённые знакопеременной метрикой

$$(ds)^2 = (dx_0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1} (dx_i)^2, \quad (3.4)$$

которые названы *пространствами Минковского размерности n* .

В частности, в [16] подробно исследован случай $n=2$ (*плоскость Минковского* R_1^2) и двумерные преобразования Лоренца

$$\begin{pmatrix} x_0 \\ x_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ch(\theta) & sh(\theta) \\ sh(\theta) & ch(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x'_0 \\ x'_1 \end{pmatrix}, \quad (3.5)$$

где $sh(\theta), ch(\theta)$ удовлетворяют условию (3.2).

Определитель матрицы

$$A = \begin{pmatrix} ch(\theta) & sh(\theta) \\ sh(\theta) & ch(\theta) \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

преобразования (3.5) равен $\det A = ch^2(\theta) - sh^2(\theta) = 1$, а метрика Минковского имеет вид:

$$(ds)^2 = (dx_0)^2 - (dx_1)^2. \quad (3.7)$$

Преобразования (113) называются в [16] *собственными двумерными преобразованиями Лоренца*.

Поскольку в (110) присутствует $\sqrt{1-(v/c)^2}$ и $th(\theta)=v/c$, то $1-(v/c)^2 > 0$, откуда при всех $\theta (-\infty < \theta < +\infty)$ выполняется неравенство

$$|v| < c. \quad (3.8)$$

В работах [17]-[19] С.Х. Арансон и Е.В. Жужома подробно исследовали арифметические и динамические свойства собственных двумерных преобразований Лоренца в ситуации, когда вместо плоскости Минковского взят двумерный тор T^2 , надёлённый как структурой плоского риманова многообразия, так и структурой лоренцова многообразия постоянной нулевой кривизны.

В этом случае «скорость света c » и параметр v , фигурирующие в соотношении (3.2), начинают квантоваться, при этом множество допустимых c для преобразований Лоренца на торе T^2 является счётным, всюду плотным на положительной полупрямой, и каждое допустимое c является иррациональным алгебраическим числом, радикалом некоторого положительного рационального числа. Выявлены также спектральные свойства допустимых «скоростей света c ».

Имеет также смысл рассматривать на плоскости Минковского R_1^n *несобственные двумерные преобразования Лоренца*

$$\begin{pmatrix} x_0 \\ x_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} sh(\theta) & ch(\theta) \\ ch(\theta) & sh(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x'_0 \\ x'_1 \end{pmatrix}, \quad (3.9)$$

где определитель матрицы

$$A = \begin{pmatrix} sh(\theta) & ch(\theta) \\ ch(\theta) & sh(\theta) \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

преобразования (3.9) равен $det A = sh^2(\theta) - ch^2(\theta) = -1$, а метрика Минковского

$$(ds)^2 = (dx_0)^2 - (dx_1)^2. \quad (3.11)$$

антиинварианта относительно преобразования (3.9), то есть

$$(ds)^2 = (dx_0)^2 - (dx_1)^2 = -(ds')^2 = -(dx'_0)^2 + (dx'_1)^2, \quad (3.12)$$

но *инвариантна* относительно преобразования

$$\begin{pmatrix} x_0 \\ x_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ch(2\theta) & sh(2\theta) \\ sh(2\theta) & ch(2\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x''_0 \\ x''_1 \end{pmatrix}, \quad (3.13)$$

то есть

$$(ds)^2 = (dx_0)^2 - (dx_1)^2 = (ds')^2 = (dx''_0)^2 - (dx''_1)^2. \quad (3.14)$$

Определитель матрицы

$$A^2 = \begin{pmatrix} ch(2\theta) & sh(2\theta) \\ sh(2\theta) & ch(2\theta) \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

равен

$$det A^2 = ch^2(2\theta) - sh^2(2\theta) = 1, \quad (3.16)$$

при этом

$$sh(\theta) = sign(v) \frac{1}{\sqrt{(v/c)^2 - 1}}, \quad ch(\theta) = \frac{|v|/c}{\sqrt{(v/c)^2 - 1}}. \quad (3.17)$$

Здесь $sign(v)$ - знак числа v , то есть

$$sign(v) = \begin{cases} -1, & \text{если } -\infty < v < 0 \\ 0, & \text{если } v = 0 \\ +1, & \text{если } 0 < v < +\infty \end{cases} \quad (3.18)$$

Поскольку в (3.17) присутствует $\sqrt{(v/c)^2 - 1}$ и $cth(\theta) = v/c$, то $(v/c)^2 - 1 > 0$, откуда при всех $\theta (-\infty < \theta < +\infty)$ выполняется неравенство

$$|v| > c. \quad (3.19)$$

6. Двумерные преобразования Фибоначчи-Лоренца

6.1. Собственные двумерные преобразования Фибоначчи-Лоренца

Выше на плоскости Минковского R_1^2 были рассмотрены собственные двумерные преобразования Лоренца (3.5), зависящие от двух параметров: c - скорости света в пустоте, являющейся постоянной величиной в любой инерциальной системе отсчёта, и v - постоянной скорости движения одной инерциальной системы отсчёта относительно другой инерциальной системы отсчёта.

Назовём величину $\bar{v} = \frac{v}{c}$ *нормированной относительной скоростью* и соотношение (3.8) перепишем в виде:

$$\bar{v} = \frac{sh(\theta)}{ch(\theta)} = th(\theta), \quad |\bar{v}| < 1. \quad (3.20)$$

Перепишем также соотношения (3.5) в виде:

$$\begin{aligned} (ct) &= ch(\theta)(ct') + sh(\theta)x_1' \\ x_1 &= sh(\theta)(ct') + ch(\theta)x_1' \end{aligned} \quad (3.21)$$

Предположим, что в соотношениях (3.21) параметр $c \neq const$ ², а равен величине

$$c = c(\psi) = \bar{c}(\psi) c_0, \quad (3.22)$$

где безразмерную величину $\psi (-\infty < \psi < +\infty)$ назовём *параметром самоорганизации*, величину $c_0 = const$, размерность которой равна [м. сек⁻¹], - *нормирующим множителем* (например, c_0 можно считать равной эйнштейновской скорости света в пустоте, равной величине $2.998 \cdot 10^8$ м. сек⁻¹, делённой на золотую пропорцию $\tau = 1.61803$, параметр $\bar{c}(\psi)$, который является безразмерной величиной и будет конкретизирован ниже, - *нормированной фибоначчиевой скоростью света в пустоте*.

Обозначим через $\xi = c_0 t$, $\xi' = c_0 t'$ величины, имеющие размерность [м].

Тогда (3.21) перепишется в виде

$$\begin{aligned} \bar{c}(\psi)\xi &= \bar{c}(\psi)ch(\theta)\xi' + sh(\theta)x_1' \\ x_1 &= \bar{c}(\psi)\xi' + ch(\theta)x_1' \end{aligned} \quad (3.23)$$

Разделим первую строчку в (3.23) на $\bar{c}(\psi)$, тогда получим преобразование вида:

$$\begin{pmatrix} \xi \\ x_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ch(\theta) & \frac{sh(\theta)}{\bar{c}(\psi)} \\ \bar{c}(\psi)sh(\theta) & ch(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi' \\ x_1' \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

Преобразованию (3.24) соответствует матрица вида:

$$\Omega = \begin{pmatrix} ch(\theta) & \frac{sh(\theta)}{\bar{c}(\psi)} \\ \bar{c}(\psi)sh(\theta) & ch(\theta) \end{pmatrix} \quad (3.25)$$

² Тот факт, что в разные периоды «скорость света c в пустоте» не всегда была постоянной величиной, согласуется с современными научными воззрениями на эволюцию мироздания с момента Большого Взрыва по настоящее время.

Для того, чтобы конкретизировать параметр $\bar{c}(\psi)$, представим матрицу Ω в таком виде, чтобы её элементами были введённые в [4, 5] А.П. Стаховым и Б.Н. Розиным симметричные гиперболические функции Фибоначчи sFs, cFs :³

$$\Omega = \begin{pmatrix} cFs(\psi-1) & sFs(\psi-2) \\ sFs(\psi) & cFs(\psi-1) \end{pmatrix}. \quad (3.26)$$

Заметим, что матрицы вида (3.26) впервые были введены А.П. Стаховым в [7] и названы «золотыми» матрицами.

Матрицу Ω вида (3.26) назовём *собственной двумерной матрицей Фибоначчи – Лоренца*, а преобразование

$$\begin{pmatrix} \xi \\ x_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cFs(\psi-1) & sFs(\psi-2) \\ sFs(\psi) & cFs(\psi-1) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi' \\ x_1' \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

собственным двумерным преобразованием Фибоначчи – Лоренца.

Как показано в [7], определитель матрицы (3.26) равен

$$\det \Omega = 1, \quad (3.28)$$

при этом, согласно первому соотношению в (1.12), получаем равенство

$$sFs(\psi) = cFs(\psi-1) + sFs(\psi-2). \quad (3.29)$$

Поскольку матрицы (3.25) и (3.26) равны между собой, то их соответствующие элементы совпадают, откуда получаем соотношения:

$$\begin{aligned} ch(\theta) &= cFs(\psi-1) \\ \frac{sh(\theta)}{\bar{c}(\psi)} &= sFs(\psi-2) \\ \bar{c}(\psi) sh(\theta) &= sFs(\psi) \end{aligned} \quad (3.30)$$

Отсюда следуют соотношения:

$$\begin{aligned} ch(\theta) &= cFs(\psi-1) \\ sh(\theta) &= \bar{c}(\psi) sFs(\psi-2) = \frac{sFs(\psi)}{\bar{c}(\psi)} \end{aligned} \quad (3.31)$$

Но тогда из второго соотношения в формулах (3.31) получаем, что *нормированная фибоначчиевая скорость света $\bar{c}(\psi)$ в пустоте* для двумерного собственного преобразования Фибоначчи-Лоренца имеет вид:

$$\bar{c}(\psi) = \sqrt{\frac{sFs(\psi)}{sFs(\psi-2)}}. \quad (3.32)$$

Подставим (3.32) во второе соотношение в (3.30). Тогда получим равенство:

$$sh(\theta) = \sqrt{\frac{sFs(\psi)}{sFs(\psi-2)}} sFs(\psi-2). \quad (3.33)$$

³ По этому поводу см. также пункт 1.2 настоящей статьи, где описаны замечательные свойства симметричных функций Фибоначчи $sFs(x)$, $cFs(x)$, построенных на основе золотой пропорции (золотого сечения) $\tau = \frac{1+\sqrt{5}}{2} \approx 1.61803$ и отличающихся от классических гиперболических функций $sh(x)$, $ch(x)$

тем, что при целочисленных значениях x они принимают целочисленные значения, являющиеся числами Фибоначчи F_n , а именно, $sFs(n) = F_n$ при чётном n , и $cFs(n) = F_n$ при нечётном n . Именно выбор симметричных гиперболических функций Фибоначчи соответствует наилучшему показателю гармонии $\lambda = 1$ при гармоническом анализе генетических кодов ДНК, и, как мы в дальнейшем увидим, замечательным свойствам преобразований Фибоначчи-Лоренца и их связи с генетическими кодами ДНК, имеющими показатель гармонии $\lambda = 1$.

Отсюда получаем функцию

$$\theta = \theta(\psi) = \text{Arcsh } z = \ln[z + \sqrt{z^2 + 1}], \quad z = \bar{c}(\psi) sFs(\psi - 2)$$

После несложных преобразований эта формула приобретает вид:

$$\theta = \theta(\psi) = \ln \left[\sqrt{\frac{sFs(\psi)}{sFs(\psi - 2)}} sFs(\psi - 2) + cFs(\psi - 1) \right] \quad (3.34)$$

Функция (3.34) определена на множестве $D = \{-\infty < \psi \leq 0\} \cup \{2 \leq \psi < +\infty\}$, на котором эта функция непрерывна и взаимно однозначна. На интервале $0 < \psi < 2$ функция $\theta = \theta(\psi)$ не определена, поскольку на этом интервале $\bar{c}(\psi)$ является мнимой величиной.

В таблице 16 представлены численные значения функции $\theta = \theta(\psi)$ на множестве D .

Таблица 16. Численные значения функции $\theta = \theta(\psi)$ на множестве D

ψ	$-\infty$	-3	-2	-1	0-0	-	2+0	3	4	5	$+\infty$
θ	$-\infty$	-1.8077	-1.3169	-0.8047	0	-	0	0.8047	1.3169	1.8077	$+\infty$

На рис. 3 изображён график нормированной фибоначчевой скорости света $\bar{c}(\psi)$ в пустоте в зависимости от параметра самоорганизации ψ , полученной по формуле (3.32).

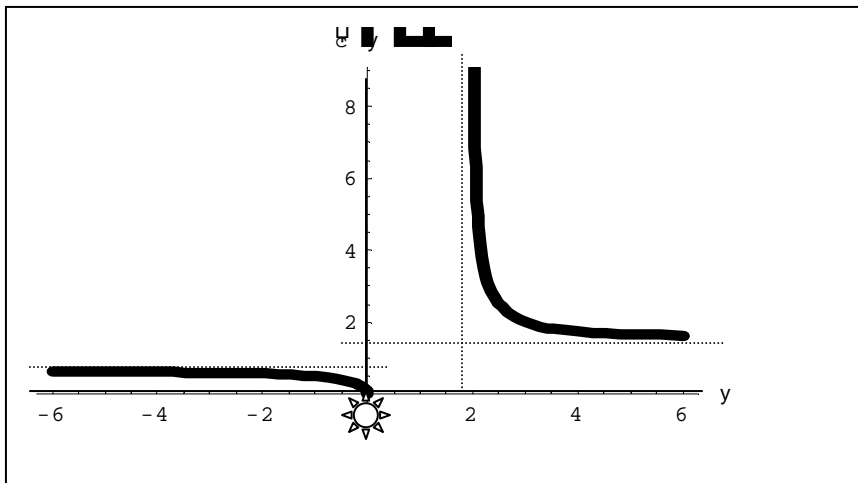


Рисунок 3. График зависимости фибоначчевой скорости света $\bar{c} = \bar{c}(\psi)$ от параметра самоорганизации ψ .

График функции $\bar{c} = \bar{c}(\psi)$ имеет три асимптоты, из которых две для ветви $\bar{c} = \bar{c}(\psi)$ при $2 < \psi < +\infty$ (вертикальная асимптота $\psi = 2$ и горизонтальная асимптота $\bar{c} = \tau \approx 1.61803$) и одна – для ветви $\bar{c} = \bar{c}(\psi)$ при $-\infty < \psi < 0$ (горизонтальная асимптота $\bar{c} = \tau^{-1} \approx 0.61803$).

Космологическая интерпретация. Если интерпретировать график, изображённый на рис. 3, в космологическом плане как эволюцию нормированной фибоначчевой скорости света $\bar{c} = \bar{c}(\psi)$ при изменении параметра самоорганизации ψ от бесконечно

далёкого прошлого ($\psi = -\infty$) до бесконечно далёкого будущего ($\psi = +\infty$), то условно наблюдаемую картину можно разбить на пять следующих периодов.

Здесь и в дальнейшем, если не оговорено отдельно, то для удобства восприятия и сокращения текста вместо термина «нормированная фибоначчиевая скорость света \bar{c} в пустоте» будем употреблять термин «фибоначчиевая скорость света \bar{c} ».

Период 1. До Большого Взрыва ($-\infty < \psi < 0$)

Этот период характеризуется *нестабильностью существования*, так как фибоначчиевая скорость света \bar{c} падает от значения $\bar{c} = \tau^{-1} \approx 0.161803$ до полного исчезновения, то есть до значения $\bar{c} = 0$ (до момента *Большого Взрыва*).

Период 2. Большой Взрыв ($\psi = 0$)

Этот момент, называемый в физике и математике *бифуркацией (или катастрофой)*, применяется к ситуации, когда некоторый объект $Q = Q(\mu)$ зависит от параметра μ и в любой окрестности некоторого значения $\mu = \mu_0$ (*бифуркационное значение*, или *точка*) исследуемые *качественные свойства* объекта Q не являются одинаковыми для всех μ .

В нашем случае таким объектом Q является фибоначчиевая скорость света $\bar{c} = \bar{c}(\psi)$, зависящая от параметра самоорганизации ψ , а бифуркационным значением является $\psi = 0$, а само же существование такой бифуркации называется в Космологии *Большим Взрывом*.

Период 3. Отсутствие скорости света ($0 < \psi < 2$)

В этот период фибоначчиевая скорость света \bar{c} , как вещественное число, не существует, так как подкоренное выражение в формуле (3.32) является отрицательным. Поэтому фибоначчиевая скорость света $\bar{c} = \bar{c}(\psi)$, согласно формуле (3.32), есть чисто мнимая функция, имеющая вид:

$$\bar{c} = \bar{c}(\psi) = i |\bar{c}(\psi)|, \quad |\bar{c}(\psi)| = \sqrt{\left| \frac{sFs(\psi)}{sFs(\psi-2)} \right|}, \quad (3.35)$$

где $i = \sqrt{-1}$ - мнимая единица.

Период 4. Появление бесконечно большой фибоначчиевой скорости света ($\psi = 2$)

Эта вторая бифуркация связана с тем, что в момент, когда параметр самоорганизации $\psi = 2$, для фибоначчиевой скорости света \bar{c} осуществляется переход от чисто мнимой к бесконечно большой величине такой, что $\bar{c}(\psi > 2)$ - вещественные числа.

Период 5. Современный период ($2 < \psi < +\infty$)

Этот период характеризуется *стабильностью существования* и после некоторого периода *релаксации (переходного периода)* фибоначчиевая скорость света \bar{c} падает от бесконечно больших значений до величин, близких к золотой пропорции $\tau \approx 1.61803$. При $\psi \rightarrow +\infty$ *коллапса* не наблюдается, так как $\bar{c}(\psi) \rightarrow \tau$.

Метрическая форма. При $\psi < 0$ и $\psi > 2$ плоскость $L^2 = (\zeta, x_1)$ можно снабдить знакопеременной метрической формой Минковского

$$(ds)^2 = (\bar{c}(\psi))^2 (d\zeta)^2 - (dx_1)^2, \quad (3.36)$$

инвариантной относительно собственного преобразования Фибоначчи Лоренца (3.27), поскольку при $\psi < 0$ и $\psi > 2$ имеем $\bar{c}(\psi) > 0$ и, следовательно, $(\bar{c}(\psi))^2 > 0$.

Поэтому при $\psi < 0$ и $\psi > 2$ плоскость $L^2 = (\zeta, x_1)$ является плоскостью Минковского R_1^2 с координатной системой $K = (\xi, x_1)$.

При бифуркационных значениях $\psi = 0$ и $\psi = 2$ метрика (3.36) имеет особенности.

Далее, поскольку при $0 < \psi < 2$ фибоначчиевая скорость света $\bar{c} = \bar{c}(\psi)$ как вещественное число не существует (см. формулу (3.35)), то метрическую форму на плоскости $L^2 = (\zeta, x_1)$, инвариантную относительно преобразования (3.27), вводить не имеет смысла.

Связь собственных матриц Фибоначчи-Лоренца $\Omega = \Omega(\psi)$ с золотыми матрицами $Q_0 = Q_0(x)$ А.П. Стахова. Для того, чтобы сравнить симметричную собственную матрицу Фибоначчи-Лоренца $\Omega = \Omega(\psi)$ вида (3.26) с золотой кососимметричной матрицей $Q_0 = Q_0(x)$ А.П. Стахова вида (1.35) [7], положим в матрице (3.26) параметр $\psi - 1 = x$. Тогда матрицы $\Omega = \Omega(x)$ и $Q_0 = Q_0(x)$ принимают вид:

$$\Omega(x) = \begin{pmatrix} cFs(x) & sFs(x-1) \\ sFs(x+1) & cFs(x) \end{pmatrix}, \quad Q_0(x) = \begin{pmatrix} cFs(x+1) & sFs(x) \\ sFs(x) & cFs(x-1) \end{pmatrix}. \quad (3.37)$$

Отсюда получаем, что при любом вещественном x существует матрица

$$A = \begin{pmatrix} \frac{2}{\sqrt{5}} & -\frac{1}{\sqrt{5}} \\ \frac{1}{\sqrt{5}} & \frac{2}{\sqrt{5}} \end{pmatrix}, \quad \det A = 1 \quad (3.38)$$

такая, что

$$\Omega(x) = A Q_0(x). \quad (3.39)$$

Нормированная относительная фибоначчиевая скорость. Согласно формуле (3.20), для собственных двумерных преобразований Лоренца (3.5) на плоскости Минковского $R_2^1 = (x_0 = ct, x_1)$ была введена безразмерная нормированная относительная скорость \bar{v} , имеющая вид:

$$\bar{v} = \frac{sh(\theta)}{ch(\theta)} = th(\theta), \quad |\bar{v}| < 1.$$

После перехода от собственных преобразований Лоренца (3.5) к собственным преобразованиям Фибоначчи-Лоренца (3.27) по формулам (3.31), получаем соотношение

$$\bar{v} = \bar{v}(\theta) = \frac{sh(\theta)}{ch(\theta)} = th(\theta) = \frac{1}{c(\psi)} \frac{sFs(\psi)}{cFs(\psi-1)} = \frac{\bar{V}(\psi)}{\bar{c}(\psi)}, \quad (3.40)$$

где безразмерную величину

$$\bar{V} = \bar{V}(\psi) = \frac{sFs(\psi)}{cFs(\psi-1)} \quad (3.41)$$

назовём *нормированной скоростью движения инерциальной системы $K' = (\xi', x_1')$ относительно системы $K = (\xi, x_1)$ вдоль оси x_1 преобразования Фибоначчи-Лоренца (3.27), или, для краткости, *нормированной фибоначчиевой относительной скоростью*.*

Введём для удобства следующие обозначения:

$$n = sFs(\psi), \quad m = cFs(\psi - 1), \quad p = sFs(\psi - 2), \quad (3.42)$$

где $\psi < 0$ или $\psi > 2$.

Тогда условия (1.12), (1.13), (3.32), (3.41) переписываются в виде:

$$\bar{V} = \bar{V}(\psi) = \frac{n}{m}, \quad \bar{c} = \bar{c}(\psi) = \sqrt{\frac{n}{p}}, \quad m^2 - np = 1, \quad n = m + p. \quad (3.43)$$

Отсюда непосредственно получаем важные соотношения:

$$n = sFs(\psi) = \frac{\bar{V}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\bar{V}}{\bar{c}}\right)^2}}, \quad m = cFs(\psi - 1) = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\bar{V}}{\bar{c}}\right)^2}}, \quad p = sFs(\psi - 2) = \frac{\bar{V}}{(\bar{c})^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\bar{V}}{\bar{c}}\right)^2}}. \quad (3.44)$$

Подставим (3.44) в соотношения $m^2 - np = 1$, $n = m + p$, взятые из (3.43), тогда получаем, что \bar{c} зависит от \bar{V} и эта зависимость имеет вид

$$\bar{c} = \bar{c}(\bar{V}) = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{\bar{V}}}}, \quad (3.45)$$

при этом на \bar{V} накладываются следующие ограничения:

$$\begin{aligned} -\tau^{-1} < -\bar{c} < \bar{V} < 0, \quad \text{если } \psi < 0 \\ 1 < \bar{V} < \tau < \bar{c} < +\infty, \quad \text{если } \psi > 2. \end{aligned} \quad (3.46)$$

6. 2. Несобственные двумерные преобразования Фибоначчи-Лоренца

В пункте 6 на плоскости Минковского $R_2^1 = (x_0 = ct, x_1)$ наряду с собственными преобразованиями Лоренца (3.5) рассматривались несобственные преобразования Лоренца (3.9).

Поэтому имеет смысл рассматривать также *несобственные преобразования Фибоначчи-Лоренца*, пользуясь методикой, аналогичной пункту 6 с соответствующей модификацией.

Согласно соотношению (3.19), для несобственных преобразований Лоренца (3.9) *нормированная несобственная относительная скорость* $\bar{v} = v/c$ удовлетворяла условию:

$$\bar{v} = \frac{ch(\theta)}{sh(\theta)} = cth(\theta), \quad |\bar{v}| > 1. \quad (3.47)$$

Перепишем также соотношения (3.9) в виде:

$$\begin{aligned} (ct) &= sh(\theta)(ct') + ch(\theta)x'_1 \\ x_1 &= ch(\theta)(ct') + sh(\theta)x'_1 \end{aligned} \quad (3.48)$$

Положим $c = c(\psi) = \underline{c}(\psi)c_0$, где ψ , c_0 имеют тот же смысл, что и в пункте 6, а параметр $\underline{c} = \underline{c}(\psi)$, который является безразмерной величиной и будет конкретизирован ниже, - назовем *несобственной нормированной фибоначчиевой скоростью света в пустоте*, или, сокращённо, *несобственной фибоначчиевой скоростью света*.

Обозначим через $\xi = c_0 t$, $\xi' = c_0 t'$ величины, имеющие размерность [м].

Тогда (3.48) переписется в виде

$$\begin{aligned} \underline{c}(\psi)\xi &= \underline{c}(\psi)sh(\theta)\xi' + ch(\theta)x'_1 \\ x_1 &= \underline{c}(\psi)ch(\theta)\xi' + sh(\theta)x'_1 \end{aligned} \quad (3.49)$$

Разделим первую строчку в (3.49) на $\underline{c}(\psi)$, тогда получим преобразование вида:

$$\begin{pmatrix} \xi \\ x_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} sh(\theta) & \frac{ch(\theta)}{\underline{c}(\psi)} \\ \underline{c}(\psi)sh(\theta) & sh(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi' \\ x_1' \end{pmatrix}. \quad (3.50)$$

Преобразованию (3.50) соответствует матрица вида:

$$\underline{\Omega} = \begin{pmatrix} sh(\theta) & \frac{ch(\theta)}{\underline{c}(\psi)} \\ \underline{c}(\psi)ch(\theta) & sh(\theta) \end{pmatrix}. \quad (3.51)$$

Для того, чтобы конкретизировать параметр $\underline{c}(\psi)$, представим матрицу $\underline{\Omega}$ в таком виде, чтобы её элементами были введённые в [6] А.П. Стаховым и Б.Н. Розиным симметричные гиперболические функции Фибоначчи sFs , cFs :

$$\underline{\Omega} = \begin{pmatrix} sFs(\psi-1) & cFs(\psi-2) \\ cFs(\psi) & sFs(\psi-1) \end{pmatrix}. \quad (3.52)$$

Матрицу $\underline{\Omega}$ вида (3.52) назовём *несобственной двумерной матрицей Фибоначчи – Лоренца*, а преобразование

$$\begin{pmatrix} \xi \\ x_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} sFs(\psi-1) & cFs(\psi-2) \\ cFs(\psi) & sFs(\psi-1) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi' \\ x_1' \end{pmatrix} \quad (3.53)$$

несобственным двумерным преобразованием Фибоначчи -Лоренца.

Определитель матрицы (3.52) равен

$$\det \underline{\Omega} = -1, \quad (3.54)$$

при этом, согласно первому соотношению в (1.13), получаем равенство

$$cFs(\psi) = sFs(\psi-1) + cFs(\psi-2). \quad (3.55)$$

Поскольку матрицы (3.51) и (3.52) равны между собой, то их соответствующие элементы совпадают, откуда получаем соотношения:

$$\begin{cases} sh(\theta) = sFs(\psi-1), \\ \frac{ch(\theta)}{\underline{c}(\psi)} = cFs(\psi-2), \\ (\underline{c}(\psi)ch(\theta) = cFs(\psi)). \end{cases} \quad (3.56)$$

Отсюда следуют соотношения:

$$\begin{cases} sh(\theta) = sFs(\psi-1), \\ ch(\theta) = \underline{c}(\psi) cFs(\psi-2) = \frac{cFs(\psi)}{\underline{c}(\psi)}. \end{cases} \quad (3.57)$$

Но тогда из второго соотношения в формулах(3.57) получаем, что несобственная фибоначиевая скорость света $\underline{c}(\psi)$ имеет вид:

$$\underline{c}(\psi) = \sqrt{\frac{cFs(\psi)}{cFs(\psi-2)}}. \quad (3.58)$$

Из первой формулы в соотношении (3.57) получаем функцию

$$\theta = \theta(\psi) = \text{Arcsh } z = \ln [z + \sqrt{1 + z^2}], \quad z = sFs(\psi-1). \quad (3.59)$$

Функция (3.59) определена при всех ψ ($-\infty < \psi < +\infty$) и везде является непрерывной и взаимно однозначной. В таблице 17 представлены численные значения функции $\theta = \theta(\psi)$ при ($-\infty < \psi < +\infty$), полученные по формуле (3.59).

Таблица 17. Численные значения функции $\theta = \theta(\psi)$, полученные по формуле (3.59).

ψ	$-\infty$	-3	-2	-1	0	1	2	3	4	5	$+\infty$
θ	$-\infty$	-1.8184	-1.3450	-0.8813	-0.4335	0	0.4335	0.8813	1.3450	1.8184	$+\infty$

На рис.4 совмещены два графика: график **фибоначчиевой скорости света $\bar{c} = \bar{c}(\psi)$** (**жирная чёрная линия**) и график **несобственной фибоначчиевой скорости света $\underline{c} = \underline{c}(\psi)$** (**тонкая чёрная линия**) в зависимости от параметра самоорганизации ψ , полученных, соответственно, по формулам (3.32) и (3.58).

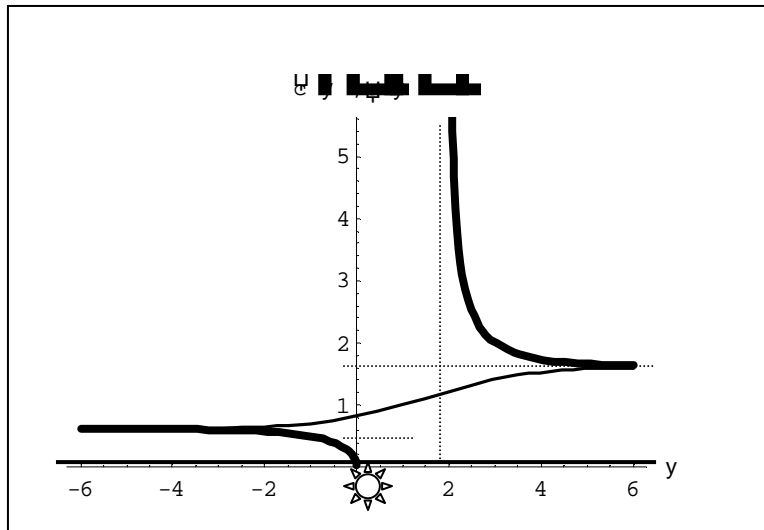


Рисунок 4. График **фибоначчиевой скорости света $\bar{c} = \bar{c}(\psi)$** (**жирная чёрная линия**) для **собственных преобразований Фибоначчи -Лоренца** и график **несобственной фибоначчиевой скорости света $\underline{c} = \underline{c}(\psi)$** (**тонкая чёрная линия**) для **несобственных преобразований Фибоначчи-Лоренца** в зависимости от параметра самоорганизации ψ . Момент **Большого взрыва** обозначен символом ☀

Космологическая интерпретация. График **несобственной фибоначчиевой скорости света $\underline{c} = \underline{c}(\psi)$** имеет две горизонтальные асимптоты: $\underline{c} = \tau \approx 1.61803$ при $\psi \rightarrow +\infty$ и $\underline{c} = \tau^{-1} \approx 0.61803$ при $\psi \rightarrow -\infty$ и при изменении параметра самоорганизации ψ от бесконечно далёкого прошлого ($\psi = -\infty$) до бесконечно далёкого будущего ($\psi = +\infty$) **несобственная фибоначчиевая скорость света $\underline{c}(\psi)$ непрерывно возрастает**, оставаясь в пределах $0.61803 < \underline{c}(\psi) < \tau \approx 1.61803$.

Таким образом, по аналогии с **двухцепочной структурой** генетического кода для молекул ДНК, являющихся носителями нуклеотидов, для **двумерных преобразований Фибоначчи-Лоренца** мы как бы также имеем **двухцепочную структуру**, но только для **фибоначчиевых скоростей света $\bar{c} = \bar{c}(\psi)$ и $\underline{c} = \underline{c}(\psi)$** , одна из которых, а именно, **фибоначчиевая скорость света $\bar{c} = \bar{c}(\psi)$** , отвечает за «**физические свойства мироздания**», претерпевая при эволюционном развитии всевозможные катаклизмы, а другая- **несобственная фибоначчиевая скорость света $\underline{c} = \underline{c}(\psi)$** , **не являясь носителем физических свойств**, играет как бы роль **страховочной цепи** для **$\bar{c} = \bar{c}(\psi)$** , и не претерпевает никаких катаклизмов.

Как будет показано ниже, будет установлена более глубокая аналогия между двухцепочной структурой ДНК и двухцепочной структурой фибоначчиевых скоростей света.

Метрическая форма для несобственных преобразований Фибоначчи-Лоренца. При любых $-\infty < \psi < +\infty$ в случае несобственных преобразований Фибоначчи-Лоренца (3.53) плоскость $L^2 = (\xi, x_1)$ можно снабдить метрикой Минковского

$$(ds)^2 = (\underline{c}(\psi))^2 (d\xi)^2 - (dx_1)^2, \quad (3.60)$$

антиинвариантной относительно преобразования (3.53), то есть

$$(ds)^2 = (\underline{c}(\psi))^2 (d\xi)^2 - (dx_1)^2 = -(ds')^2 = -(\underline{c}(\psi))^2 (d\xi')^2 + (dx_1')^2, \quad (3.61)$$

но инвариантной относительно преобразования

$$\begin{pmatrix} \xi \\ x_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} sFs(\psi-1) & cFs(\psi-2) \\ cFs(\psi) & sFs(\psi-1) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi'' \\ x_1'' \end{pmatrix}, \quad (3.62)$$

то есть

$$(ds)^2 = (\underline{c}(\psi))^2 (d\xi)^2 - (dx_1)^2 = (ds'')^2 - (\underline{c}(\psi))^2 (d\xi'')^2 + (dx_1'')^2 \quad (3.63)$$

Связь несобственных матриц Фибоначчи-Лоренца $\underline{\Omega} = \underline{\Omega}(\psi)$ с золотыми матрицами $Q_1 = Q_1(x)$ А.П. Стахова. Для того, чтобы сравнить симметричную несобственную матрицу Фибоначчи-Лоренца $\underline{\Omega} = \underline{\Omega}(\psi)$ вида (3.52) с золотой кососимметричной матрицей $Q_1 = Q_1(x)$ А.П. Стахова вида (1.35) [7], положим в матрице (3.52) параметр $\psi-1 = x$. Тогда матрицы $\underline{\Omega} = \underline{\Omega}(x)$ и $Q_1 = Q_1(x)$ имеют вид:

$$\underline{\Omega}(x) = \begin{pmatrix} sFs(x) & cFs(x-1) \\ cFs(x+1) & sFs(x) \end{pmatrix}, \quad Q_1(x) = \begin{pmatrix} sFs(x+1) & cFs(x) \\ cFs(x) & sFs(x-1) \end{pmatrix}. \quad (3.64)$$

Отсюда получаем, что при любом вещественном x существует матрица A вида (3.38), такая, что

$$\underline{\Omega}(x) = A Q_1(x). \quad (3.65)$$

Нормированная несобственная относительная фибоначчиевая скорость.

Согласно формуле (3.47), для несобственных двумерных преобразований Лоренца (3.9) на плоскости Минковского $R_1^2 = (x_0 = ct, x_1)$ нормированная несобственная относительная скорость $\bar{v} = v/c$ удовлетворяет условию

$$\bar{v} = \frac{ch(\theta)}{sh(\theta)} = cth(\theta), \quad |\bar{v}| > 1.$$

После перехода от несобственных преобразований Лоренца (3.9) к несобственным преобразованиям Фибоначчи-Лоренца (3.50) по формулам (3.57), получаем соотношение

$$\bar{v}(\theta) = \frac{ch(\theta)}{sh(\theta)} = cth(\theta) = \frac{cFs(\psi)}{\underline{c}(\psi)sFs(\psi-1)} = \frac{V(\psi)}{\underline{c}(\psi)}, \quad (3.66)$$

где безразмерную величину

$$V = \underline{V}(\psi) = \frac{cFs(\psi)}{sFs(\psi-1)} \quad (3.67)$$

назовём *нормированной несобственной скоростью движения инерциальной системы $K' = (\xi', x_1')$ относительно системы $K = (\xi, x_1)$ вдоль оси x_1 несобственного преобразования Фибоначчи-Лоренца (3.50), или, для краткости, нормированной несобственной фибоначчиевой относительной скоростью.*

Введём для удобства следующие обозначения:

$$\underline{n} = cFs(\psi), \underline{m} = sFs(\psi - 1), \underline{p} = cFs(\psi - 2), \quad (3.68)$$

где $-\infty < \psi < +\infty$

Тогда условия (1.12),(1.13),(3.58),(3.67) переписываются в виде:

$$\underline{V} = \underline{V}(\psi) = \frac{\underline{n}}{\underline{m}}, \underline{c} = \underline{c}(\psi) = \sqrt{\frac{\underline{n}}{\underline{p}}}, \underline{m}^2 - \underline{n}\underline{p} = -1, \underline{n} = \underline{m} + \underline{p}. \quad (3.69)$$

Отсюда непосредственно получаем соотношение

$$\underline{c} = \underline{c}(\underline{V}) = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{\underline{V}}}}, |\underline{V}| > \underline{c}, \quad (3.70)$$

при этом $\underline{n}, \underline{m}, \underline{p}$ имеют вид:

$$\underline{n} = cFs(\psi) = \frac{|\underline{V}|}{\sqrt{\left(\frac{\underline{V}}{\underline{c}}\right)^2 - 1}}, \underline{m} = sFs(\psi - 1) = \frac{\text{sign}(\underline{V})}{\sqrt{\left(\frac{\underline{V}}{\underline{c}}\right)^2 - 1}}, \underline{p} = cFs(\psi - 2) = \frac{|\underline{V}|}{(\underline{c})^2 \sqrt{\left(\frac{\underline{V}}{\underline{c}}\right)^2 - 1}}. \quad (3.71)$$

7. Взаимосвязь между резонансной структурой генетического кода при $\lambda = 1$ (наилучший показатель гармонии) и преобразованиями Фибоначчи-Лоренца

Представим преобразования Фибоначчи –Лоренца в другом виде, исключив параметр самоорганизации ψ и взяв в качестве независимой переменной параметр n , который в дальнейшем будем идентифицировать с длинами отрезков генетического кода.

Собственные преобразования Фибоначчи-Лоренца. Матрица (3.26) *собственных преобразований Фибоначчи –Лоренца* в этом случае имеет вид:

$$\Omega = \begin{pmatrix} m & p \\ n & m \end{pmatrix}, \quad (3.72)$$

где, в силу (3.43), получаем соотношения:

$$m^2 - np = 1, m = n - p, \bar{c} = \bar{c}(n) = \sqrt{\frac{n}{p}}. \quad (3.73)$$

Для идентификации с генетическими кодами рассмотрим ситуацию, когда $n \geq 3, n > m > p > 0$.

$$(3.74)$$

Тогда из (3.73) получаем соотношения:

$$n \geq 3, m = n - p, p = \frac{3n - \sqrt{5n^2 + 4}}{2}, \bar{c} = \bar{c}(n) = \sqrt{\frac{n}{p}}. \quad (3.75)$$

Несобственные преобразования Фибоначчи-Лоренца. Матрица (3.51) *несобственных преобразований Фибоначчи-Лоренца* в этом случае имеет вид:

$$\underline{\Omega} = \begin{pmatrix} \underline{m} & \underline{p} \\ \underline{n} & \underline{m} \end{pmatrix}, \quad (3.76)$$

где, в силу (3.69), получаем соотношения:

$$\underline{m}^2 - \underline{n}\underline{p} = -1, \underline{m} = \underline{n} - \underline{p}, \underline{p} = \frac{3\underline{n} - \sqrt{5\underline{n}^2 - 4}}{2}, \underline{c} = \underline{c}(n) = \sqrt{\frac{\underline{n}}{\underline{p}}}. \quad (3.77)$$

Для идентификации с генетическими кодами рассмотрим ситуацию, когда

$$n \geq 3, n > \underline{m} \geq \underline{p} > 0, \quad \underline{c} = \underline{c}(n) = \sqrt{\frac{n}{\underline{p}}}. \quad (3.78)$$

Графики фибоначчиевой скорости света $\bar{c} = \bar{c}(n) = \sqrt{\frac{n}{\bar{p}}}$ (*жирная чёрная линия*) и несобственной фибоначчиевой скорости света $\underline{c} = \underline{c}(n) = \sqrt{\frac{n}{\underline{p}}}$ (*тонкая чёрная линия*) при $n \geq 0$ представлены на рис. 5. Эти графики имеют две асимптоты: вертикальную асимптоту $n=1$ для графика $\bar{c} = \bar{c}(n)$ и горизонтальную асимптоту $\bar{c} = \underline{c} = \tau \approx 1.61803$, общую для графиков $\bar{c} = \bar{c}(n)$ и $\underline{c} = \underline{c}(n)$.

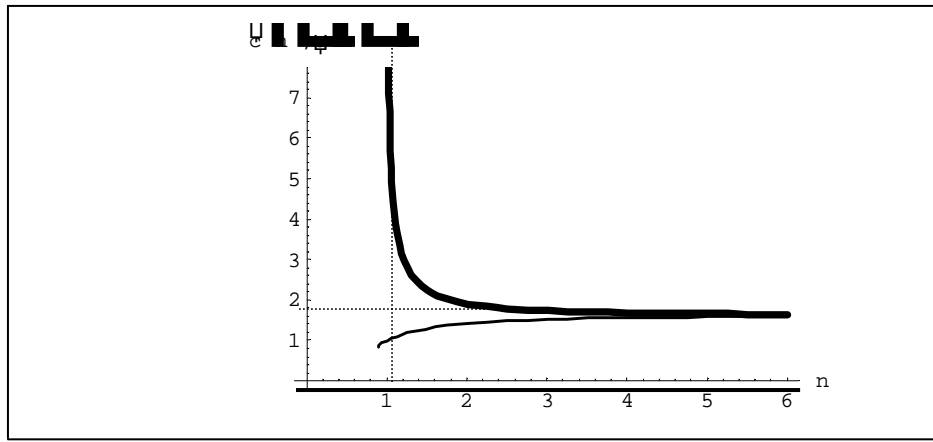


Рисунок 5. График фибоначчиевой скорости света $\bar{c} = \bar{c}(n)$ (*жирная чёрная линия*) и несобственной фибоначчиевой скорости света $\underline{c} = \underline{c}(n)$ (*тонкая чёрная линия*) в зависимости от параметра $n \geq 0$.

В таблице 18 представлены в зависимости от $n \geq 3$ численные значения параметров $m = m(n)$, $p = p(n)$, $\bar{c} = \bar{c}(n)$, полученных по формулам (3.75) для собственных преобразований Фибоначчи-Лоренца, и параметров $\underline{m} = \underline{m}(n)$, $\underline{p} = \underline{p}(n)$, $\underline{c} = \underline{c}(n)$, полученных по формулам (3.77) для несобственных преобразований Фибоначчи-Лоренца.

Таблица 18. Численные значения n , $m = m(n)$, $p = p(n)$, $\bar{c} = \bar{c}(n)$ для собственных преобразований Фибоначчи-Лоренца и $\underline{m} = \underline{m}(n)$, $\underline{p} = \underline{p}(n)$, $\underline{c} = \underline{c}(n)$ для несобственных преобразований Фибоначчи-Лоренца.

n	m	p	$\bar{c} = \bar{c}(n)$	n	\underline{m}	\underline{p}	$\underline{c} = \underline{c}(n)$
3	2	1	1.73205	3	1.70156	1.29844	1.52002
4	2.58258	1.41742	1.67989	4	2.3589	1.6411	1.56121
5	3.17891	1.82109	1.65699	5	3	2	1.58114
6	3.78233	2.21767	1.64485	6	3.63325	2.36675	1.59221
7	4.38987	2.61013	1.63764	7	4.26209	2.73791	1.59897
8	5	3	1.63299	8	4.88819	3.11181	1.60339
9	5.61187	3.38813	1.62983	9	5.51249	3.48751	1.60644
10	6.22497	3.77503	1.62757	10	6.13553	3.86447	1.60863
100	61.8079	38.1921	1.61813	100	61.7989	38.2011	1.61794
1000	618.034	381.966	1.61803	1000	618.034	381.966	1.61803
$+\infty$	$+\infty$	$+\infty$	$\tau \approx 1.61803$	$+\infty$	$+\infty$	$+\infty$	$\tau \approx 1.61803$

Будем говорить, что нормированные фибоначчиевые скорости света $\bar{c} = \bar{c}(n)$ и $\underline{c} = \underline{c}(n)$ *комплементарны* (обозначение $\bar{c} = \bar{c}(n) \Leftrightarrow \underline{c} = \underline{c}(n)$), если они получены при одних и тех же n по формулам (3.75) и (3.77).

Запишем далее различные соотношения между элементами и параметрами собственных и несобственных преобразований Фибоначчи-Лоренца в аналитическом виде.

Представление элементов m, p и параметра \bar{c} собственных преобразований Фибоначчи-Лоренца через элемент n

$$\left\{ \begin{array}{l} n \geq 3, \quad m = m(n) = \frac{-n + \sqrt{5n^2 + 4}}{2} = \tau^{-1}n + \bar{\omega}(n), \\ p = p(n) = \frac{3n - \sqrt{5n^2 + 4}}{2} = \tau^{-2}n - \bar{\omega}(n), \\ \bar{c} = \bar{c}(n) = \sqrt{\frac{2n}{3n - \sqrt{5n^2 + 4}}} = \tau + \bar{\alpha}(n), \\ \bar{c} = \bar{c}(n=3) = \sqrt{3} \approx 1.73205, \quad \bar{c} = \bar{c}(n \rightarrow +\infty) \rightarrow \tau \approx 1.61803, \end{array} \right. \quad (3.79)$$

где

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{\omega}(n) = \frac{n}{2} \left[\sqrt{5 + \frac{4}{n^2}} - \sqrt{5} \right] \rightarrow 0 \text{ при } n \rightarrow +\infty, \\ \bar{\alpha}(n) = \tau \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\tau^2 \bar{\omega}(n)}{n}}} \right] - 1 \rightarrow 0 \text{ при } n \rightarrow +\infty. \end{array} \right. \quad (3.80)$$

Представление элементов n, m, p собственных преобразований Фибоначчи-Лоренца через параметр \bar{c}

$$\left\{ \begin{array}{l} 1.61802 \approx \tau < \bar{c} \leq \sqrt{3} \approx 1.73205, \\ n = n(\bar{c}) = \frac{(\bar{c})^2}{\sqrt{(\bar{c})^4 - 3(\bar{c})^2 + 1}}, \\ m = m(\bar{c}) = \frac{(\bar{c})^2 - 1}{\sqrt{(\bar{c})^4 - 3(\bar{c})^2 + 1}}, \\ p = p(\bar{c}) = \frac{1}{\sqrt{(\bar{c})^4 - 3(\bar{c})^2 + 1}}. \end{array} \right. \quad (3.81)$$

Представление элементов $\underline{m}, \underline{p}$ и параметра \underline{c} несобственных преобразований Фибоначчи-Лоренца через элемент n

$$\left\{ \begin{array}{l} n \geq 3, \quad \underline{m} = \underline{m}(n) = \frac{-n + \sqrt{5n^2 - 4}}{2} = \tau^{-1}n + \underline{\omega}(n), \\ \underline{p} = \underline{p}(n) = \frac{3n - \sqrt{5n^2 - 4}}{2} = \tau^{-2}n - \underline{\omega}(n), \\ \underline{c} = \underline{c}(n) = \sqrt{\frac{2n}{3n - \sqrt{5n^2 - 4}}} = \tau + \underline{\alpha}(n), \\ \underline{c} = \underline{c}(n=3) = \sqrt{\frac{6}{9 - \sqrt{41}}} \approx 1.52002, \quad \underline{c}(n \rightarrow +\infty) \rightarrow \tau \approx 1.61803, \end{array} \right. \quad (3.82)$$

где

$$\left\{ \begin{array}{l} \underline{\omega}(n) = \frac{n}{2} \left[\sqrt{5 - \frac{4}{n^2}} - \sqrt{5} \right] \rightarrow 0 \quad \text{при } n \rightarrow +\infty, \\ \underline{\alpha}(n) = \tau \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\tau^2 \underline{\omega}(n)}{n}}} \right] \rightarrow 0 \quad \text{при } n \rightarrow +\infty. \end{array} \right. \quad (3.83)$$

**Представление элементов n , \underline{m} , \underline{p} несобственных преобразований
Фибоначчи-Лоренца через параметр \underline{c}**

$$\begin{aligned} 1.52002 &\approx \sqrt{\frac{6}{9 - \sqrt{41}}} \leq \underline{c} < \tau \approx 1.61803 \\ n = n(\underline{c}) &= n = n(\underline{c}) = \frac{(\underline{c})^2}{\sqrt{-[(\underline{c})^4 - 3(\underline{c})^2 + 1]}}, \\ m = m(\underline{c}) &= \frac{(\underline{c})^2 - 1}{\sqrt{-[(\underline{c})^4 - 3(\underline{c})^2 + 1]}}, \\ p = p(\underline{c}) &= \frac{1}{\sqrt{-[(\underline{c})^4 - 3(\underline{c})^2 + 1]}}. \end{aligned} \quad (3.84)$$

Поэтому условие *комплементарности* для одних и тех же n имеет вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} n = \frac{(\bar{c})^2}{\sqrt{(\bar{c})^4 - 3(\bar{c})^2 + 1}} = \frac{(\underline{c})^2}{\sqrt{-[(\underline{c})^4 - 3(\underline{c})^2 + 1]}}, \\ 1.61802 \approx \tau < \bar{c} \leq \sqrt{3} \approx 1.73205, \quad 1.52002 \approx \sqrt{\frac{6}{9 - \sqrt{41}}} \leq \underline{c} < \tau \approx 1.61803, \quad 3 \leq n < +\infty. \end{array} \right. \quad (3.85)$$

Здесь и в дальнейшем, если не оговорено отдельно, будем рассматривать *натуральные числа* $n = \overline{3, +\infty}$, которые одновременно обладают двумя разными смысловыми понятиями (назовём это явление *двуединством универсального генетического кода и фибоначчиевого света*):

1). Числа $n = \overline{3, +\infty}$ являются *длинами отрезков* универсального бесконечного генетического кода \overline{K}_λ , для которого *показатель гармонии* λ является наилучшим, то есть $\lambda = 1$. Этот код является *стандартным представителем* в генетическом классе Ω_1 и с этим кодом сравниваются все реальные генетические коды, у которых показатель гармонии $\lambda = 1$. Алгоритм нахождения теоретических частот $\overline{X}_1, \overline{X}_2, \overline{X}_3, \overline{X}_4$ такого универсального генетического кода приведен в соотношениях (2.17)-(2.19).

2). Числа $n = \overline{3, +\infty}$ являются, соответственно, нижними левыми элементами матриц $\Omega = \begin{pmatrix} m & p \\ n & m \end{pmatrix}, \underline{\Omega} = \begin{pmatrix} \underline{m} & \underline{p} \\ n & \underline{m} \end{pmatrix}$ для *собственных или несобственных преобразований Фибоначчи-Лоренца*, то есть для собственных преобразований Фибоначчи –Лоренца $n = sFs(\psi)$, а для несобственных преобразований Фибоначчи-Лоренца $n = cFs(\psi)$, где ψ -параметр самоорганизации. Поэтому одному и тому же n ($n \geq 3$) для собственных и несобственных преобразований Фибоначчи-Лоренца соответствуют два разных значения ψ .

В непрерывной ситуации будем считать, что кривые $\overline{c} = \overline{c}(n)$ и $\underline{c} = \underline{c}(n)$ определены при вещественных значениях $3 \leq n < +\infty$. Начальные точки этих кривых обозначим, соответственно, через A и B .

Тогда точка A соответствует значению $\overline{c}(n=3) = \sqrt{3} \approx 1.73205$, а точка B соответствует значению $\underline{c}(n=3) = \sqrt{\frac{6}{9-\sqrt{41}}} \approx 1.52002$.

В этом случае для всех *вещественных* $n \geq 3$ *фибоначчиевая скорость света* $\overline{c} = \overline{c}(n)$ и обратная к ней функция $n = n(\overline{c})$ находятся из соотношений (3.79), (3.81), а *несобственная фибоначчиевая скорость света* $\underline{c} = \underline{c}(n)$ и обратная к ней функция $n = n(\underline{c})$ находятся из соотношений (3.82),(3.84), при этом для каждого n выполняется условие комплементарности (3.85).

Назовём *фибоначчиевой световой молекулой* совокупность $\overline{c}(n) \cup \underline{c}(n)$ кривых $\overline{c} = \overline{c}(n)$ и $\underline{c} = \underline{c}(n)$. Будем говорить, что $\overline{c} = \overline{c}(n)$ есть *собственная световая цепь*, а $\underline{c} = \underline{c}(n)$ – *несобственная световая цепь фибоначчиевой световой молекулы*.

Описанную выше ситуацию взаимно однозначных соответствий двух разных смысловых понятий (*двуединства универсального генетического кода и фибоначчиевого света*) изобразим на рисунке 6. Взаимно однозначные соответствия обозначены символом \leftrightarrow .

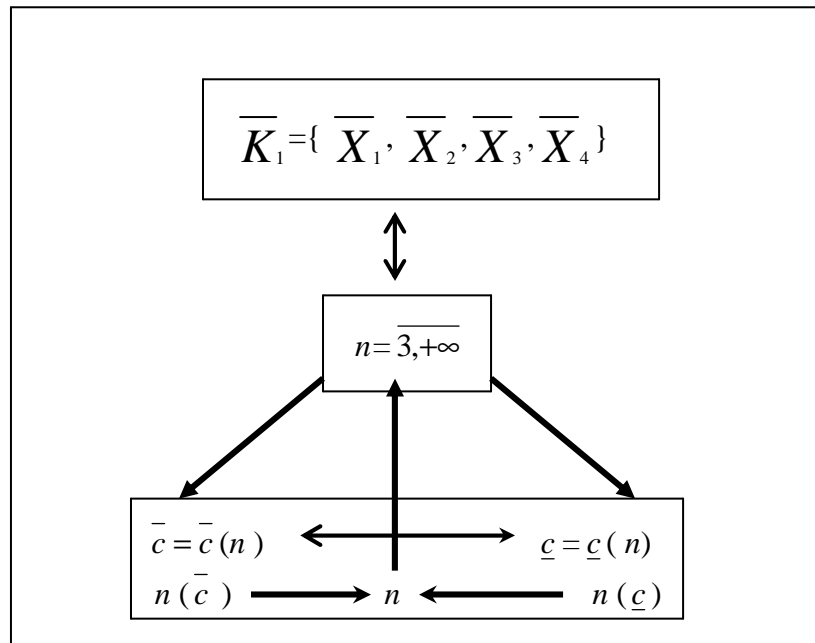


Рисунок 6. Взаимно однозначное соответствие между универсальным генетическим кодом \overline{K}_1 с показателем гармонии $\lambda = 1$ и фибоначчиевой световой молекулой $\overline{c}(n) \cup \underline{c}(n)$.

Поясним вышеуказанную конструкцию взаимно однозначного соответствия между универсальным генетическим кодом и фибоначчиевой световой молекулой более подробно.

7.1. *Отображение фибоначчиевой световой молекулы в универсальный генетический код*

Рассмотрим множество натуральных чисел $\overline{3, +\infty}$ и для каждого такого натурального числа n найдём согласно формулам (3.79), (3.82) комплементарные значения

$$\overline{c}_n = \overline{c}(n) = \sqrt{\frac{2n}{3n - \sqrt{5n^2 + 4}}} \leftrightarrow \underline{c}_n = \underline{c}(n) = \sqrt{\frac{2n}{3n - \sqrt{5n^2 - 4}}} \quad (3.86)$$

на собственной световой цепи и несобственной световой цепи фибоначчиевой световой молекулы.

Назовём множество полученных в результате этой операции точек

$$\overline{C} = \{\overline{c}_3, \overline{c}_4, \dots, \overline{c}_n, \dots\} \quad (3.87)$$

узловыми точками собственной световой цепи, а множество точек

$$\underline{C} = \{\underline{c}_3, \underline{c}_4, \dots, \underline{c}_n, \dots\} \quad (3.88)$$

узловыми точками несобственной световой цепи фибоначчиевой световой молекулы.

Зафиксируем все эти узловые точки как на собственной, так и на несобственной световой цепи.

По каждой узловой точке $\overline{c} \in \overline{C}$ и или ей комплементарной точке $\underline{c} \in \underline{C}$, согласно формулам (3.80), (3.81), (3.83)-(3.85), однозначно находятся, соответственно, тройки элементов n, t, p и $n, \underline{t}, \underline{p}$ такие, что n ($n \geq 3$)- целое число, а числа

$m, p, \underline{m}, \underline{p}$ не обязательно целые, удовлетворяют соотношениям:

Узловые точки $\bar{c} \in \bar{C}$ собственной световой цепи

$$\left\{ \begin{array}{l} n = \frac{(\bar{c})^2}{\sqrt{(\bar{c})^4 - 3(\bar{c})^2 + 1}}, \quad m = \left[1 - \frac{1}{(\bar{c})^2} \right] n, \quad p = \frac{1}{(\bar{c})^2} n, \\ \tau^{-1}n = m - \bar{\omega}(n), \quad \tau^{-2}n = p + \bar{\omega}(n), \\ \bar{\omega}(n) \rightarrow 0 \text{ при } n \rightarrow +\infty \end{array} \right. \quad (3.89)$$

Узловые точки $\underline{c} \in \underline{C}$ несобственной световой цепи

$$\left\{ \begin{array}{l} n = \frac{(\underline{c})^2}{\sqrt{-[(\underline{c})^4 - 3(\underline{c})^2 + 1]}}, \quad \underline{m} = \left[1 - \frac{1}{(\underline{c})^2} \right] n, \quad p = \frac{1}{(\underline{c})^2} n, \\ \tau^{-1}n = \underline{m} - \underline{\omega}(n), \quad \tau^{-2}n = p + \underline{\omega}(n), \\ \underline{\omega}(n) \rightarrow 0 \text{ при } n \rightarrow +\infty. \end{array} \right. \quad (3.90)$$

Из (3.89), (3.90) следует, что если полученные таким образом целые числа n ($n \geq 3$) считать длинами отрезков универсального генетического кода \bar{K}_λ при $\lambda = 1$, то есть полагать $\bar{X}_1 + \bar{X}_2 + \bar{X}_3 + \bar{X}_4 = n$, где алгоритм нахождения теоретических частот $\bar{X}_1, \bar{X}_2, \bar{X}_3, \bar{X}_4$ приведен в (2.17)-(2.19) и основан на использовании операций $Round[\tau^{-1}n], Round[\tau^{-2}n]$, то в нашей ситуации из (3.89), (3.90) получаем следующие соответствия.

1). *Отображение узловых точек $\bar{c} \in \bar{C}$ собственной световой цепи в универсальный генетический код \bar{K}_λ при $\lambda = 1$.*

Из (3.89) по узловым точкам $\bar{c} \in \bar{C}$ находим целые n ($n \geq 3$) и вещественные (не обязательно целые) m, p .

Далее для универсального генетического кода \bar{K}_λ при $\lambda = 1$ получаем:

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{X}_1 + \bar{X}_2 + \bar{X}_3 + \bar{X}_4 = n, \\ \bar{X}_2 + \bar{X}_3 + \bar{X}_4 = Round[\tau^{-1}n] = Round[m] - \delta(n) \\ \bar{X}_1 = Round[\tau^{-2}n] = Round[p] + \delta(n) \end{array} \right. \quad (3.91)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{X}_2 + \bar{X}_3 + \bar{X}_4 = Round[\tau^{-1}n] \\ \bar{X}_3 + \bar{X}_4 = Round[\tau^{-1}(\bar{X}_2 + \bar{X}_3 + \bar{X}_4)] \\ \bar{X}_2 = Round[\tau^{-2}(\bar{X}_2 + \bar{X}_3 + \bar{X}_4)] \end{array} \right. \quad (3.92)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{X}_3 + \bar{X}_4 = Round[\tau^{-1} \times (\bar{X}_2 + \bar{X}_3 + \bar{X}_4)], \\ \bar{X}_3 = Round[\tau^{-1} \times (\bar{X}_3 + \bar{X}_4)], \\ \bar{X}_4 = Round[\tau^{-2} \times (\bar{X}_3 + \bar{X}_4)], \end{array} \right. \quad (3.93)$$

где

$$\begin{cases} \delta(n)=0 \text{ при } n=3,5,6,7,\dots, \\ \delta(n)=1 \text{ при } n=4. \end{cases} \quad (3.94)$$

2). *Отображение узловых точек $\underline{c} \in \underline{C}$ несобственной световой цепи, комплементарных узловым точкам $\bar{c} \in \bar{C}$ собственной световой цепи, в универсальный генетический код \bar{K}_λ при $\lambda=1$.*

В силу (3.85) находим узловые точки $\underline{c} \in \underline{C}$ несобственной световой цепи, комплементарные узловым точкам $\bar{c} \in \bar{C}$ собственной световой цепи, и, следовательно, целые числа n , найденные для $\underline{c} \in \underline{C}$ из соотношений (3.84) и числа n , найденные для $\bar{c} \in \bar{C}$ из соотношений (3.81), являются одинаковыми.

Из (3.84) по каждой узловой точке $\underline{c} \in \underline{C}$, кроме уже найденного целого числа n ($n \geq 3$), определяем вещественные (не обязательно целые) числа \underline{m} , \underline{p}

Тогда для универсального генетического кода \bar{K}_λ при $\lambda=1$ получаем для тех же самых частот $\bar{X}_1, \bar{X}_2, \bar{X}_3, \bar{X}_4$, удовлетворяющих условиям (3.91)-(3.93), в ситуации для узловых точек $\underline{c} \in \underline{C}$ получаем следующие соотношения:

$$\begin{cases} \bar{X}_1 + \bar{X}_2 + \bar{X}_3 + \bar{X}_4 = n, \\ \bar{X}_2 + \bar{X}_3 + \bar{X}_4 = \text{Round}[\tau^{-1}n] = \text{Round}[m] \\ \bar{X}_1 = \text{Round}[\tau^{-2}n] = \text{Round}[p] \end{cases} \quad (3.95)$$

Далее для нахождения частот $\bar{X}_2, \bar{X}_3, \bar{X}_4$ используем формулы (3.92),(3.93).

В таблице 19 для первых десяти комплементарных узловых точек собственной и несобственной световой цепи фибоначчиевой световой молекулы вычислены длины $\bar{X}_1 + \bar{X}_2 + \bar{X}_3 + \bar{X}_4 = n$ отрезков универсального генетического кода \bar{K}_λ при $\lambda=1$ и указаны частоты $\bar{X}_1, \bar{X}_2, \bar{X}_3, \bar{X}_4$ нуклеотидов, соответствующие этим длинам.

Таблица 19. Отображение фибоначчевой световой молекулы в универсальный генетический код \overline{K}_λ при $\lambda = 1$. Первые десять узловых точек.

комплементарность		универсальный генетический код \overline{K}_λ при $\lambda = 1$				
\overline{C} узловые точки собственной световой цепи	C узловые точки несобственной световой цепи	$n = \overline{X}_1 + \overline{X}_2 + \overline{X}_3 + \overline{X}_4$	\overline{X}_1	\overline{X}_2	\overline{X}_3	\overline{X}_4
1.73205	1.52002	3	1	1	1	0
1.67989	1.56121	4	2	1	1	0
1.65699	1.58114	5	2	1	1	1
1.64485	1.59221	6	2	2	1	1
1.63764	1.59897	7	3	2	1	1
1.63299	1.60339	8	3	2	2	1
1.62983	1.60644	9	3	2	2	2
1.62757	1.60863	10	4	2	2	2
1.62591	1.61025	11	4	3	2	2
1.62464	1.61149	12	5	3	2	2

Будем говорить, что узловая точка $\overline{c} \in \overline{C}$ собственной световой цепи и комплементарная ей узловая точка $c \in C$ несобственной световой цепи является резонансной, если число $n = n(\overline{c}) = n(c)$, определяемое по формулам (3.85), является числом Фибоначчи F_s , где s ($s \geq 4$) – номер этого числа Фибоначчи, находимого по формуле (см. также сноску 5)

$$[s = \text{Round} \left[\frac{\ln(n\sqrt{5})}{\ln \tau} \right]]. \quad (3.96)$$

В этом случае для чисел $m = m(\overline{c})$, $p = p(\overline{c})$, находимых из (3.81), (3.89) и чисел $\underline{m} = \underline{m}(c)$, $\underline{p} = \underline{p}(c)$, находимых из (3.84), (3.90), выполняются соотношения:

$$\text{Round}[m] = \text{Round}[\underline{m}] = F_{s-1}, \text{Round}[p] = \text{Round}[\underline{p}] = F_{s-2}. \quad (3.97)$$

Отметим также два важных дополнительных свойства резонансных узловых точек, непосредственно связанных с собственной и несобственной световыми цепями.

Именно, если число $n = n(\overline{c}) = n(c)$, определяемое по формулам (3.85), является числом Фибоначчи F_s , то в случае, когда s ($s \geq 4$)-чётное, получаем соотношения:

$$\begin{cases} n = n(\overline{c}) = n(c) = F_s, \\ m = m(\overline{c}) = F_{s-1}, \underline{m} = \underline{m}(c) \neq F_{s-1}, \\ p = p(\overline{c}) = F_{s-2}, \underline{p} = \underline{p}(c) \neq F_{s-2}, \end{cases} \quad (3.98)$$

а когда s ($s > 4$)-нечётное, то получаем соотношения:

$$\begin{cases} n = n(\overline{c}) = n(c) = F_s, \\ m = m(\overline{c}) \neq F_{s-1}, \underline{m} = \underline{m}(c) = F_{s-1}, \\ p = p(\overline{c}) \neq F_{s-2}, \underline{p} = \underline{p}(c) = F_{s-2}. \end{cases} \quad (3.99)$$

Соотношения (3.98), (3.99) можно трактовать следующим образом: собственная световая цепь является носителем чётных главных резонансов $F_s - F_{s-1} - F_{s-2}$ ($s \geq 4$, s -чётное), а несобственная световая цепь является носителем нечётных главных резонансов $F_s - F_{s-1} - F_{s-2}$ ($s > 4$, s -нечётное).

В таблице 20 для резонансных узловых точек фибоначчиевой световой молекулы вычислены резонансные длины $\overline{X}_1 + \overline{X}_2 + \overline{X}_3 + \overline{X}_4 = n$ отрезков универсального генетического кода \overline{K}_λ при $\lambda = 1$ и указаны частоты $\overline{X}_1, \overline{X}_2, \overline{X}_3, \overline{X}_4$ нуклеотидов, соответствующие этим длинам.

Таблица 20. Резонансные узловые точки фибоначчиевой световой молекулы и их отображение в универсальный генетический код \overline{K}_λ при $\lambda = 1$.

комплементарность		универсальный генетический код \overline{K}_λ при $\lambda = 1$											
\overline{C} резонансные узловые точки собственной световой цепи	\underline{C} резонансные узловые точки несобственной световой цепи	n	m	\underline{m}	p	\underline{p}	s	$n = F_s$	\overline{X}_1	\overline{X}_2	\overline{X}_3	\overline{X}_4	
1.73205	1.52002	3	2	1.70156	1	1.29844	4	3	1	1	1	0	
1.65699	1.58114	5	3	3.17891	3	1.82109	5	5	2	1	1	1	
1.63299	1.60339	8	5	4.88819	5	3.11181	6	8	3	2	2	1	
1.62366	1.61245	13	8	8.0688	8	4.9312	7	13	5	3	3	2	
1.62019	1.61583	21	13	12.9574	13	8.04259	8	21	8	5	5	3	
1.61885	1.61722	34	21	21.0263	21	12.9737	9	34	13	8	8	5	
1.61835	1.61772	55	34	33.9837	34	21.0163	10	55	21	13	13	8	
1.61815	1.61791	89	55	55.01	55	33.99	11	89	34	21	21	13	
1.61808	1.61799	144	89	88.9938	89	55.0062	12	144	55	34	34	21	

7.2. Отображение универсального генетического кода в фибоначчиевую световую молекулу

В пункте 4.3 (формулы (2.17)-(2.19) приведена конструкция бесконечного универсального генетического кода \overline{K}_λ при $\lambda = 1$. Эта конструкция позволяет находить теоретические частоты $\overline{X}_1, \overline{X}_2, \overline{X}_3, \overline{X}_4$ нуклеотидов T, A, C, G не только для резонансные длин $n = F_s (s \geq 4) = \overline{X}_1 + \overline{X}_2 + \overline{X}_3 + \overline{X}_4$ отрезков генетического кода, основанные на главном, среднем и младшем фибоначчиевых резонансах

$$F_s - F_{s-1} - F_{s-2}, \quad F_{s-1} - F_{s-2} - F_{s-3}, \quad F_{s-2} - F_{s-3} - F_{s-4},$$

но и находить эти частоты для промежуточных длин n , отличных от чисел Фибоначчи, для чего числа Фибоначчи заменяются на числа $\text{Round}[x]$ для специально выбранных вещественных x .

Таким образом, переходным звеном от вышеуказанного универсального генетического кода при отображении его к фибоначчиевую световую молекулу являются натуральные числа $n = 3, +\infty$.

Тогда для этой световой молекулы по каждому натуральному числу $n = 3, +\infty$ согласно соотношениям (3.82) и (3.83) находим, соответственно, узловую точку

$$\overline{c}_n = \sqrt{\frac{2n}{3n - \sqrt{5n^2 + 4}}}$$

собственной световой цепи, и комплементарную ей узловую точку

$$\underline{c}_n = \sqrt{\frac{2n}{3n - \sqrt{5n^2 - 4}}}$$

несобственной световой цепи фибоначчиевой световой молекулы.

В результате такой операции находится *полный спектр* узловых точек для собственной световой цепи $\overline{C} = \{\overline{c}_3, \overline{c}_4, \dots, \overline{c}_n, \dots\}$ и комплементарный ему полный спектр узловых точек для несобственной световой цепи $\underline{C} = \{\underline{c}_3, \underline{c}_4, \dots, \underline{c}_n, \dots\}$ фибоначчевой световой молекулы.⁴

В таблице 19 для $n = \overline{3,12}$ и в таблице 20 для $n = F_s$ ($s = \overline{4,12}$) (при их *прочтении справа налево*) даны численные значения комплементарных спектров узловых точек $\overline{C} = \{\overline{c}_3, \overline{c}_4, \dots, \overline{c}_n, \dots\}$ и $\underline{C} = \{\underline{c}_3, \underline{c}_4, \dots, \underline{c}_n, \dots\}$, где F_s - число Фибоначчи с номером s .

Основной вывод. Преобразования Фибоначчи-Лоренца являются носителем универсального генетического кода \overline{K}_λ при $\lambda = 1$.

7.3. Классические преобразования Лоренца не являются носителем универсального генетического кода.

Рассмотрим собственные преобразования Лоренца (3.5) и несобственные преобразования Лоренца (3.9).

В обеих ситуациях нормированная (*эйнштейновская*) скорость света

$$\overline{c} = \sqrt{\frac{ch(\theta)}{ch(\theta)}} = \underline{c} = \sqrt{\frac{sh(\theta)}{sh(\theta)}} = 1, \quad (3.100)$$

и, следовательно, эта нормированная скорость света не зависит от изменения угла *гиперболического поворота* θ ($-\infty < \theta < +\infty$), связанного с углом *фибоначчиевого поворота* (*параметра самоорганизации*) ψ ($-\infty < \psi < +\infty$) для преобразований Фибоначчи-Лоренца с помощью соотношения (3.59) (см. также таблицу 17).

«Поэтому нормированная (эйнштейновская) скорость света (3.100) не зависит также и от изменения параметра n , который для собственных преобразований Фибоначчи-Лоренца равен $sF_s(\psi)$, а для несобственных преобразований Фибоначчи-Лоренца равен $cF_s(\psi)$, и который при целых n ($n \geq 3$) играет роль длин отрезков универсального генетического кода \overline{K}_λ при $\lambda = 1$.

Отсюда следует, что классические преобразования Лоренца *не являются носителем* универсального генетического кода \overline{K}_λ при $\lambda = 1$, то есть носителем универсального генетического кода, имеющего наилучший показатель гармонии.

Обсуждение полученных результатов.

1. В 2005 году произошло замечательное событие: исполнилось сто лет со дня опубликования в 1905 году **Альбертом Эйнштейном** (1879-1955) его Специальной теории относительности (СТО). С момента появления этой теории и до настоящего времени не прекращается критика СТО и споры относительно её научного статуса. С одной стороны, критики неопровержимо доказывают несостоятельность СТО. С другой стороны, апологеты СТО с не меньшим упорством защищают эту теорию, обвиняя своих оппонентов в некомпетентности. Обе стороны приводят свои неотразимые аргументы.

СТО основывается на двух принципах: *принцип относительности* и *принцип независимости скорости света в пустоте от скорости источника*. Основной спор, в основном, идёт относительно второго принципа, то есть зависит или не зависит скорость света в пустоте от скорости источника света.

⁴ По этому поводу см. также формулы (3.86)–(3.88)

Весь научный мир замер сейчас в ожидании пуска в Швейцарии сверхмощного ускорителя частиц, который, возможно, позволит *замкнуть время*, и доказать возможность «путешествия во времени», хотя бы для элементарных частиц и ответить на многие вопросы как в теории СТО, так и в теории ОТО (общей теории относительности). И как всегда, научный мир снова разделился на два альтернативных лагеря: одни утверждают, что это возможно, в другие - что «этого не может быть, потому что не может быть».

В этом плане могут представить теоретический интерес работы **С.Х. Арансона и Е.В. Жужомы** [16-18], в которых в ситуации классической СТО замыкалось время и пространство, что вызвало квантование света и наложило жёсткие условия на арифметические свойства скоростей света и их спектров из допустимых относительных скоростей источников света.

Было время, когда совершенно абсурдным казалось также утверждение, что на плоскости через точку, взятую вне данной прямой, можно провести не одну (как у **Евклида** (365-300 до н. э.), а две прямые, параллельные данной прямой, и более того, бесчисленное множество прямых, не пересекающихся с данной прямой, но не параллельных с ней (**Карл Фридрих Гаусс** (1777-1855), **Николай Иванович Лобачевский** (1792-1856), **Янош Боляи** (1802-1860)).

Отсюда, в частности, следовало, что сумма углов любого треугольника меньше 180^0 , то есть, в принципе, должен был существовать треугольник, все углы которого равны нулю, что, как оказалось, в дальнейшем, действительно имеет место в модели **Анри Пуанкаре** (1854-1912) плоскости Лобачевского, представленной в виде единичного круга, пополненной *абсолютом* (единичной окружностью), играющей роль бесконечности. Прямыми (*геодезическими*) в модели Пуанкаре являются дуги окружностей, ортогональных абсолюту, а треугольниками, все углы которых равны нулю, - *несобственные треугольники*, все три вершины которых лежат на абсолюте.

Итогом такого неевклидова подхода явилось создание **Георгом Фридрихом Бернхардом Риманом** (1826-1866) *римановой геометрии*, развившим математическое учение о пространстве, понятие дифференциала расстояния между элементами многообразия и учение о кривизне.

Введение *обобщённых римановых пространств*, частными случаями которых являются *пространства Евклида и Лобачевского* и так называемой *геометрии Римана*, открыло новые пути в развитии геометрии и нашли применение в физике (теория относительности) и других разделах естествознания.

2. В настоящей статье мы не хотим вступать в спор о правомочности или не правомочности Специальной теории относительности (СТО), основой которой являются *преобразования Лоренца*.

Мы просто хотели понять, что получится, если классические *преобразования Лоренца*, используемые в качестве преобразования координат и времени в СТО, заменить на преобразования, которым мы дали название *преобразований Фибоначчи-Лоренца* (формулы (3.27), (3.50)).

Преобразования *Фибоначчи-Лоренца* (3.39), (3.65) получены с помощью операции умножения слева на постоянную матрицу (3.38) введённых **А.П. Стаховым** в [7] *золотых матриц*, элементами которых являются введённые **А.П.Стаховым** и **Б.Н. Розиным** в [4] *симметричный гиперболический синус* и *косинус Фибоначчи*

$$sFs(\psi) = \frac{\tau^\psi - \tau^{-\psi}}{\sqrt{5}}, \quad cFs(\psi) = \frac{\tau^\psi + \tau^{-\psi}}{\sqrt{5}},$$

где $\tau = \frac{1+\sqrt{5}}{2} \approx 1.61803$ - *золотая пропорция* (или, в другой терминологии, *золотое сечение*).

Учитывая ту роль, которую проявляет золотая пропорция (золотое сечение) τ в современном естествознании как *основа красоты и гармонии Природы*, мы вправе были ожидать появления новых эффектов по сравнению с СТО, если рассматривать преобразования *Фибоначчи-Лоренца* как преобразования координат и времени, сохраняя ту же терминологию, что и в СТО.

В результате вместо *стационарной* классической модели СТО, в которой скорость света в пустоте является постоянной величиной, мы получили *нестационарную* модель, в которой *фибоначчиевая скорость света в пустоте* меняется в зависимости от угла фибоначчиевого поворота ψ , который мы, возможно, несколько нескромно (да простят нас физики и биологи) назвали *параметром самоорганизации*.

Построив и проанализировав графики *нормированной фибоначчиевой скорости света в пустоте* для собственных и несобственных преобразований Фибоначчи-Лоренца в зависимости от ψ (рисунки 3 и 4), мы дали «*космологическую интерпретацию*» полученных результатов, употребив (опять несколько нескромно) такие термины, как *Большой взрыв* и другие, и, более того, описав теоретический сценарий развития мироздания до-, во время- и после Большого взрыва.

3. Далее мы установили взаимосвязь между преобразованиями Фибоначчи-Лоренца и *универсальным генетическим кодом* \bar{K}_λ при $\lambda=1$ (*наилучший показатель гармонии*).

Для этого преобразования Фибоначчи-Лоренца представляются в другом виде, для чего исключается параметр самоорганизации ψ и берётся в качестве независимой переменной параметр n , целочисленные положительные значения которого при $n \geq 3$ в дальнейшем идентифицируется с *длинами отрезков универсального генетического кода* \bar{K}_λ при $\lambda=1$ (*наилучший показатель гармонии*).

Для собственных преобразований Фибоначчи-Лоренца полагается $n = sF_s(\psi)$, а для несобственных преобразований $n = cF_s(\psi)$, так что одному и тому же $n \geq 3$ соответствуют два разных значения ψ .

Соответствующие матрицы собственных и несобственных преобразований Фибоначчи-Лоренца имеют вид (3.72) и (3.76). Графики нормированных собственных и несобственных фибоначчиевых скоростей света \bar{c} и \underline{c} при $n \geq 0$ (нас будет интересовать случай $n \geq 3$) представлены на рисунке 5.

Мы называем *фибоначчиевой световой молекулой* совокупность $\bar{c}(n) \cup \underline{c}(n)$, где $n \geq 3$, при этом $\bar{c} = \bar{c}(n)$, $\underline{c} = \underline{c}(n)$ названы, соответственно, *собственной* и *несобственной световой цепью*.

Будем говорить, что нормированные фибоначчиевые скорости света $\bar{c} = \bar{c}(n)$, $\underline{c} = \underline{c}(n)$ *комплементарны*, если они получены при одних и тех же n по формулам (3.75) и (3.77). Условие комплементарности для одних и тех же n задаётся формулой (3.85).

Далее устанавливается взаимно однозначное соответствие между универсальным генетическим кодом \bar{K}_λ при $\lambda=1$ и *фибоначчиевой световой молекулой* $\bar{c}(n) \cup \underline{c}(n)$ как для *резонансных длин* $n = F_s$ ($s \geq 4$), где F_s – число Фибоначчи с номером s , так и для *промежуточных длин* $n \neq F_s$.

Представление о таком взаимно однозначном соответствии даёт рисунок 6 и таблицы 19 и 20, а также формулы (3.79)-(3.99). Сам факт существования такого взаимно однозначного соответствия мы назвали *двуединством универсального генетического кода и фибоначчиевого света*. Отсюда следует, что преобразования Фибоначчи-Лоренца являются носителем универсального генетического кода \bar{K}_λ при $\lambda=1$.

В статье также показано, что классические преобразования Лоренца не являются носителем универсального генетического кода \bar{K}_λ при $\lambda=1$.

Из вышеуказанного следует, что применение гиперболических функций Фибоначчи и золотых матриц имеет фундаментальное значение в теоретической физике и других разделах естествознания.

4. Наметим дальнейшие перспективы этих исследований:

4.1. Вышеуказанные преобразования Фибоначчи-Лоренца на плоскости R^2 основаны на использовании симметричных гиперболических функций $sFs(\psi)$, $cFs(\psi)$, которые связаны с золотой пропорцией (золотым сечением) $\tau = \frac{1+\sqrt{5}}{2}$, и, следовательно, для

данного случая показатель гармонии $\lambda=1$. Представляет интерес по аналогичной схеме рассматривать на плоскости R^2 λ -преобразования Фибоначчи-Лоренца, где $\lambda>1$, основанные на использовании введенных А.П. Стаховым в [6] гиперболических λ -функций Фибоначчи $sF_\lambda(\psi)$, $cF_\lambda(\psi)$, которые связаны с золотой λ -пропорцией

$\tau_\lambda = \frac{\lambda + \sqrt{4 + \lambda^2}}{2}$. Также представляет интерес установление взаимно-однозначного соответствия между λ -преобразования Фибоначчи-Лоренца и λ -универсальными генетическими кодами \bar{K}_λ , для которых показатель гармонии $\lambda>1$, а также рассмотрение аналогов *Большого взрыва*, которые будем называть λ -*Большими взрывами*.

4.2. Исследование λ -преобразований Фибоначчи-Лоренца, где $\lambda \geq 1$ на двумерном торе и на двумерной сфере с четырьмя точками ветвления, то есть когда время и пространственная координата замкнуты.

4.3. Для динамических систем с дискретным временем (каскадов), заданных на торе и замкнутых ориентируемых поверхностях отрицательной эйлеровой характеристики, представляет интерес установление связи между топологической энтропией (мерой хаоса)

и λ -пропорциями $\tau_\lambda = \frac{\lambda + \sqrt{4 + \lambda^2}}{2}$, показав, что при $\lambda \geq 1$ для таких преобразований $\ln(\tau_\lambda)$ является наименьшей топологической энтропией среди всех энтропий преобразований, гомотопных преобразованию, для которого топологическая энтропия равна $\ln(\tau_\lambda)$.

4.4. На основе золотой фибоначчевой гониометрии А.П. Стахова создать на плоскости, поверхностях и в пространстве *фибоначчиевую качественную теорию* динамических систем с непрерывным временем (*потоков*), дискретным временем (*каскадов*), а также слоений с особенностями. Предложение 4.4 потребует привлечения широкого круга специалистов по дифференциальным уравнениям, геометрии и топологии.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Воробьев Н.Н.** Числа Фибоначчи. Москва, Наука, **1978**.
2. **Hoggat, V. E.** Fibonacci and Lucas Numbers, Houghton-Mifflin, Palo Alto, California, **1969**.
3. **Стахов А.П., Ткаченко И.С.** Гиперболическая тригонометрия Фибоначчи. Доклады Академии наук УССР, **1993**, Т. 208, № 7.

4. **Stakhov A, Rozin B.** On a new class of hyperbolic function. *Chaos, Solitons & Fractals* **2004**, 23(2): 379-389.
5. **Stakhov A. Rozin B.** The Golden Section, Fibonacci series and new hyperbolic models of Nature. *Visual Mathematics*, **2006**, V.8, No.3
(<http://members.tripod.com/vismath/pap.htm>)
6. **Стахов А.П.** Формулы Газале, новый класс гиперболических функций Фибоначчи и Люка и усовершенствованный метод «золотой» криптографии // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.14098, 21.12. **2006**
(<http://www.trinitas.ru/rus/doc/0232/004a/02321063.htm>)
7. **Stakhov A.** The “golden” matrices and a new kind of cryptography. *Chaos, Solitons & Fractals* , **2007**, V.32, Issue 3, 1138-1146.
8. **Gazale M.** Gnomon. From Pharaohs to Fractals. Princeton, New Jersey: Princeton University Press, **1999** (русский перевод, **2002**).
9. **Беллман Р.** Введение в теорию матриц. Москва, Наука, **1968** , 367 с.
10. **Watson J.D., Crick F. H.** Molecular structure of nucleic acids . *Nature*, **1953**, V. 171, P. 738-740.
11. **Дубинин Н.П.** Общая генетика. М.: Наука, **1986**, 559 с.
12. **Льюин Б.** Гены. М.: Мир, **1987**, 544 с.
13. **Айала Ф., Кайгер Дж.** Современная генетика. М.: Мир, **1988**, Т. 1-3.
14. **Watson J.D., Crick F.H..** Genetic implications of the structure of deoxyribose nucleic acid. *Nature*, **1953**, V.171, P. 964-967.
15. **Спирин А.С.** Биосинтез белков, мир РНК и происхождение жизни
([http:// evolution. powernet.ru/library/biosynthesis.htm](http://evolution.powernet.ru/library/biosynthesis.htm)) .
16. **Aranson S., Zhuzhoma E.** On arithmetical and dynamical properties of Lorenz maps of the torus. *ArXiv:math. DS/0404464*, 26 Apr. **2004**, V.1, P.1-14.
17. **Aranson S., Zhuzhoma E.** On arithmetical and dynamical properties of Lorenz maps of the torus. Institut de Recherche Mathematique de Rennes. France, Prepublication 04-27. April **2004**, P.1-14.
18. **Арансон С.Х., Жужома Е.В.** Арифметические и динамические свойства преобразований Лоренца на торе. Труды Средневолжского математического общества. Материалы Второй Международной научной школы «Математическое моделирование, численные методы и комплексы программ». Саранск. Россия. **2005** ,Т.7, №1, С.245-247.
19. **Боднар О.Я.** Золотое сечение и неевклидова геометрия в природе и искусстве. Львов: «Свит», **1994**.
20. **Петухов С.В.** Метафизические аспекты матричного анализа генетического кодирования и золотое сечение. *Метафизика*. Москва, Бином, **2006**. С. 216-250.
21. **Шило Н.А., Динков А.В.** Фенотипическая система атомов в развитие идей Д.И.Менделеева // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.14630, 09.11. **2007** (<http://www.trinitas.ru/rus/doc/0232/009a/02321073.htm>)
22. **Кедров Б.М.** Микроанатомия великого открытия. М.: Наука, **1970** .

(Продолжение следует)